بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران

و

سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران

27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)

&

13th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)

Feb. 2 to 4, 2021 - University of Sistan and Baluchestan

۱۴ تا ۱۶ بهمن ماه ۱۳۹۹ - دانشگاه سیستان و بلوچستان



تاریخ های مهم:

- آغاز دریافت مقاله (۱ آبان)
- آخرین مهلت ارسال مقاله (۳۰ آبان)
- اعلام پذیرش مقاله (۱۵ دی)
- شروع ثبت نام (۱ دی)
- آخرین مهلت ثبت نام (۳۰ دی)

وبگاه همایش

http://seminars.usb.ac.ir/icop2021

اولین کنفرانس مجازی سالیانه اپتیک و فوتونیک ایران



وبگاه کنفرانس:

www.icop.ir

وبگاه دانشگاه سیستان و بلوچستان:

www.usb.ac.ir

تلفن دبیرخانه علمی کنفرانس: ۰۲۱-۴۴۲۵۵۹۳۷

تلفن دبیرخانه اجرایی کنفرانس: ۰۵۴-۳۱۱۳۶۳۳۷

دبیر علمی کنفرانس: عزالدین مهاجرانی

دبیر اجرایی کنفرانس: محمدعلی منصوری بیرجندی

اعضای کمیته علمی



دکتر عزالدین مهاجرانی

دبیرکمیته علمی

دانشگاه شهید بهشتی



دکتر محمدعلی منصوری بیرجندی

دانشگاه سیستان و بلوچستان



دکتر مجتبی شهرکی

دانشگاه سیستان و بلوچستان



دکتر مجید قدردان

دانشگاه سیستان و بلوچستان



دکتر محمد محمدی‌مسعودی

دانشگاه تهران



دکتر سید نادر سیدریحانی

دانشگاه صنعتی شریف



دکتر امیر معصومی

دانشگاه زنجان

اعضای کمیته علمی



دکتر داریوش عبداله‌پور

دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان



دکتر حمیدرضا فلاح

دانشگاه اصفهان



دکتر رضا پورصالحی

دانشگاه تربیت مدرس



دکتر علیرضا طاوسی

دانشگاه سیستان و بلوچستان



دکتر ناصر هاتفی کرگان

دانشگاه سیستان و بلوچستان



دکتر شهرام مهنا

دانشگاه سیستان و بلوچستان



دکتر مجید رشیدی هویه

دانشگاه سیستان و بلوچستان



دکتر زهرا کاوه‌وش

دانشگاه صنعتی شریف



دکتر علی دلفی

دانشگاه شهید بهشتی

اعضای کمیته علمی



دکتر غلام‌محمد پارسانسب

دانشگاه شهید بهشتی



دکتر محمداسماعیل زیبایی

دانشگاه شهید بهشتی



دکتر آتوساسادات عربانیان

دانشگاه شهید بهشتی



دکتر مجید ناظری

دانشگاه کاشان



دکتر محمد واحدی

دانشگاه علم و صنعت



دکتر محمدحسین مهدیه

دانشگاه علم و صنعت



دکتر فرشاد صحبت‌زاده

دانشگاه مازندران



دکتر مسعود قطبی

دانشگاه کردستان



دکتر علی فرمانی

دانشگاه لرستان

اعضای کمیته اجرایی



دکتر محمدعلی منصوری بیرجندی

دبیر کمیته اجرایی

دانشگاه سیستان و بلوچستان



دکتر محمود اوکاتی صادق

رئیس دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر

دانشگاه سیستان و بلوچستان



دکتر مجتبی شهرکی

عضو هیات علمی دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر دانشگاه سیستان و بلوچستان



دکتر مجید قدردان

عضو هیات علمی دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر دانشگاه سیستان و بلوچستان



دکتر امین راحتی

مدیر فناوری اطلاعات

دانشگاه سیستان و بلوچستان



دکتر مهری رجائی

رئیس مرکز آموزش‌های مجازی

دانشگاه سیستان و بلوچستان

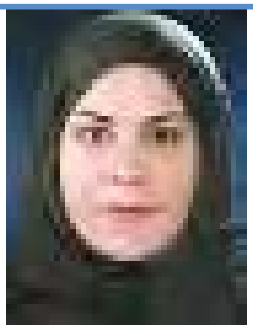


دکتر مجید رشیدی هویه

معاون آموزشی دانشکده علوم

دانشگاه سیستان و بلوچستان

اعضای کمیته اجرایی



دکتر مهری مهرجو

معاون آموزشی دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر دانشگاه سیستان و بلوچستان



دکتر مهدی رضایی

مدیر گروه مهندسی مخابرات دانشگاه سیستان و بلوچستان



دکتر احمد بختیاری شهری

مدیر گروه مهندسی فناوری اطلاعات دانشگاه سیستان و بلوچستان



دکتر محمدحسین سرگلزایی

مدیر گروه مهندسی کامپیوتر دانشگاه سیستان و بلوچستان



هادی اسمعیلی درمیان

عضو هیات علمی دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر دانشگاه سیستان و بلوچستان



دکتر پوریا جعفری

عضو هیات علمی دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر دانشگاه سیستان و بلوچستان



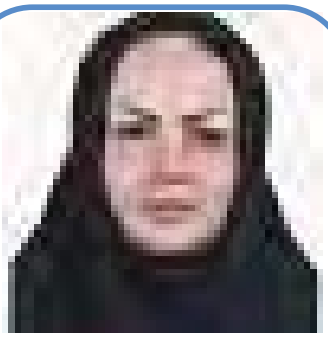
دکتر سیدحامد ترابی

عضو هیات علمی دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر دانشگاه سیستان و بلوچستان



سمیرا رحیمی

کارشناس مرکز آموزش‌های مجازی دانشگاه سیستان و بلوچستان



ساناز پاریزی

کارشناس مرکز آموزش‌های مجازی دانشگاه سیستان و بلوچستان

اعضای کمیته اجرایی



فرناز براهویی مالک

کارشناس مرکز آموزش‌های مجازی

دانشگاه سیستان و بلوچستان



مجتبی جلال‌زایی

کارشناس مرکز آموزش‌های مجازی

دانشگاه سیستان و بلوچستان



ملیحه جهانتیغ

کارشناس پژوهشی دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر

دانشگاه سیستان و بلوچستان



احسان ادیب‌نیا

دانشجوی دکتری مهندسی برق

دانشگاه سیستان و بلوچستان

فهرست مقالات

سه‌شنبه ۱۴ بهمن ۱۳۹۹ ارائه مقالات شفاهی **O1** ساعت ۱۰ تا ۱۰:۴۰

نشست **O1A** : انرژی خورشیدی و سایر — رئیس نشست: دکتر محمدحسین مهدیه

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-2605-1	طراحی و ساخت لیزر حالت جامد موج پیوسته دمیده شده با نور خورشید
A-10-1181-1	الگودهی داربست‌های الکتروریسی شده PVDF با استفاده از تپ‌های لیزری فمتوثانیه
A-10-1416-4	تولید پیوستار نور سفید حاصل از پالس‌های فمتوثاینه
A-10-1694-3	بررسی لیزرهای کاتوره‌ای شامل ذرات پراکننده با اثرات غیرخطی
A-10-2495-1	ایجاد کانال‌های میکرومتری به روش پلیمریزاسیون دوفوتونی با استفاده از تپ‌های لیزری فمتوثانیه

نشست **O1B** : بیوفوتونیک — رئیس نشست: دکتر محمداسماعیل زیبایی

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-2090-1	تشخیص سلول‌های سرطانی از سلول‌های نرمال با استفاده از طیف‌سنجی عبوری
A-10-2465-1	بررسی مشخصه‌های اپتیکی بیماری‌های پسوریازیس و اگزما با هدف تمایز
A-10-2338-2	طراحی و ساخت فیبر نوری پلیمری انعطاف‌پذیر و زیست سازگار برای کاربردهای اپتوژنتیک
A-10-1346-3	تعیین ضریب نوری شکست و گذردهی الکتریکی به منظور تشخیص افتراقی نمونه‌های سلولی پوستی سالم و سرطانی انسانی بر اساس طیف‌سنجی نوری بازتابی
A-10-2547-1	بررسی خواص خطی و غیرخطی اپتیکی پوست بیماران اسکلرودرمی

نشست **O1C** : اپتیک کوانتومی — رئیس نشست: دکتر علی دلفی

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-2549-1	کنترل همدوس انتقال جمعیت در سیستم‌های چند لامبدایی با استفاده از پالس‌های ترکیبی
A-10-2573-1	استخراج کار در یک ماشین گرمایی کوانتومی شامل دو اتم دوترازه‌ی برهمکنشی با میدان دو-مده یک کاواک
A-10-2458-2	بررسی اثر یک محیط غیرخطی بر برهم کنش اتم –میدان با استفاده از رهیافت حالت‌های همدوس غیرخطی
A-10-2462-1	رفتار زمانی یک اتم چهار ترازی با گذار چند فوتونی تحت چندین شرط خاص
A-10-1287-2	دوربری حالت درهم‌تنیده‌ای از دو کیوبیت ابررسانا در حضور برهم‌کنش قوی بدون اندازه‌گیری بل

سه‌شنبه ۱۴ بهمن ۱۳۹۹ ارائه مقالات شفاهی **O2** ساعت ۱۲ تا ۱۳:۲۰

نشست **O2A** : اپتیک کوانتومی، نانوساختارها و نانوذرات نوری، لیزرهای فیبری	رئیس نشست: دکتر آتوساسادات عربانیان، دکتر مسعود قطبی

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-2482-1	مطالعه پذیرفتاری نوری غیرخطی در ساختارهای هیبرید اکسایتون-پلاسمون
A-10-2136-2	بررسی خواص اپتیکی غیرخطی پروسکایت‌های آلی -معدنی دوبعدی و سه بعدی
A-10-2555-1	بررسی پارامترهای لیزری در جوشکاری صفحات ضخیم فولادی با لیزر فیبر توان بالا
A-10-133-2	طراحی تقویت‌کننده فیبری تک-عبوری Tm:ZBLAN با در نظر گرفتن اثر ASE

نشست **O2B** : افزاره‌های تراهرتز	رئیس نشست: دکتر شهرام مهنا

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-2504-1	تولید تابش تراهرتز در نانولوله‌های کربنی توسط برهم‌کنش لیزرچیرپ و پلاسما در حضور میدان مغناطیسی باریک شونده خارجی
A-10-2494-1	تابش تراهرتز توسط زنش باریکه‌های لیزر گاوسی و پلاسمای نانوخوشه
A-10-1432-3	شبیه‌سازی دینامیک و مشخصه‌های خروجی لیزرهای آبشار کوانتومی در ناحیه‌ی تراهرتز
A-10-2464-1	نوسانگر پارامتریک تراهرتز بر پایهٔ ترکیب چهار موج در سیلیکون نیترید

نشست **O2C** : نانوساختارها و نانوذرات نوری؛ افزاره‌های نوری آلی و پلیمری؛ افزاره‌های نوری نیمرسانا	رئیس نشست: دکتر محمد محمدی‌مسعودی

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-2541-2	سنتز پلیمر قالب مولکولی جهت بررسی کیفی هگزانال به‌عنوان یک ترکیب آلی فرار برای تشخیص سرطان ریه با استفاده از طیف‌سنجی رامان
A-10-2560-1	ساخت فیلتر لایه نازک میان نگذر با استفاده از کریستال‌های مایع نماتیک کایرال
A-10-1191-4	اثر محیط‌های الکلی بر روی رفتار نوری غیرخطی رنگینه‌های تیازین با ساختار مولکولی متفاوت

سه‌شنبه ۱۴ بهمن ۱۳۹۹ ارائه مقالات شفاهی **P1** ساعت ۱۷:۱۵ تا ۱۹:۱۵

نشست **P1A** : اپتیک هندسی و طراحی اپتیکی، اپتیک جو و سنجش از راه دور، فیبر نوری	رئیس نشست: دکتر حمیدرضا فلاح، دکتر محمد واحدی

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-2473-1	نسبت تمرکز و توزیع شدت گرمای خورشیدی در آینه‌های شلجمی و کروی
A-10-2484-1	بررسی روش‌های پردازش داده در حسگرهای نوری ضریب شکست برای دستیابی به کارایی بهینه
A-10-2534-1	دسته‌بندی هواویزهای منطقه خلیج فارس با استفاده از داده‌های قطبیده شیدسنج خورشیدی
A-10-1924-3	بهبود نرخ انتقال در سیستم‌های ارتباطی دوربین نوری با استفاده از دیود نورانی RGB و مالتی‌پلکس تقسیم طول موجی
A-10-2511-1	شبیه‌سازی سلول حسگرهای گاز اپتیکی
A-10-2499-1	طراحی و شبیه‌سازی دوربین چندطیفی اپتیکی با کاربرد سنجش از دور
A-10-1697-1	تاثیر مشخصه‌های طول و زاویه نازک‌شدگی بر حساسیت حسگر فیبر نوری نازک شده در آشکارسازی گاز هیدروژن
A-10-1993-1	طراحی و ساخت حسگر فیبر نوری نازک شده برای آشکارسازی دی متیل متیل فسفات
A-10-2515-1	بررسی عملکرد ژیروسکوپ تار نوری در آرایش ماخ-زندر با در نظر گرفتن اثر ورنیه
A-10-2503-1	طراحی توری فیبر براگ اپودایز شده‌ی چیرپ شده

نشست **P1B** : پلاسما	رئیس نشست: دکتر فرشاد صحبت‌زاده

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-1246-2	بررسی عددی تأثیر میدان مغناطیسی چهارقطبی بر روی دینامیک الکترون در سیستم برهم‌کنش لیزر-پلاسما
A-10-607-4	بررسی شکست غیرخطی موج عقبه در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون میدانی
A-10-1577-3	شبیه‌سازی تأثیر ضخامت پوشش جاذب بر قدرت عمق نفوذ موج شوک در فرآیند شوک‌دهی لیزری ماده Ti-6Al-4V
A-10-1954-1	بررسی خواص اپتیکی نانو ذرات نورتاب CdS:Sn، CdS و CdS:Al تولیدشده با روش برهم‌کنش پلاسما-مایع
A-10-1917-4	بررسی جذب رزونانس موج الکترومغناطیسی در پلاسمای گرم ناهمگن
A-10-1917-3	شبیه‌سازی انتشار باریکه لیزر گاوسی در پلاسمای سرد برخوردی با روش تفاضل محدود در حوزه زمان
A-10-2593-1	بررسی ویژگی‌های تخلیه کرونای منفی سیم-میله با استفاده از تصویربرداری شلیرین
A-10-2469-1	مطالعه اثرات کوانتومی بر رشد ناپایداری الکترومغناطسی در آشفتگی پلاسمای چگال
A-10-2470-1	اثر یونیزاسیون بر روی گرمایش کیاتیکی الکترون‌ها در برهم‌کنش پالس قوی لیزر با اتم‌های هیدروژن

نشست **P1C** : بلور فوتونی، افزاره‌های فراماده، افزاره‌های پلاسمونی	رئیس نشست: دکتر مجید قدردان، دکتر علیرضا طاوسی

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-2543-1	طراحی سنسور بلور فوتونی سیلیکونی دو بعدی برای تشخیص سلول سرطانی
A-10-2604-1	بررسی گاف‌های فرکانسی بلورهای فوتونی پلاسمایی یک بعدی تئو-مورس
A-10-1741-2	بهبود پهنای باند آنتن پچ آرایه‌ای با استفاده از ساختار بلور فوتونی
A-10-2552-1	مطالعه و بررسی ضخامت، ثابت دی‌الکتریک، تعداد تناوب، بر سیستم‌های چند لایه‌ای بدون انعکاس
A-10-1856-2	تولید پالس‌های کوتاه با تغییر در ساختار هندسی تارهای فوتونیک کریستال میان‌تهی
A-10-2461-1	بررسی طیف عبوری بلورهای فوتونی یک بعدی فیبوناچی مرتبه سوم شامل شبه فلز دیراک
A-10-2460-1	حالت‌های سطحی تنظیم‌پذیر در بلورهای فوتونی یک بعدی شامل لایه پوششی شبه فلز دیراک
A-10-1924-2	طراحی و شبیه‌سازی یک حسگر بلور فوتونی به منظور اندازه‌گیری فشار
A-10-2558-1	بهینه‌سازی عملکرد و بررسی عمق کانونی فرالنز دی‌الکتریک با فرا اتم‌های صلیبی شکل
A-10-2606-1	جاذب دو بانده تنظیم‌پذیر شامل دوره‌ای از ضربدرها، تشکیل‌شده از بیضی‌وارهای گرافنی
A-10-2610-1	مطالعه جذب نوری در ساختارهای چند لایه مبتنی بر گرافن با استفاده از روش ماتریس انتقال

چهارشنبه ۱۵ بهمن ۱۳۹۹ ارائه مقالات شفاهی **P2** ساعت ۸ تا ۱۰

نشست **P2A** : افزاره‌های پلاسمونی	رئیس نشست: دکتر علی فرمانی

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-2409-1	تهیه و مشخصه‌یابی نانوستاره طلا به‌عنوان نانوساختارهای جدید پلاسمونی
A-10-2595-1	طراحی جاذب کامل با باندپهن در ناحیه فروسرخ میانه بر مبنای پلاسمون سطحی جایگزیده در ساختارگریتینگ شامل فسفرن
A-10-2542-1	طراحی و شبیه‌سازی مدولاتور ماخ-زندر مبتنی بر پلاسمونیک
A-10-2597-1	بررسی عملکرد حسگر فیبری بر پایه تشدید پلاسمون سطحی با پوششی از نانوذرات طلا و اکسید تلوریم
A-10-2471-1	جاذب پلاسمونیک مبتنی‌بر گرافن با کاربرد حسگری در باند فرکانسی فروسرخ دور
A-10-73-1	نانوذرات پلاسمونیکی پربازده برای بهبود عملکرد سلول‌های خورشیدی پلیمری: مطالعه الکترو-اپتیکی
A-10-2454-1	تنظیم‌پذیری جفت‌شدگی پلاریتون-پلاسمون سطحی و اکسیتون بر حسب ضخامت لایه‌ی پلاسمونی در یک ساختار سه لایه‌ای
A-10-2443-1	شبیه‌سازی و بهینه‌سازی نانوحسگر پلاسمونی بر پایه جفت‌شدگی با توری
A-10-2477-1	عملکرد خوب آشکارساز نوری پلاسمونی مبتنی بر گرافن با استفاده از نانو توری فلزی در طول موج‌های مخابراتی
A-10-1855-2	بهبود عددی فیلتر نانوساختار پلاسمونی در محدوده طول موج مرئی و مادون قرمز
A-10-2545-1	پیدا کردن رابطه پاشندگی پولاریتون پلاسمون سطحی در سطح مشترک بین یک محیط پلاسمونی و یک محیط دوشکستی
A-10-545-1	نانوسوئیچ پلاسمونیک مبتنی بر GST با روش مدار معادل در ناحیه فروسرخ نزدیک

نشست **P2B** : افزاره‌های نوری آلی و پلیمری، افزاره‌های نوری نیمرسانا، لیزرهای نیم رسانا	رئیس نشست: دکتر محمد محمدی‌مسعودی، دکتر ناصر هاتفی کرگان

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-2598-1	بررسی تأثیر لایه‌های انتقال‌دهندهٔ حفره و الکترون بر عملکرد یکسوسازهای نورگسیل آلی به روش محلولی
A-10-2501-1	بررسی وابستگی دمایی تابش فسفرسانس کمپلکس پلاتین پورفیرین
A-10-2109-2	شبیه‌سازی عدسی مدی بر پایه بلورمایع با فاصله کانونی تنظیم‌پذیر
A-10-2456-1	تاثیر ضخامت‌های ماده TPD بر روی عملکرد دیودهای نورگسیل آلی
A-10-2607-1	طراحی و شبیه‌سازی گیت منطقی AND مبتنی بر تقویت‌کننده‌های نوری نیمه‌هادی نقطه کوانتومی
A-10-2566-1	پنجره‌های هوشمند بر مبنای فیلم دی‌اکسید وانادیم -بررسی رفتار هیسترزیس گذار رسانایی – نیمه‌رسانایی ترموکرومیک با ضخامت فیلم
A-10-2514-1	بررسی عملکرد دیود لیزری نیمرسانا به‌عنوان چشمه‌ی نوری سیستم لیداری با کاربرد خودروهای خود-ران
A-10-1038-2	تولید پالس کوتاه در لیزر دیودهای لبه گسیل ۹۸۰ نانومتر به روش سوییچ بهره
A-10-2472-1	تاثیر ترمیم سطح آند توسط پلاسمای اکسیژن بر روی عملکرد دیود نور گسیل آلی

نشست **P2C** : نانوساختارها و نانو ذرات نوری، پلاسمونی، مگنتو فوتونیک	رئیس نشست: دکتر مجید رشیدی هویه، دکتر رضا پورصالحی

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-2588-1	تولید نانوذرات پلاتین با استفاده از لیزر تارنوری در شاریدگی‌های مختلف در آب
A-10-2562-1	تاثیر آلایش کبالت بر خواص اپتیکی و الکتروشیمیایی آبی پروس (PB)
A-10-2586-1	حسگر ضریب شکست مبتنی بر فراسطح در ناحیه مادون قرمز نزدیک
A-10-2570-1	بررسی اثر پارامترهای هندسی نانوذرات طلای ستاره‌ای شکل روی ویژگی‌های تشدید پلاسمون سطحی موضعی
A-10-1415-2	حسگر پلاسمونیکی تنظیم‌پذیر با حساسیت‌پذیری بالا
A-10-2512-1	خواص ساختاری و اپتیکی لایه‌های نازک نانوساختار سولفید مولیبدن آلاییده با تنگستن (MoS2:W)
A-10-2556-1	مطالعه تجربی اثر میدان الکتریکی بر آهنگ ماده‌برداری از فلز قلع در محیط اتانول
A-10-2540-1	تولید نانوذرات بوسیله تابش‌دهی فلز قلع در محیط اتانول با لیزر نانوثانیه و تاثیر میدان الکتریکی خارجی بر مشخصات آنها
A-10-2451-2	بررسی ویژگی‌های طیفی تراگسیل و اثر فارادی در ساختار شبه بلور فوتونی دودکانوچی حاوی گرافن
A-10-2519-1	حالت‌های سطحی ناوارون بلور فوتونی مگنتواپتیکی در حضور گرافن

چهارشنبه ۱۵ بهمن ۱۳۹۹ ارائه مقالات شفاهی **O3** ساعت ۱۱:۱۵ تا ۱۲:۴۵

نشست **O3A** : نانوساختارها و نانوذرات نوری — رئیس نشست: دکتر مجید رشیدی هویه

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-2541-1	ساخت بستره نانوذرات طلا، جهت بررسی کمی طیف‌سنجی رامان تقویت یافته سطحی و کاهش فلروسانس Rhodamine6G
A-10-2447-1	بهبود نورزایی هیبریدهای آلی-معدنی دوبعدی با استفاده از لایه‌ی نازک طلا و پلاتین
A-10-2525-1	بررسی اثر ضخامت لایه‌های کلریدنقره و نقره بر ویژگی‌های اپتیکی لایه‌های نازک نقره-کلرید نقره
A-10-2518-1	اعتبارسنجی اپتیکی نقاط کوانتومی گرافنی تولید شده با روشی نوین و مقایسه با روش‌های متداول
A-10-2485-1	القاء دوفامی و دوشکستی در لایه‌های نازک نقره-نقره‌کلرید تحت تابش لیزر Nd:YAG با قطبش‌های بیضوی و دایره‌ای

نشست **O3B** : افزاره‌های بلور فوتونی — رئیس نشست: دکتر مجید قدردان

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-2563-1	جاذب کامل در ناحیه فروسرخ میانه بر مبنای پلاسمون‌های سطحی ناشی از جفت شدن گرافن و فسفرن در ساختار فوتونیک بلور یک بعدی نانومیله‌ای
A-10-2591-1	طراحی یک تار بلور فوتونی برای تولید ابرپیوستار در توموگرافی همدوس نوری دندانپزشکی با وضوح بالا
A-10-2452-1	طراحی یک حسگر زیستی با استفاده از بلور فوتونی جهت تشخیص گلوکز خون
A-10-2479-1	شبیه‌سازی لیزر فانو با نانوکاواک غیرفعال و بررسی تاثیر پارامترهای ضرایب کیفیت و افزایش پهنای خط

نشست **O3C** : موجبرهای نوری و اپتیک مدارهای مجتمع، فیبر نوری — رئیس نشست: دکتر محمد واحدی

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-2181-2	انتشار نور در آرایه یکبعدی مارپیچی فیبوناچی از موجبرهای نوری
A-10-2559-1	طراحی شبکه شکل‌دهی پرتو فوتونیکی با استفاده از تشدیدکننده‌های حلقوی
A-10-2492-1	مدولاتورهای الکترواپتیک ترکیبی سیلیکون و لیتیم نایوبیت
A-10-2551-1	اندازه‌گیری پروفایل فازی فیبر نوری نازک شده با روش میکروسکوپ فازی هیلبرت

چهارشنبه ۱۵ بهمن ۱۳۹۹ ارائه مقالات شفاهی **P3** ساعت ۱۳ تا ۱۵

نشست **P3A** : اندازه‌گیری بر پایه نور- انبرک نوری، اپتیک پراشی- تمام‌نگاری — رئیس نشست: دکتر سید نادر سیدریحانی، دکتر زهرا کاوه‌وش

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-2498-1	بررسی تعداد امواج در نیروی وارد بر ذره کروی در انبرک نوری چند پرتویی
A-10-2138-1	بررسی روش‌های کمینه‌سازی سنجش فشرده در بازسازی تصویر
A-10-2387-1	مطالعه برهم‌نهی باریکه‌های گردابی نوری
A-10-2516-1	تولید دالان‌های نوری یک بعدی توسط تیغه فرنل مربعی با شیفت فازی سمتی
A-10-1708-3	اندازه‌گیری نیم‌رخ انرژی سپارش شده یک منبع حرارتی تماسی در آب با استفاده از روش تداخل‌سنجی تمام‌نگاری دیجیتال
A-10-2220-2	تصویربرداری زیرطول موج چند مرحله‌ی مبتنی بر تمام‌نگاری
A-10-2208-2	مطالعه جابه‌جایی کانونی پرتوهای لورنتس-گاوس گذرنده از یک سامانه متمرکزکننده روزنه‌ای
A-10-1708-1	بررسی اثر تغییرات دما بر روی پارامتر گرما-نوری ماده معادل بافت در دزیمتری پرتوهای یون‌ساز
A-10-1504-3	اثر سرعت بر روی تصویر در تصویربرداری گوست محاسباتی جاروبی
A-10-2450-1	بررسی خواص کانونی تیغه منطقه فرنل شطرنجی
A-10-2609-1	بررسی اثرات ذرات پراکننده در فرآیند تصویرسازی با اندازه‌گیری تابع انتقال مدولاسیون مبتنی بر روش ماره دیجیتال

نشست **P3B** : اپتیک کوانتومی — رئیس نشست: دکتر علی دلفی، دکتر مسعود قطبی

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-2327-2	اندازه‌گیری ضریب شکست اپتیکی غیرخطی نفت خام در حلال تولوئن
A-10-2455-1	نقش مایسل کاتیونی بر روی خواص نوری غیرخطی فوچسین
A-10-2440-1	تأثیر محلول کلوئیدی بر روی رفتار اپتیک غیرخطی اِپسیلون بُلو
A-10-2602-1	تاثیر شرایط غیرتشدید برانتقال جمعیت حالت‌های هسته‌ای در اندرکنش لیزر اشعه ایکس با تکنسیم
A-10-36-1	بررسی اثر اشباع بر روی رفتار سالیتون‌ها با استفاده از حل وردشی معادله شرودینگر کسری
A-10-2580-1	تاثیر مرتبه گذار چند قطبی الکتریکی بر شدت میدان لیزری لازم برای انتقال همدوس جمعیت در سیستم‌های هسته‌ای
A-10-1013-1	دینامیک درهم‌تنیدگی و وارونی جمعیت برهم کنش دو کیوبیت با یک میدان کوانتیده دومد: بدون تقریب موج چرخان
A-10-884-1	اثر افت و خیزهای فاز و دامنه لیزر در سرمایش داپلری اتم استرانسیوم
A-10-2458-1	توصیف یک سامانه‌ی اپتیک غیرخطی بر اساس رهیافت حالت‌های همدوس غیرخطی
A-10-2230-2	دینامیک خواص غیرکلاسیکی در مدل جینز-کامینگز دو مده

نشست **P3C** : لیزر و کاربردهای آن، لیزرهای فیبری، لیزرهای حالت جامد و گازی	رئیس نشست: دکتر محمدحسین مهدیه، دکتر آتوساسادات عربانیان

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-2568-1	محاسبه طول موج لیزردهی و شدت دمش آستانه مد اول لیزر فیبری شبه بلور فیبوناچی، با استفاده از روش ماتریس انتقال
A-10-2392-1	بررسی عددی تاثیر پاشندگی خالص و پاشندگی هر یک از اجزای کاواک بر پهنای زمانی پالس خروجی لیزر تار نوری قفل شده مدی
A-10-2565-1	آنالیز جیتر و نویز فاز لیزرهای قفل مد سیلیکونی با لحاظ کردن فیدبک نوری
A-10-1246-3	مدل‌سازی و شبیه‌سازی دو بعدی برهم‌کنش پالس لیزری فوق کوتاه با پلاسمای غیرچگال
A-10-643-1	استحاله 126Sn توسط پرتوهای گامای حاصل از تابش ترمزی و پراکندگی معکوس کامپتون
A-10-2489-1	طراحی و شبیه‌سازی لیزر تپی Nd:YAG بوسیله دمش دیودی با توان خروجی ۵ ژول
A-10-2332-3	بررسی نحوه اثرگذاری پارامترهای کلیدی دهانه تابش با آرایش مربعی بر توزیع شدت و توان در سبد در ترکیب همدوس باریکه‌های لیزری
A-10-694-2	طراحی و شبیه‌سازی لیزر پیوسته پرتوان Nd:YAG با هندسه تیغه‌ای شکل
A-10-1995-2	شبیه‌سازی و بهینه‌سازی لیزر پرتوان Ho:YLF با دمش لیزر فیبریTm:Fiber
A-10-2468-1	طراحی و شبیه‌سازی نوسانگر لیزر پالسی الکساندرایت

چهارشنبه ۱۵ بهمن ۱۳۹۹ ارائه مقالات شفاهی **O4** ساعت ۱۵:۱۵ تا ۱۶:۵۵

نشست **O4A** : سامانه‌های اپتوالکترومکانیکی، نور ساختار یافته	رئیس نشست: دکتر حمیدرضا فلاح، دکتر داریوش عبداله پور

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-2488-1	اندازه‌گیری بار توپولوژیکی گردابه‌های نوری
A-10-329-1	شبیه‌سازی مکانیکی و بررسی هندسه پوسته نیم‌کروی ارتعاشی
A-10-329-2	ژیروسکوپ ارتعاشی نیم‌کروی: رویکردهای پیاده‌سازی پوسته نیم‌کروی
A-10-2509-1	تبدیل مودی پرتوهای حامل تکانه زاویه‌ای مداری با استفاده از جفت‌گر تداخلی چند مودی دو بعدی

نشست **O4B** : اپتیک جو و سنجش از راه دور	رئیس نشست: دکتر امیر معصومی

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-2344-2	بررسی جو دریاچه ارومیه با استفاده از لیدار قطبشی، مدل‌های هواشناسی و سنجنده MODIS
A-10-2594-1	بررسی ارتباط تغییرات ازن با پوشش ابر کل اقلیم ایران و فعالیت‌های خورشیدی
A-10-2225-2	بررسی خصوصیات اپتیکی هواویزها در شهر کرج با استفاده از شیدسنج خورشیدی دستی کالیتو
A-10-2554-1	بررسی انتشار باریکه‌های فرش شعاعی از میان جو متلاطم

نشست **O4C** : افزاره‌های نوری آلی و پلیمری	رئیس نشست: دکتر محمد محمدی‌مسعودی

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-2382-1	کاربرد مواد فسفرسانس برای بررسی حضور اکسیژن درون بسته‌بندی‌ها
A-10-2483-1	طیف‌سنجی تفکیک زمانی کمپلکس فلزی پلاتین
A-10-2539-1	بررسی مشخصات اپتوالکترونیکی دیود نور گسیل آلی مبتنی بر ساختار ITO/MoO3/NPB/Alq3:DCJTB/Alq3/LiF/Al
A-10-2459-1	نقش سورفکتانت کاتیونی برخاصیت اپتیک غیرخطی اریوکروم بلک تی

چهارشنبه ۱۵ بهمن ۱۳۹۹ ارائه مقالات شفاهی **O5** ساعت ۱۸:۱۵ تا ۱۹:۳۵

نشست **O5A** : افزاره‌های پلاسمونی، افزاره‌های نوری گرافنی، سامانه‌های اپتوالکترومکانیکی	رئیس نشست: دکترعلی فرمانی، دکتر غلام‌محمد پارسانسب

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-66-12	آشکارسازی مورفین به وسیله‌ی تراشه‌ی حسگری پلاسمونی غیردستسان بر پایه‌ی اثر دورنگی دایروی
A-10-66-11	دو رنگی دایروی در نمونه پلاسمونی دو بعدی مربعی ساده
A-10-2471-2	جاذب پلاسمونیک دوبانده تنظیم‌پذیر با استفاده از گرافن دولایه
A-10-2353-2	پایش لحظه‌ای آلودگی آب به روش اپتیکی-مکانیکی در پلتفرم اینترنت اشیاء

نشست **O5B** : تداخل، پراش، تمام‌نگاری	رئیس نشست: دکتر زهرا کاوه‌وش

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-2611-1	ساخت یک چیدمان مقطع نگاری همدوس اپتیکی کم هزینه با استفاده از طیف‌سنج مبتنی بر گوشی هوشمند
A-10-2150-3	طراحی و تولید عدسی‌های ناتمام فرنل به منظور مشاهده اثر پیکسل‌های مرده در یک مدولاتور فضایی دامنه‌ای نور
A-10-2583-1	اندازه‌گیری تکانه زاویه‌ای مداری پرتوی لاگر-گاوس با استفاده از عدسی کج
A-10-2150-2	تولید پرتوهای لیزر گلبرگ مانند با استفاده از عدسی‌های فرنل قطاعی نمایه شده در یک مدولاتور فضایی دامنه‌ای نور

نشست **O5C** : اندازه‌گیری بر پایه نور-انبرک نوری، طیف‌نگاری	رئیس نشست: دکتر سید نادر سیدریحانی، دکتر مجید ناظری

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-1594-2	آشکارسازی مکان نانوذرات طلای به تله افتاده در انبرک نوری به روش ماره
A-10-2453-1	اندازه‌گیری غلظت محلول‌ها با کمک پراش نور لیزر
A-10-2078-2	بررسی عناصر تشکیل دهنده باکتری اشرشیا کلی در فازهای مختلف رشد با بهره‌گیری از طیف‌نگاری فروشکست القایی لیزری
A-10-2523-1	شناسایی آمونیوم نیترات در پوشش پلیپروپیلن با استفاده از بیناب نمایی رامان عمیق

پنج‌شنبه ۱۶ بهمن ۱۳۹۹ ارائه مقالات شفاهی **P4** ساعت ۸ تا ۱۰

نشست **P4A** : نانوساختارها و نانوذرات نوری — رئیس نشست: دکتر مجید رشیدی هویه

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-2189-2	خصوصیات اپتیکی نانولایه اکسیدروی پرتودهی شده با گاما
A-10-2533-1	بررسی ویژگی‌های نوری غیرخطی نانوذرات نقره در طول موج ۱۰۶۴ نانومتر
A-10-2531-1	انباشت بخار فیزیکی نانوساختارهای مولیبدن دی‌سولفید در فشارهای متفاوت با نرم‌افزار کامسول
A-10-2481-1	بررسی انتقال انرژی بین نانوذرات تبدیل افزایشی فرکانس و کمپلکس فلزی روتنیم
A-10-2505-1	تولید هارمونیک مرتبه بالا در نانوآنتن‌های پاپیونی طلای مرتفع
A-10-2522-1	ایجاد توری پراش در لایه‌های نازک نقره-کلریدنقره بر زیرلایه‌های تبادل یون شده
A-10-2513-1	بررسی اثر تغییر PH بر روی تخریب و جذب clay دوپ شده با SnO_2 ، TiO_2 و ZnO تحت تابش لامپ ۱۶ وات UV جهت تصفیه آب‌های فاضلابی از رنگدانه‌ی رداماین‌بی
A-10-2009-1	بررسی عددی اثر دما و ضخامت لایه جاذب بر عملکرد سلول خورشیدی پروسکایتی MAPbI3
A-10-2475-2	بررسی رزونانس پلاسمون‌های سطحی نانوذرات طلا در شناسایی یون‌های مس
A-10-2475-1	اثر قطر نانوذرات طلا در شناسایی یون‌های روی به وسیله طیف‌سنجی
A-10-1066-2	بررسی محاسباتی اثر افزایش لایه‌ها در خواص الکترو-نوری ساختار دو بعدی MoS2

نشست **P4B** : افزاره‌های پلاسمونی، سلول‌های خورشیدی — رئیس نشست: دکتر مجتبی شهرکی، دکتر علی فرمانی

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-2589-1	مدل‌سازی حسگر پلاسمونی کریشمان برای تشخیص زودهنگام بیماری آلزایمر با استفاده از مدل ساختاری آمیلوئید بتا و پروتئین تاو
A-10-2113-2	جاذب کامل پلاسمونی مبتنی بر ساختار فلز-عایق -فلز بعنوان یک حسگر با حساسیت بالا
A-10-2145-1	سوئیچ پلاسمونیک کریستال تراهرتز مبتنی بر گرافن
A-10-2569-1	طراحی نانو فیلتر پلاسمونی با استفاده از یک موجبر شیاردار و چهار کاواک جفت شده
A-10-2270-2	حسگر زیستی فتوولتایی پلاسمون سطحی با تشدید فانو در پیکربندی کریشمن
A-10-2526-1	شبیه‌سازی سلول خورشیدی تندم CGS/CIGS
A-10-2564-1	مدل‌سازی عددی سلول خورشیدی مبتنی بر گالیوم‌آرسناید با طیف جذب باندپهن
A-10-2532-1	کپسول کردن سلول خورشیدی پروسکایتی در مقابل رطوبت و حرارت با پلیمر پلی متیل متاکریلات به منظور افزایش پایداری آن
A-10-2500-1	مطالعه‌ی شبیه‌سازی و بهینه‌سازی سلول خورشیدی پروسکایتی مسطح مبتنی بر C60 و CuPc و بررسی تاثیر دما بر عملکرد آن
A-10-2478-1	بهبود جذب نور در آرایه‌های نیمه‌متناوب سلول‌های خورشیدی نانوسیم مستطیلی سیلیکون بی‌شکل/کریستالی

نشست **P4C** : بیوفوتونیک، طیف‌نگاری، افزاره‌های تراهرتز، پلاسما	رئیس نشست: دکتر محمداسماعیل زیبایی، دکتر مجید ناظری، دکتر شهرام مهنا، دکتر فرشاد صحبت زاده

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-2149-2	مطالعه عددی ارتباط بین تغییر شعاع باریکه‌های لیزری و بازتاب پخشی آنها از سطح یک بافت زنده
A-10-2480-1	شبیه‌سازی اتلاف توان امواج تراهرتز حین انتقال به نانوماشین داخل بافت زنده
A-10-2521-2	افزایش دقت اندازه‌گیری غلظت بیومس باکتری ایکولای K-12 سویهٔ MG1655 با استفاده از چگالی اپتیکی
A-10-2521-1	مطالعه اثرات ضد باکتریایی شیشه تبادل یون شده با نمک نقره بر باکتری ایکولای K-12 سویهٔ MG1655
A-10-2529-1	تقویت موضعی میدان الکتریکی در طیف‌سنجی رامان تقویت‌شده با تیپ با استفاده از نور قطبیده خطی
A-10-2523-2	برپایی چیدمان بیناب نمایی رامان جابجایی فضایی تفکیک زمانی دوربرد به منظور شناسایی ترکیبات پوشش‌دار
A-10-2579-1	کنترل بهره تابش تراهرتز تولید شده توسط فرآیند تولید فرکانس اختلافی در موجبرهای غیرخطی
A-10-2487-1	آشکارساز نور حساس فوتوترموالکتریک گرافنی در بازه تراهرتز
A-10-2467-1	تولید امواج تراهرتز در موجبر پلاسمونی پیوندی
A-10-2467-2	تولید امواج تراهرتز در نانوموجبر پلاسمونیک
A-10-2496-1	بررسی تابع توزیع انرژی الکترون‌ها در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون میدانی

پنج‌شنبه ۱۶ بهمن ۱۳۹۹ ارائه مقالات شفاهی **O6** ساعت ۱۰:۱۵ تا ۱۱:۴۵

نشست **O6A** : افزاره‌های نوری گرافنی، افزاره‌های پلاسمونی، سلول‌های خورشیدی، فوتونیک	رئیس نشست: دکتر علیرضا طاوسی، دکتر مجتبی شهرکی

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-2599-1	تحلیل اثر نقص استون-ولز روی خواص نوری نانونوار گرافنی با لبه آرمچیر
A-10-2524-1	بررسی خواص اپتیکی گرافن محلول در آب با غلظت‌های مختلف سنتز شده به روش لایه‌برداری الکتروشیمیایی
A-10-1954-2	رامان ارتقا یافته سطحی اکسید گرافن بر پایه نانو ذرات نقره تولیدشده با پلاسما
A-10-1684-1	ساخت و بررسی پایداری سلول‌های خورشیدی پروسکایت معکوس
A-10-2601-1	بررسی خواص اپتیکی لایه مزومتخلخل دی‌اکسید تیتانیوم آلاییده با Cr-MOF به منظور استفاده در سلول خورشیدی پروسکایتی

نشست **O6B** : افزاره های نوری نیمرسانا، لیزرهای نیم رسانا، نانوساختارها و نانو ذرات نوری

رئیس نشست: دکتر ناصر هاتفی کرگان

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-2571-1	دیودهای نور گسیل ابرلیانی بر پایه نقاط کوانتومی نیتریدی
A-10-1038-1	سنجش کیفیت باریکه لیزر نیمه هادی ۸۰۸ نانومتر InAlGaAs/AlGaAs
A-10-2490-1	مطالعه خواص اپتیکی انبوهه و تک لایه دی سولفید مولیبدن با استفاده از نظریه تابعی چگالی
A-10-2449-1	قفل تزریق نوری در لیزر نیمه هادی حلقوی
A-10-1070-1	تأثیر پخش حاملین روی آمار و خصوصیات امواج خودسر دو بعدی در لیزرهای نیمرسانای حاوی جاذب اشباع پذیر

نشست **P1B** : پلاسما

رئیس نشست: دکتر فرشاد صحبت‌زاده

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-2506-1	اثر چیرپ شدگی تپ لیزر فمتو ثانیه بر نحوه پراکندگی الکترونهای پالسما

نشست **P2B** : افزاره‌های نوری آلی و پلیمری، افزاره های نوری نیمرسانا، لیزرهای نیم رسانا

رئیس نشست: دکتر محمد محمدی‌مسعودی، دکتر ناصر هاتفی کرگان

کد مقاله	عنوان مقاله
A-10-1756-1	تحلیل عددی فاکتور کیفیت برای لیزر میکرو دیسک مبتنی بر GaAs در طول موج ۱۵۵۰ نانومتر

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله:۱-۵ ۲۶۰-۱۰-A

طراحی و ساخت لیزر حالت جامد موج پیوسته دمیده شده با نور خورشید

جواد حمودی[۱] و محمد صبائیان[۱و۲]

[۱]گروه فیزیک، دانشکدهٔ علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران

[۲]مرکز تحقیقات لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران

(J-hamoudi@stu.scu.ac.ir,Sabaeian@gmail.com)

چکیده - در این مقاله طراحی و ساخت لیزرحالت جامد با دمش خورشیدی گزارش داده شده است. برای جمع‌آوری تابش خورشیدی، بشقاب جمع‌کنندهٔ خورشیدی سهموی به قطر ۲٫۴ m و عمق ۰٫۴ m ساخته شده است. سطح این بشقاب، با بیش از ده هزار آینهٔ تخت با ابعاد $2\times2\ cm^2$ و بازتابندگی ٪۷۰ پوشانده شده است. به‌منظور استفادهٔ بهینه از تابش خورشیدی، کاواک لیزر را به‌صورت مخروطی و در کانون بشقاب قرار دادیم. در این مقاله از بلور لیزری Nd:YAG با طول ۶۶ mm و قطر ۶٫۵mm استفاده شده است. از آب به‌عنوان خنک‌کننده کاواک استفاده شده است.

کلید واژه- «بشقاب جمع‌کنندهٔ خورشیدی»، «لیزر حالت جامد» و «لیزر خورشیدی»

Design and Construction of a continues-wave solar pumped solid-state laser

JavadHamoudi[1], Mohammad.sabaeian[1,2]
[1]Physics Department, Faculty of Science, ShahidChamran University ofAhvaz, Iran,
[2]Centre for Research on Laser and Plasma (CRLP),ShahidChamranUniversity of Ahvaz, Ahvaz, Iran

We report on the design and construction of a solar-pumped solid-state laser.To collect solar radiation, a parabolic solar collector plate with a diameter of 2.4 m and a depth of 0.4 m has been made. The surface of this dishwas covered with more than ten thousands of flat mirrors with dimensions of $2\times2\ cm^2$ and 70% reflectivity. In order to make the best use of solar radiation, we placed the laser cavity in a cone and put this cavity in the focal zone of the plate. In this paper, Nd: YAG laser crystal with a length of 66 mm and a diameter of 6.5 mm has been used. Cooled water was used to cool the cavity.
Keywords: Parabolic dish, solid state laser, solar laser.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

۱ـ مقدمه

یک لیزر با دمش خورشیدی، در مقایسه با لیزری که به‌صورت الکتریکی کار می‌کند، به‌دلیل حذف کامل منبع دمش که به‌صورت الکتریکی تغذیه می‌شود، ساده‌تر است. این به ویژه در کاربردهایی که زمان اجرا طولانی است و جایی که فشردگی، قابلیت اطمینان و راندمان بسیار مهم هستند، نمود ویژه‌ای می‌یابد. برای ایجاد یک شدت دمش بزرگ‌تر از حد آستانهٔ مورد نیاز برای تولید لیزر، می‌توان با استفاده از ابزارهای جمع کنندهٔ نوری، میزان تمرکز نور را برای رسیدن به میزان انرژی تقریباً بالاتر، افزایش داد [۱]. با توجه به این که انرژی خورشیدی منبع انرژی پیوسته‌ای در فضا است، می‌تواند برای دمش لیزرهای حالت جامد هم به صورت مستقیم و هم غیرمستقیم استفاده شود. در دمش غیرمستقیم، نور خورشید می‌تواند سلول‌های خورشیدی را برای راه‌اندازی لیزرهای دیود، تغذیه کند. نور لیزر دیودی گسیل شده می‌تواند لیزر حالت جامد را بدمد. فناوری سلول‌های خورشیدی، لیزرهای دیودی و لیزرهای حالت جامد با دمش لیزر دیودی، به طور جداگانه در گذشته مورد توجه قرار گرفته‌اند و بازدهٔ صنعتی به‌دست آورده‌اند. دمش خورشیدی مستقیم لیزرهای حالت جامد، باعث صرفه‌جویی در دو مرحلهٔ تبدیل انرژی می‌شود و بنابراین به طور بالقوه‌ای دارای بازدهٔ بیشتری است. با این حال، توجه خیلی کمی به لیزرهای دمش مستقیم خورشیدی شده است و فناوری آن تا اکنون بلوغ چندانی نیافته است. در حال حاضر لیزرهای خورشیدی قابل حصول هستند، اما تا رسیدن به بازده بالا و سادگی در راه‌اندازی، کارهای بسیاری باید انجام شود [۲].

با وجود سابقهٔ زیاد ایدهٔ دمش لیزر با نور خورشید، موضوع لیزرهای خورشیدی از مباحث جدید در ادبیات لیزر و اپتیک در داخل کشور است. در این زمینه، با توجه به جستجوهای انجام شده در منابع علمی، طراحی و ساخت این گونه لیزرها در داخل کشور تاکنون انجام نشده است؛ هرچند به‌صورت نظری و شبیه‌سازی کارهایی صورت گرفته است [۳]. اما در خارج از کشور، کارهای متعدد و متفاوتی انجام شده است. اولین لیزر با دمش خورشیدی در سال ۱۹۶۶ ساخته شد [۴]. ساخت این لیزر، ایران را در لیست کشورهای سازندهٔ لیزر با دمش خورشیدی قرار می‌دهد.

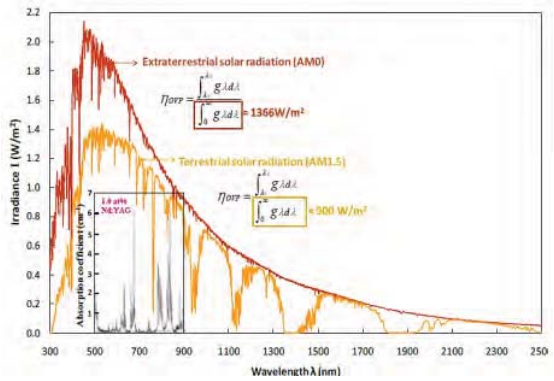
۲ـ لیزر با دمش خورشیدی

با توجه به اینکه نور خورشید، طیف پیوسته از ناحیه فرابنفش تا مادون‌قرمز را در بر می‌گیرد (شکل۱) که بالغ بر ٪۵۰ تابش آن در ناحیه مادون قرمز قرار است، و از طرفی بلور Nd:YAGجذب قابل توجهی در بخش‌های اصلی طیف خورشیدی (به ویژه در طول موج ۸۰۸ nm) دارد، می‌توانیم از این انرژی به‌عنوان منبع دمش این لیزر حالت جامد استفاده کنیم. بلور Nd:YAG قابلیت‌های بالایی برای تبدیل فوتون‌های خورشیدی به لیزری، نظیر آستانهٔ دمشی نسبتاً پایین، چگالی بالای اتم‌های فعال لیزری، قابلیت اطمینان، راندمان بالا و نیز تجربه‌ای طولانی و خوب در بسیاری از کاربردها، دارد. بنابراین، این بلور برای دمش خورشیدی مورد توجه قرار گرفته است. از آن‌جا که منبع دمش لیزرهای با دمش خورشیدی، خورشید است بازده دمش فقط تحت تأثیر بازده هم‌پوشانی است که به صورت رابطهٔ (۱) تعریف می‌شود:

$$\eta_{P_{sl}} = \eta_{OVP} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} g_\lambda d\lambda}{\int_0^{\infty} g_\lambda d\lambda} \qquad (۱)$$

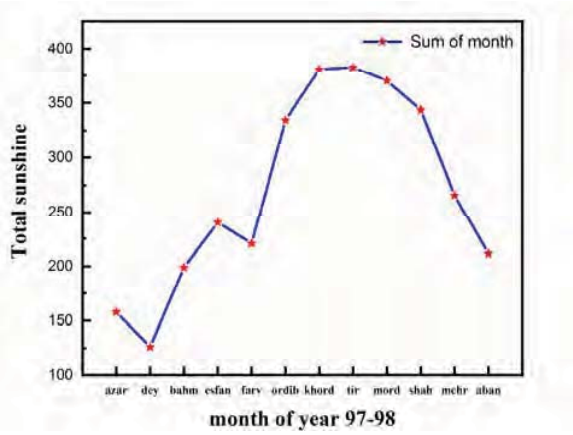
که g_λ، تابش طیفی استاندارد منبع دمش و λ_2 تا λ_1 محدودهٔ طول‌موج باندهای جذب محیط فعال است. برای مثال، هم‌پوشانی محیط فعال لیزر حالت جامد Nd:YAG ، که به‌عنوان رایج‌ترین مادهٔ استفاده شده برای لیزرهای با دمش خورشیدی است، با طیف گسیلی تابش خورشیدی $\eta_{OVP} = ۰/۱۶$است [۲].

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۱: طیف گسیلی خورشیدی استاندارد در فضا (AM0)و روی زمین (AM1.5) ، باندهای جذبNd:YAG[۲].

به منظور بررسی تابش آفتاب تعداد ساعات آفتابی در شهر اهواز(محل انجام پروژه) در شکل (۲) به‌صورت نمودار نشان داده شده است



شکل ۲: مجموع تعداد ساعات آفتابی هر ماه شهر اهواز به مدت یک سال (از آذر ماه ۹۷ تا آبان ۹۸).

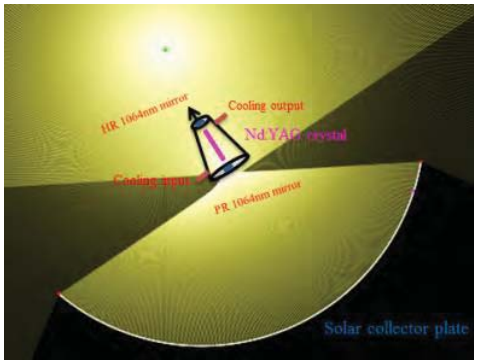
پارامتر دیگری که برای لیزرهای با دمش خورشیدی مهم است بازدهٔ جمع‌آوری CE به صورت نسبت بین توان خروجی لیزر P_{OUT} و مساحت جمع‌کنندهٔ خورشیدی اولیه، $A_{Collection}$ ، تعریف می‌شود (رابطهٔ ۲):

$$CE = \frac{P_{OUT}}{A_{Collection}} \qquad (۲)$$

در لیزرهای با دمش خورشیدی، به‌منظور به‌دست آوردن توان لیزر بیشتر و هم‌چنین صرفه‌جویی در استفاده از آینه‌ها برای جمع‌آوری نور خورشید، افزایش بازدهٔ جمع-آوری هدفی مطلوب است.

۳ـ لیزر ساخته شده

برای جمع‌آوری تابش خورشیدی، از بشقاب جمع‌کنندهٔ مایکروویو سهموی به قطر ۲٫۴ m و عمق ۰٫۴ m استفاده کردیم. سطح این بشقاب جمع‌کنندهٔ را با بیش از ده هزار آینهٔ تخت با ابعاد $2\times2\ cm^2$ و بازتابندگی ٪۷۰ پوشاندیم. در شکل (۳) شماتیکی از لیزر ساخته شده نشان داده شده است. در شکل (۴) بشقاب جمع‌کنندهٔ خورشیدی آن نشان داده شده است.



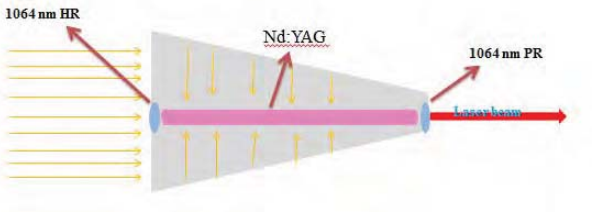
شکل ۳: شماتیکی از لیزر ساخته شده.



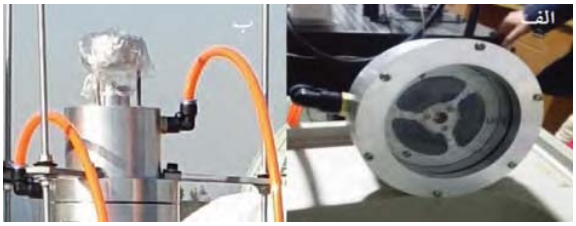
شکل ۴: بشقاب جمع‌کنندهٔ خورشیدی.

با توجه به قابلیت‌های آلومینیوم نظیر: براق بودن، رسانندگی گرمایی و ضدزنگ بودن و به‌منظور تمرکز بیشتر تابش خورشیدی کاواک لیزر به شکل مخروطی طراحی و از جنس آلومینیوم ساخته شد که در شکل(۵)شماتیکی از کاواک سامانهٔ لیزری نشان داده شده است. هم‌چنین کاواک سامانهٔ لیزری ساخته شده در شکل (۶) نشان داده شده است. لازم به‌ذکر است که نحوهٔ دمش تابش خورشیدی به بلور لیزری Nd:YAG با طول ۶۶ mm و قطر ۶٫۵mm ، هم از کناره‌ها و هم از انتها است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۵: شماتیکی از کاواک سامانهٔ لیزری.



شکل ۶:کاواک لیزر ساخته شده.

به دلیل تولید گرمای بیش از حد ناشی از تابش نور خورشید به داخل کاواک و هم‌چنین تمرکز آن به وسیلهٔ کاواک مخروطی شکل، برای خنک سازی سامانهٔ لیزری لازم است بلور لیزری و آینه پشت خنک شوند. خنک-کننده استفاده شده جهت خنک‌سازی بلور لیزری و آینه پشت لیزر آب است.



شکل۷:بشقاب جمع‌کنندهٔ خورشید و سامانهٔ لیزری از جلو.

در شکل(۷) بشقاب جمع‌کنندهٔ تابش خورشیدی همراه با سامانهٔ لیزری نشان داده شده است.

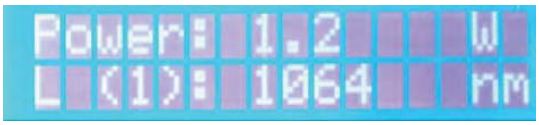
در شکل (۸) نیز تابش خورشیدی رسیده به کاواک لیزر نشان داده شده است.



شکل۸:تابش خورشیدی رسیده به کاواک لیزر.

۴- نتایج

تست اولیه، حدود ۱/۲ وات پرتو همدوس با طول‌موج ۱۰۶۴ نانومتربا توان‌سنج اندازه‌گیری شده که در شکل (۹) نشان داده شده است.



شکل۹: توان خروجی لیزر.

با توجه به توان خروجی و سطح مقطع مفید بشقاب جمع-کنندهٔ خورشیدی بازدهٔ جمع‌آوری ۰/۲۴ محاسبه شده است. البته لازم به‌ذکر است که به‌دلیل طوفان شدید بشقاب جمع‌کنندهٔ خورشیدی چند بار آسیب دیده و آبیراهی‌هایی پیدا کرده است که انتظار می‌رود با تنظیمات مجدد و رفع اشکالات، توان و بازدهٔ جمع‌آوریاین لیزر تا چندین برابر افزایش داد.

۵-مرجع‌ها

[1] H. Arashi, Y. Oka, N. Sasahara, A. Kaimai, and M. Ishigame, "*A solar-pumped cw 18 W Nd: YAG laser,*" Japanese Journal of Applied Physics. 23(8R), 1051 (1984).

[2] W. Koechner and M. Bass, *Solid-State Lasers: A Graduate Text*. (Springer Science & Business Media, 2006).

[۳] ح. خاشعی، س. منوچهری و ح. عبادیان، "طراحی سیستم دمش خورشیدی لیزرهای حالت جامد به‌صورت دمش از انتها با جمع کنندهٔ کروی برای کاربردهای فضایی و محاسبهٔ پارامترهای آستانه برای بلور Nd:Cr:GSGG"، مقاله نامه نوزدهمین کنفرانس اپتیک وفوتونیک ایران به همراه پنجمین کنفرانس فوتونیک ایران. (۱۳۹۱).

[4] C. Young, "*A sun-pumped cw one-watt laser,*" Applied optics. **5**(6), 993-997 (1966).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۱۱۸۱-۱۰-A

الگودهی داربست‌های الکتروریسی شده PVDF با استفاده از تپ‌های لیزری فمتوثانیه

اسماء السادات معتمدی[۱و۲]، فرشته حاج اسماعیل‌بیگی[۱]، حمید میرزاده[۲و۳]، شاداب باقری خولنجانی[۳] و افتخارسادات بستان‌دوست[۱]

۱- پژوهشکدهٔ فوتونیک و فناوری‌های کوآنتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، تهران
۲- دانشکده مهندسی پزشکی، دانشگاه صنعتی امیرکبیر (پلی تکنیک تهران)، تهران
۳- دانشکده مهندسی پلیمر و رنگ، دانشگاه صنعتی امیرکبیر (پلی تکنیک تهران)، تهران

asma.motamed@gmail.com, fbaigi2000@yahoo.com,mirzadeh@aut.ac.ir, s.bagheri@aut.ac.ir, meigolbostan@gmail.com

چکیده - در این مقاله فرآیند الگودهی نانوالیاف پلیمر پیزوالکتریک*PVDF*الکتروریسی شده مورد مطالعه قرار گرفته است. برای این منظور ابتدا نانوالیاف با استفاده از روش الکتروریسی و با شرایط بهینه ساخته شده است. سپس داربست نانوالیاف حاصله با استفاده از تپ‌های فمتوثانیه لیزر تیتانیوم سفایر الگودهی شده و کانال‌ها و الگوهای میکرومتری برروی آن ایجاد شده است. ساختار و ریخت شناسی نانوالیاف و الگوهای ایجاد شده توسط روش تصویربرداری میکروسکوپ الکترونی روبشی*(SEM)*بررسی شده است. نتایج حاصله نشان می‌دهد که داربست نانوالیاف الگودهی شده با استفاده از تپ‌های لیزر فمتوثانیه می‌تواند به‌عنوان داربست مهندسی بافت عصبی مورد استفاده قرار گیرد.

کلید واژه-الگودهی، پلیمر پیزوالکتریکPVDF، تپ فمتوثانیه، داربست نانوالیاف، لیزر تیتانیوم سفایر.

Patterning on Electrospun PVDF Scaffolds by Femtosecond Laser Pulses

A. Motamedi[1,2], F. Hajiesmaeilbaigi[1], H. Mirzadeh[2,3], S.Bagheri Khoulenjani[3] and EftekharBostandoust

1 Photonics and Quantum Technologies Research School, NSTRI, Tehran

2 Department of Biomedical Engineering, AmirKabir University of Technology, Tehran

3 Department of Polymer Engineering and Color Technology, AmirKabir University of Technology, Tehran

Abstract- In this paper, the patterning process of Electrospun piezoelectric PVDF nanofibers is studied.For this purpose,first nanofibers are made using electrospinning method with optimal conditions.Then the resulting nanofibers scaffold was patterned using the femtosecond pulses of Ti:Sapphire laser and micrometer channels and patterns were created on it.The structure and morphology of the nanofibers and the created patterns are investigatedby scanning electron microscopy (SEM).The results show that thepatterned nanofibers scaffold using femtosecond laser pulsescan be used as a neural tissue-engineering scaffold.

Keywords: Femtosecond pulses, nanofibers scaffold, patterning, piezoelectricPVDF polymer, Ti:Sapphire laser.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

پلیمرهای پیزوالکتریک مواد فعال الکتریکی هستند که می‌توانند بدون نیاز به تحریکات خارجی، سیگنال الکتریکی تولید کنند.پلی وینیلیدین فلوراید (PVDF) پلیمری نیمه بلوری و زیست سازگار با فعالیت الکتریکی بالا است که به‌علت ویژگی‌های فوق العاده پیزوالکتریک توجه زیادی را به خود جلب کرده است[۱]. مواد پیزوالکتریک موادی هستند که تغییر فشار و یا نیرو باعث تغییر بارالکتریکی لحظه‌ای در سطح آن‌ها می‌شود. پلیمرهای پیزوالکتریک جهت استفاده در کاربردهای گوناگون نظیر حس‌گرها و داربست‌های مهندسی بافت بسیار مفید هستند، زیرا می‌توانند بار موقتی را بدون نیاز به منبع انرژی خارجی یا الکترود القا کنند [۲].

در مهندسی بافت عوامل محیطی نظیر هندسه سطح و الگوهای سطحی داربست‌ها نقش مؤثری در برهم‌کنش داربست سلول و نیز میزان چسبندگی رشد و تمایز سلولی بر سطح داربست ایفا می‌کنند. از طرفی الگودهی سطح داربست‌ها به‌صورت ساختارهایی با ابعاد در حدود صد میکرومتر می‌تواند به رشد مستقیم و جهت‌مند سلولی و تشکیل بافت منجر گردد. از سوی دیگر، تحقیقات نشان داده‌اند که سلول‌های عصبی تمایل بیشتری به رشد درون کانال و در یک راستای مشخص دارند[۳].

فرآیند الکتروریسی یکی از کاربردی‌ترین روش‌ها برای تهیه داربست مهندسی بافت است که کنترل و بهینه‌سازی مورفولوژی را در حین فرآیند میسر می‌سازد. ساختار و هندسه نمد نانوالیاف الکتروریسی شده بسیار شبیه ساختار ماتریس برون سلولی(ECM)طبیعی انسان می‌باشد. بنابراین نانوالیاف الکتروریسی شده می‌تواند ماده‌ای امیدبخش برای کشت سلولی و کابردهای مهندسی بافت باشد[۴].

استفاده از لیزر برای الگودهی نانوالیاف الکتروریسی شده،روشی غیرتماسی است و بدون افزودن هیچ ماده شیمیایی اضافی، معمولاً در یک مرحله به‌طور کامل انجام می‌شود. میکروماشین‌کاری با لیزرهای فمتوثانیه یکی از جدیدترین شاخه‌های علمی است و کاربردهای گوناگونی از جمله اصلاح سطح سلول‌های خورشیدی جهت افزایش بازده آنها، اصلاح و تولید ماسک‌های مورد استفاده در فوتولیتوگرافی، ایجاد حفره‌های میکرومتری و ساخت میکروکانال برای شاره‌ها، تولید موج‌بر نوری، تغییر آب‌گریزی سطح مواد مورد استفاده در زیست‌شناسی و تولید حافظه‌های کوآنتومی دارد.

با استفاده از لیزرهای فمتوثانیه، اثرات مخرب مکانیکی و گرمایی به‌طور چشم‌گیری کاهش می‌یابند. به‌علاوه، با استفاده از سامانه نوری مطلوب، می‌توان قطر کانون لیزر را تا حدی که حد پراش اجازه می‌دهد، کم کرد و با دقت بسیار بالایی در مقیاس نانومتری ماشین‌کاری نمود [۵].

در این مقاله ایجاد الگوهای میکرومتری بر داربست نانوالیاف پلیمر پیزوالکتریک PVDFالکتروریسی شده، توسط پرتودهی با لیزر فمتوثانیه تیتانیوم سفایر،بررسی شده است. آزمایش‌های الکتروریسی در شرایط بهینه به‌دست آمده انجام شده و نانوالیافی هم‌راستا با قطر یکنواخت به‌دست آمده است. با ایجاد الگوی‌های میکرومتری محیط مناسب برای رشد جهت‌مند سلول‌های عصبی برای کاربرد به‌عنوان داربست مهندسی بافت عصبی فراهم می‌شود.

روش آزمایش

در این تحقیق، برای ساخت نانوالیاف پلیمری از محلول پلیمری با غلظت ۳۰٪ استفاده شده است. برای این منظور ابتدا پلیمر PVDF در حلال دی متیل استامید و استون با نسبت برابر حل شده تا محلولی کاملاً شفاف و یکنواخت به‌دست آید. آزمایش‌های الکتروریسی در شرایط بهینه شامل ولتاژ ۱۵ کیلووات، فاصله نوک سوزن تا صفحه هدف ۲۴ سانتی‌متر، سرعت تغذیه ۰/۷میلی‌لیتر بر ساعت و به مدت ۳۰ دقیقه انجام شده است[۶].

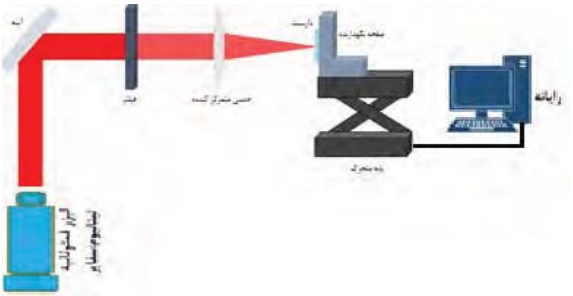
در این پژوهش برای الگودهی و ایجاد میکروکانال جهت بهبود خواص داربست،برروی داربست‌های نانوالیاف الکتروریسی شده با استفاده از لیزر فمتوثانیه تیتانیوم سفایر با طول موج در بازه ۸۰۰ نانومتر و پهنای تپ در

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

حدود ۳۷ فمتوثانیه و با انرژی تپ بین ۵۰ تا ۲۰۰ میکروژل در هر تپ پرتودهی گردید. با تغییر سرعت روبش سطح داربست‌ها توسط لیزر از ۰/۰۵ تا ۰/۶ میلی‌متر بر ثانیه الگوهای متفاوتی روی سطح داربست‌ها به‌وجود آمد.

چیدمان آزمایشگاهی پرتودهی

چیدمان آزمایشگاهی برای ایجاد کانال‌های میکرومتری روی سطح داربست‌های نانوالیاف الکتروریسی شده پلیمری PVDF در شکل ۱ به‌صورت طرحوار نشان داده شده است.

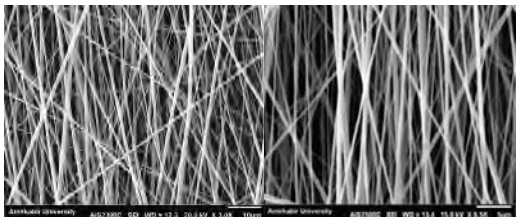


شکل ۱: نمایش طرحوار چیدمان الگودهی داربست‌ها با لیزر Ti:Sapphire

باریکه لیزر پس از عبور از یک آینه بازتابی در طول موج ۸۰۰ نانومتر و یک عدسی با فاصله کانونی ۸۵ میلی‌متر روی نمونه که بر روی پایه نگه دارنده متحرک نصب شده است متمرکز می‌شود. برای کاهش انرژی تپ برخوردی از یک فیلتر خنثی قبل از عدسی استفاده شده است. سرعت حرکت پایه نگه دارنده نیز توسط کامپیوتر تنظیم می‌شود.

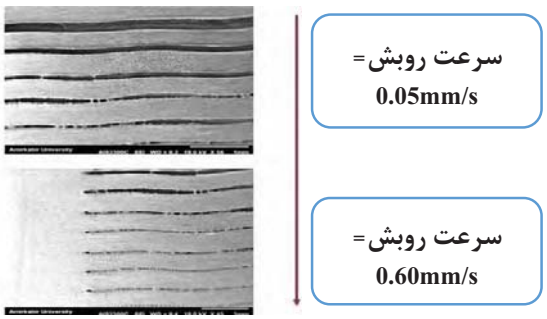
بحث و نتایج

در شکل ۲ تصاویر SEM نانوالیاف الکتروریسی شده پلیمر PVDF نشان داده شده است.



شکل ۲: تصاویر SEM نانوالیاف پلیمر PVDF

تصاویر SEMکانال‌ها و حفره‌های ایجاد شده بر سطح داربست‌های الکتروریسی با سرعت روبش سطح خطی متغیر در زیر آورده شده است. داربست‌ها در فاصله کانونی عدسی متمرکز کننده پرتو لیزر و با انرژی ۱۲۸ میکروژول بر تپ پرتودهی شدند. جهت به دست آوردن انرژی بهینه جهت پرتودهی کانال‌ها از فیلترهای خنثی در مسیر پرتو استفاده گردید.

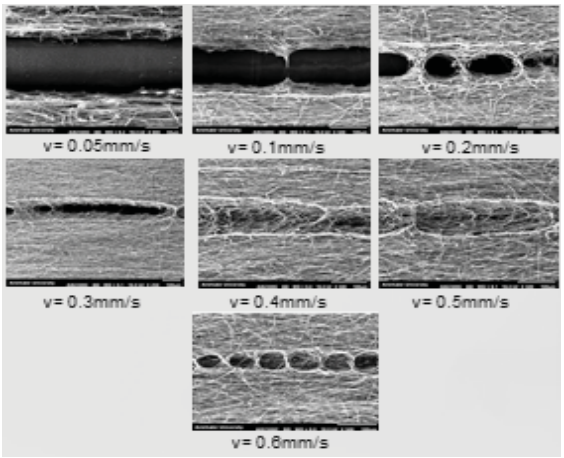


شکل ۳: تصاویرSEMاز نمای کلی الگوهای ایجاد شده بر سطح داربست‌های نانوالیاف الکتروریسی شده

شکل ۳ نمایی کلی از الگوهای ایجاد شده از کانال تا حفره روی سطح داربست نانوالیاف پلیمری الکتروریسی شده را نشان می دهد. با توجه به این تصاویر مشخص می‌شود با افزایش سرعت روبش سطح کانال‌های ممتد و یکنواخت به حفره های مجزا از هم تبدیل می‌شود. هم‌چنین تصاویرSEM از کانال‌ها و حفره‌های ایجاد شده با سرعت‌های روبش متفاوت در شکل ۴ آورده شده است. همان‌طور که در این تصاویر مشاهده می‌شود، در سرعت روبش سطح ۰/۰۵ به‌علت این‌که سطح داربست در مدت زمان بیش‌تری پرتودهی می‌شود، نانوالیاف داربست توسط برخورد تپ‌های لیزری کاملاً کنده شده و کانالی یکنواخت و با عرض ۱۱۰/۹۳±۱۰/۶۷ میکرومتر ایجاد شده است. امابه‌دلیل این‌که سطح داربست کاملاً از بین رفته و بستر نانوالیاف در کف کانال وجود ندارد در نتیجه این ساختار بستر مناسبی برای رشد سلول ها فراهم نمی‌کند.

با افزایش سرعت روبش سطح به ۰/۱۰ میلی متر بر ثانیه با وجود کاهش مدت زمان پرتودهی سطح، مجدداً مشابه شرایط قبل کانالی یکنواخت و با بستر کاملاً عاری از نانوالیاف حاصل شده است. اما عرض کانال به ۱۰۶/۲۳±۷/۶ میکرومتر کاهش یافته است و در یک نقطه بستر کانال در آستانه کندگی قرار داشته است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۴:تصاویرSEM الگوها و کانال‌های ایجاد شده بر سطح داربست‌های نانوالیاف الکتروریسی شده با سرعت‌های روبش متفاوت

با افزایش سرعت روبش سطح داربست به ۰/۲۰ و ۰/۳۰ میلی‌متر بر ثانیه، قسمت‌هایی از سطح داربست به‌طور کامل کنده شده اما در بعضی از مکان‌ها مدت زمان پرتودهی برای کندن کامل نانوالیاف کافی نبوده است. لذا کانالی غیر یکنواخت به‌دست آمده است.با افزایش سرعت روبش سطح داربست نانوالیاف به ۰/۴۰ و ۰/۵۰ میلی‌متر بر ثانیه، به‌علت کاهش مدت زمان پرتودهی، سطح داربست در تمام مسیر پرتودهی بدون کندگی کامل، الگودهی می شود. به این ترتیب کانال‌هایی یکنواخت با بستر نانوالیاف ایجاد می‌شود که نانوالیاف بستر کانال بدون تخریب باقی مانده است. این کانال‌ها بستری مناسب جهت رشد و جهت‌مندی سلول‌های عصبی فراهم می‌کند.با توجه به این تصاویر هنگامی‌که سطح داربست نانوالیاف الکتروریسی شده با سرعت ۰/۶۰ میلی‌متر بر ثانیه روبش می‌شود، به‌علت افزایش سرعت روبش در هر نقطه از سطح دقیقاً یک تپ لیزری برخورد کرده و به‌علت کاهش مدت زمان پرتودهی و نیز کاهش انرژی منتقل شده که باعث کندگی سطح می‌گردد، حفراتی با ابعاد و هندسه مشابه و مجاور هم روی سطح داربست ایجاد می‌شود. همان‌گونه که در تصاویر مشاهده می‌شود، بستر داربست بدون تخریب شدن و از بین رفتن ساختار نانوالیاف باقی مانده است. قطر میانگین حفره‌ها نیز ۵۸/۲±۵۲/۷۷ میکرومتر به‌دست آمده است.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، ابتدادارست نانوالیاف PVDF با ریخت‌شناسی کاملاً موازی و دارای خاصیت پیزوالکتریک با روش الکتروریسی تهیه گردید. سپس با استفاده از تپ‌های فمتوثانیه لیزر تیتانیوم سفایر الگوها و کانال‌های میکرومتری بر سطح داربست ایجاد گردید.بهینه انرژی به‌دست آمده جهت پرتودهی سطح داربست‌ها و ایجاد الگو ۱۲۸ میکروژول بر تپ می‌باشد و با تغییر سرعت روبش سطح داربست‌ها توسط لیزر از ۰/۰۵ تا ۰/۶ میلی‌متر بر ثانیه الگوهای متفاوتی روی سطح داربست‌ها به‌وجود آمده است. الگودهی سطح داربست‌ها با استفاده از لیزر فمتوثانیه تیتانیوم سفایر روشی نویدبخش جهت تهیه داربست‌های نانوالیاف رساناو پیزوالکتریک در زمینه مهندسی بافت عصبی می‌باشد.

مرجع‌ها

[1]B. Ahmed, S. K. Raghuvanshi, N. P. Sharma, J. B. M. Krishna, and M. a Wahab, “1.25mev Gamma Irradiated Induced Physical and Chemical Changes in Poly Vinylidene Fluoride (PVDF) Polymer,” Prog. Nanotechnol. Nanometerials, vol. 2, no. 2, pp. 42–46, 2013.

[2] E. Guzman, J. Cugnoni, T. Gmür, "Survivability of integrated PVDF film sensors to accelerated ageing conditions in aeronautical/aerospace structures". Smart Mater Struct 22, 2013.

[3]Mobarakeh, L. G.;" Application of conductive polymers, scaffolds and electrical stimulation for nerve tissue engineering"; J Tissue Eng Regen Med, Vol. 5, pp. 17-35, 2011.

[4] Q. P. Pham, U. Sharma, and A. G. Mikos, “Electrospinning of polymeric nanofibers for tissue engineering applications: a review.,” Tissue Eng., vol. 12, no. 5, pp. 1197–211, 2006.

[5]V. Melissinaki, A.A. Gill et al., “Direct Laser Writing of 3D Scaffolds for nural Tissue engineering applications”, Biofabrication, 3, 2011.

[6] A. S. Motamedi, H. Mirzadeh, F. Hajiesmaeilbaigi, S. Bagheri-Khoulenjani, and M. A. Shokrgozar, “Piezoelectric electrospun nanocomposite comprising Au NPs/PVDF for nerve tissue engineering,” J. Biomed. Mater. Res. Part A, pp. 1–10, 2017.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021), and the 13th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021). University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021

کد مقاله : ۴-۱۴۱۶- ۱۰-A

تولید پیوستار نور سفید حاصل از پالس‌های فمتوثانیه

علی اصغر عجمی[۱]، چاندرا ناتالا[۲] و ولفگانگ هوسینسکی[۲]

[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه سمنان، سمنان، ایران

[۲]انستیتوی فیزیک کاربردی، دانشگاه صنعتی وین، وین، اتریش

چکیده- گزارشی از تولید پیوستار نور سفید با کانونی کردن پالس‌های لیزری فوق کوتاه با طول موج ۸۰۰ نانومتر و انرژی کمتر از میلی ژول درون بلور کلسیم فلوراید ارائه می گردد. در این تحقیق، طیف نور سفید ایجاد شده با تغییر پارامترهای مختلفی از قبیل انرژی پالس، طول پالس و قطر کمر باریکه لیزر اندازه گیری گردید. طیف بسیار پهنی در محدوده ۳۵۰ نانومتر تا ۹۵۰ نانومتر مشاهده گردید در حالی که پهنای طیف پرتو لیزر دمنده حدود ۴۴ نانو متر است. مقدار پهن شدگی طیف تابعی از شدت بیشینه باریکه لیزر است که با انرژی پالس نسبت مستقیم و با طول پالس و همچنین با شعاع کمر باریکه نسبت عکس دارد. نتایج اندازه گیری دو نوع پهن شدگی متقارن و نامتقارن حول طول موج مرکزی لیزر دمنده را نشان می دهد. نوع متقارن آن برای پالس‌های بلندتر با طول پالس چند صد فمتوثانیه مشاهده گردید که حاصل فرایند خود مدولاسیون فازی است. برای پالس‌های کوتاهتر از ۱۰۰ فمتوثانیه مشاهده گردید که پهن شدگی طیف نامتقاون است طوری که مولفه های طیفی آنتی-استوک بسیار شدیدتر تولید شده و طیف به سمت طول موج‌های کوتاهتر بیشتر پهن می گردد.

کلید واژه- تولید پیوستار نور سفید، پالسهای لیزری فوق کوتاه، خود مدولاسیون فازی، پهن شدگی طیف.

White light suppercontinuum generation using femtosecond pulses

Aliasghar Ajami[1], Chandra Nathala[2], and Wolfgang Husinsky[2]

[1]Faculty of Physics, Semnan University, Semnan, Iran, ajami@semnan.ac.ir

[2]Institute of Applied Physics, Vienna University of Technology, Vienna, Austria ncsr1975@gmail.com, Husinsky@iap.tuwien.ac.at

Abstract- In this work, we report on white light continuum (WLC) generation by focusing sub-mJ ultrashort laser pulses at central wavelength of 800 nm into the bulk of Calcium Fluoride (CaF_2) crystal. The WLC spectrum was measured for various focusing conditions, different pulse energies and different pulse durations. A broadened spectrum ranging from 350 nm up to around 950 nm was observed whereas the pump laser has a bandwidth of about 44 nm. The extent of spectrum broadening was found to be increased by enhancing the peak intensity either via increasing the pulse energy or decreasing the pulse duration or decreasing the beam waist radius. However, two different broadening types were observed; almost symmetric broadening around the pump wavelength and strong asymmetric broadening that is extended much more toward the blue side. We distinguished two time regimes of few-100 fs in which symmetric broadening occurs as a result of self phase modulation (SFM) and sub-100 fs in which anti-Stock spectral components are created more strongly as an indication of predominance of the multi-photon ionization (MPI) process.

Keywords: supercontinuum, white light generation, self phase modulation, ultrashort pulses.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)
The 12th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)
University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021.

1. Introduction

The propagation of an intense pulse through a transparent medium can lead to extensive broadening of its spectrum and thus results in producing a wide optical spectrum. This phenomenon is known as supercontinuum (SC) generation or white light continuum (WLC) generation [1].

Spectral broadening was first observed by Alfano in 1970 [2]. Since then, WLC generation using femtosecond laser pulses has gained a lot of interest. SC generation has been reported by focusing ultrashort laser pulses in various materials in different phases; gases such as Argon [3, 4], liquids such as water [5] and solids such as bulk crystals [6, 7], photonic crystals [8, 9] and optical fibres [10].

A combination of different nonlinear effects is responsible for broadening the spectrum of the laser light propagating through a transparent medium depending on the peak power and focusing condition. The self phase modulation (SFM) is the most effective optical nonlinear process in SC generation [11]. SFM refers to the phenomenon in which the laser beam imposes a phase modulation on itself while propagating in a medium. This modulation can be spatially due to the spatial intensity distribution of the laser beam which leads to self focusing/defocusing or can be temporally due to the temporal intensity distribution of the laser pulses. The temporal variation of the laser intensity leads to an SPM in time. The time derivative of the phase of a wave gives the angular frequency of the wave thus new frequency components can be appeared as the result of phase distortion arising from time-dependent light intensity and therefore, the output beam emerges with a self-induced spectral broadening.

In this work the WLC was generated by focusing a femtosecond laser beam in the bulk of Calcium Fluoride (CaF_2) and the spectrum of output laser beam was measured and compared for different pulse energies, different pulse durations and various focusing conditions using different focusing lenses.

2. Experimental setup

In this work a compact pro Ti:sapphire laser amplifier was used as the pump source for WLC generation. The central wavelength of this system is 800 nm lies in the transparency region of CaF_2. The laser is a chirped pulse amplification (CPA) system in which the pulses are compressed to less than 30 fs using a pair of prism-pair. The amount of chirp and therefore, the pulse duration can be controlled by adjusting the prism-pair position and orientation. In this way we could alter the pulse duration up to about 500 fs. The maximum output power is about 1 W at repetition rate of 1 kHz leading to 1 mJ pulses. A variable neutral density (ND) filter was used before the crystal in order to alter the pulse energy. The laser beam after the ND filter was focused into the bulk of CaF_2 by plano-convex lenses with different focal length of 75, 150, 200, 300, and 400 mm. The CaF_2 crystal was mounted on a 2D translation stage in order to adjusting the focal point inside the crystal as well as moving the focus to refresh the exposed point.

3. Results and discussion

Figure 1 shows a comparison between the laser source spectrum and the WLC spectrum.

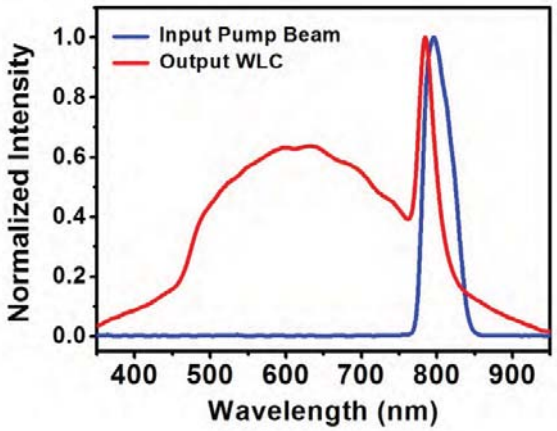


Fig. 1. WLC was generated using 30 fs, 300 µJ pulses focused by a 75 mm focal length lens.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)
The 12th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)
University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021.

Blue solid curve shows the spectrum of the femtosecond laser system with a spectral range from 770 to 840 nm having a FWHM bandwidth of about 44 nm. This input spectrum is broadened more than 10 times ranging from 300 nm to about 1000 nm when 30 fs pulses with 300 μJ energy is focused inside the CaF_2 using a 75 mm focal length lens.

The femtosecond laser amplifier delivers a 10 mm diameter beam with beam quality factor of about 1.15. Focusing such a beam leads to a waist diameter of about 9.2 μm using a 75 mm focal length lens according to $w_0 = M^2 \lambda f / \pi w$ where w is the beam radius on the lens, f is the focal length, λ is the wavelength and M^2 is the beam quality factor. Assuming Gaussian temporal distribution for laser pulses the peak on axis intensity, I_0, could thus reach 2.89×10^{16} W.cm^{-2} according to Eq. (1) when 30 fs, 300 μJ pulses are focused by a 75 mm focal length lens.

$$I_0 = 4\sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}}\left(\frac{E}{\pi w_0^{\,2}\,\tau}\right) \qquad (1)$$

where τ is the pulse duration and E is the pulse energy. The extent of spectral broadening arising from SFM is given by Eq. (2) that depends on the peak on axis intensity.

$$\Delta\omega(t) = \left(\frac{4n_2\,\pi L}{\lambda\,\tau} I_0\right) \qquad (2)$$

where n_2 (1.05×10^{-16} cm.W^{-1} for CaF_2) is the nonlinear refractive index, L is the crystal length (10 mm in this work) and λ is the central wavelength of the pump laser (800 nm). For such conditions a substantial spectral broadening can occur due to SFM. Based on this assumption, the WLC spectral range can be given by $\omega = \omega_0 \pm \Delta\omega$ that presents a symmetrical broadening around the central wavelength (i.e. generation of Stock and anti-Stock frequency components).

Figure 2 shows the WLC produced by different pulse durations when 300 μJ pulses were focused by a 75 mm focal length lens.

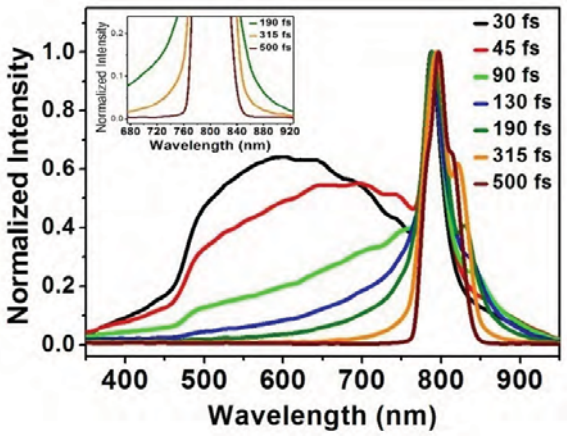


Fig. 2. The spectrum of WLC generated by different pulse durations ranging from 30 fs to 500 fs.

The inset in Fig.2 shows a zoom in long pulse duration regime. It is apparent that the spectrum is broadened symmetrically when the pulse duration is set in the range of few-100 fs. As the pulse duration becomes shorter the spectrum turns asymmetric in which anti-Stock spectral components are more strongly created. This is an evidence indicating that other optical nonlinear processes are contributing to WLC generation. The strong hump at the blue side could be attributed to multi-photon (MP) and then avalanche ionization.

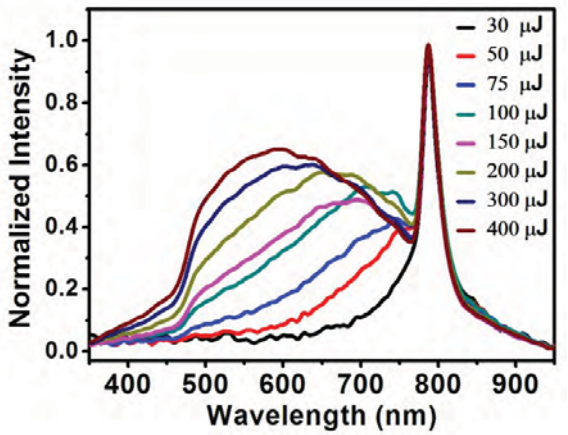


Fig. 3. The spectrum of WLC generated by different pulse energies ranging from 30 μJ to 400 μJ.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

According to Eq. (1) and (2), the extent of spectrum broadening can be controlled via varying the pulse energy as well as the focus spot size (i.e. changing the focal length of the focusing lens).

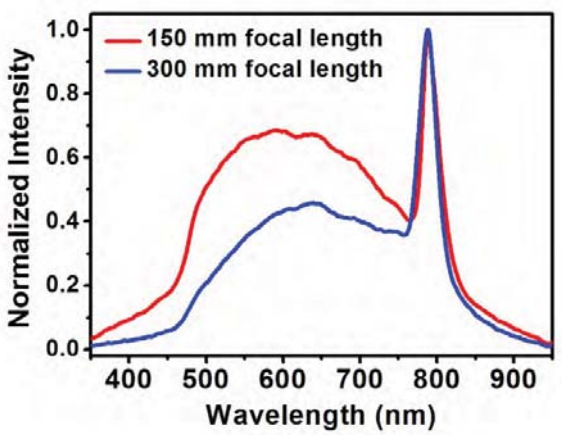


Fig. 4. The spectrum of WLC generated by different focusing lenses of 150 and 300 mm focal length.

Figure 3 indicates the WLC produced by different pulses energies when 30 fs pulses were focused by a 75 mm focal length. Fig. 4 shows the WLC produced by 30 fs, 300 μJ pulses focused by two different lenses with focal length of 150 mm and 300 mm.

As can be seen easily in both Fig. 3 and Fig. 4, the spectrum extends in the blue side much more compared to the red side. This happened by increasing the peak intensity either by increasing the pulse energy or by decreasing the focus spot size resulted from decreasing the lens focal length.

By comparison between Fig. 2 and Fig. 3&4 it can be concluded that there are two distinguished time regimes in which different mechanisms are predominant in spectrum broadening. In long pulse regime (i.e. few-100 fs) the most dominant process for WLC generation is SFM that leads to an almost symmetrical broadening (inset in Fig. 2) whereas, in short pulse regime (i.e. sub-100 fs) other nonlinear effects such as MP ionization and parametric processes are mostly predominant.

References

[1] R. R. Alfano, *The Supercontinuum Laser Source*, Springer, New York, 2006

[2] R. R. Alfano and S. L. Shapiro, "Observation of Self-Phase Modulation and Small-Scale Filaments in Crystals and Glasses," Physical Review Letters, Vol. 24, pp. 592-594, 1970.

[3] M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto, R. Szipöcs, K. Ferencz, C. Spielmann, S. Sartania and F. Krausz, "Compression of high-energy laser pulses below 5 fs," Opt. Lett., Vol. 22, pp. 522-524, 1997.

[4] S. Fang, K. Yamane, J. Zhu, C. Zhou, Z. Zhang and M. Yamashita, "Generation of sub-900-μJ supercontinuum with a two-octave bandwidth based on induced phase modulation in argon-filled hollow fiber," IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 23, pp. 688-690, 2011.

[5] P. Vasa, J. A. Dharmadhikari, A. K. Dharmadhikari, R. Sharma, M. Singh and D. Mathur, "Supercontinuum generation in water by intense, femtosecond laser pulses under anomalous chromatic dispersion," Physical Review A, Vol. 89, pp. 043834, 2014.

[6] A.-L. Calendron, H. Çankaya, G. Cirmi and F. X. Kärtner, "White-light generation with sub-ps pulses," Optics Express, Vol. 23, pp. 13866-13879, 2015.

[7] A. Dharmadhikari, F. Rajgara, N. C. Reddy, A. Sandhu and D. Mathur, "Highly efficient white light generation from barium fluoride," Optics Express, Vol. 12, pp. 695-700, 2004.

[8] S. P. Chen, J. H. Wang, H. W. Chen, Z. L. Chen, J. Hou, X. J. Xu, J. B. Chen and Z. J. Liu, "20 W all fiber supercontinuum generation from picosecond MOPA pumped photonic crystal fiber," Laser Physics, Vol. 21, pp. 519-521, 2011.

[9] W. Q. Zhang, H. Ebendorff-Heidepriem, T. M. Monro and S. V. Afshar, "Fabrication and supercontinuum generation in dispersion flattened bismuth microstructured optical fiber," Optics Express, Vol. 19, pp. 21135-21144, 2011.

[10] L. N. Duan, X. M. Liu, L. R. Wang, D. Mao and G. X. Wang, "Comparison of supercontinuum generation based on high-energy nanosecond pulses via single-mode and photonic-crystal fibers," Laser Physics, Vol. 21, pp. 1813-1819, 2011.

[11] R. R. Alfano, Q. X. Li, T. Jimbo, J. T. Manassah and P. P. Ho, "Induced spectral broadening of a weak picosecond pulse in glass produced by an intense picosecond pulse," Opt. Lett., Vol. 11, pp. 626-628, 1986.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021), and the 13th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021).University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021

کد مقاله : ۳-۱۶۹۴-۱۰-A

بررسی لیزرهای کاتوره‌ای شامل ذرات پراکننده با اثرات غیرخطی

نیلوفر صادقی، عباس قاسم‌پور اردکانی*

بخش فیزیک، دانشکده‌ی علوم، دانشگاه شیراز، شیراز، ایران

*aghasempour@shirazu.ac.ir

چکیده- تاثیر خواص نوری غیرخطی در لیزرهای کاتوره‌ای، نتایج ارزشمندی را به همراه داشته است. در این پژوهش، اثر ضریب شکست غیرخطی ذرات پراکننده را بر گسیل لیزر کاتوره‌ای بررسی می‌کنیم. به این منظور، میکروساختارهای اکسید مولیبدن با استفاده از روش لایه‌نشانی الکتروشیمی سنتز شده‌اند. ضریب شکست غیرخطی این ساختارها با انجام روش جاروب z بررسی شده است. سپس با افزودن این ساختارها به محیط یک لیزر کاتوره‌ای معمولی، تغییراتی در تابش آن‌ها مشاهده شده است. نتایج نشان داده‌اند که به ازای انرژی‌های دمش بالاتر از آستانه، علامت ضریب شکست غیرخطی می‌تواند بر شدت گسیلی تاثیر بگذارد. به این صورت که، نمونه‌ای با علامت مثبت ضریب شکست غیرخطی منجر به افزایش در شدت گسیلی شده است.

کلید واژه- اکسید مولیبدن، روش جاروب z، ضریب شکست غیرخطی، لیزر کاتوره‌ای.

Investigation of Random Lasers Consisting of Scattering Particles with Nonlinear Effects

Niloufar Sadeghi, Abbas Ghasempour Ardakani*

Physics Department, College of Science, Shiraz University, Shiraz, Iran

aghasempour@shirazu.ac.ir

Abstract-The effect of nonlinear optical properties in random lasers (RLs) has brought valuable results. In this study, we present the influence of the nonlinear refractive index of scattering particles on RL emission. In such regard, microstructures of Molybdenum Oxide were synthesized by the electrochemical deposition method. The nonlinear refractive index of the structures was investigated by performing the Z-scan technique. Next, variations in their emission were observed by adding the structures to a conventional RL. The results have demonstrated that the sign of the nonlinear refractive index can affect the emitted intensity for the pump energies above the threshold. In such a way that the sample with a positive sign of the nonlinear refractive index has led to an increase in the emitted intensity.

Keywords: Molybdenum Oxide, Nonlinear refractive index, random laser, Z-scan technique.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27thIranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)
The 12thIranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)
University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021.

1. Introduction

In the past several decades, random lasers (RLs) have attracted much interest due to their significant features and applications [1]. In such lasers, multiple scattering due to a disordered medium has played an important role to provide laser feedback. However, the amplification process due to a gain medium works on the same principles as in conventional lasers. In other words, the RLs mechanism leads the light to be frequently scattered within the gain medium and be amplified along some random paths. Based on the scattering regimes, RLs are classified into non-resonant and resonant random lasers. In the first type of such lasers, the scattering is not strong enough. As a result, a single broad peak formed in the emission spectrum. However, for the resonant RLs, the emission spectrum consists of several narrow lasing peaks owing to strong scattering. In this case, light can return to the first scatterer and be trapped in a closed-loop path.

The nonlinear optical response of materials has been studied with several methods including the Z-scan technique, which relies on the variations of beam irradiance [2]. In this method, a nonlinear medium is translated across the focal point and along the direction of beam propagation. Therefore, the transmittance changes due to light-matter interactions. It is known as the open aperture Z-scan, while by placing an aperture in the far-field region of the beam, we can have the closed aperture Z-scan. Thereby, both the nonlinear absorption and the nonlinear refractive coefficients can be measured with the above setups respectively.

Transition metal oxides such as Molybdenum Oxide are attracting widespread interest due to their wide range of optical and electrical properties. In particular, Molybdenum trioxide exhibits pronounced opportunities for applications due to its wide optical bandgap [3]. Moreover, it can be prepared by a variety of techniques, which include electrochemical deposition [4]. The advantages of this method are low growth temperature, low-cost, etc.

Few studies have been published on the nonlinear effects in rando. m lasersIn 2019, Prizia et al. studied the nonlinear absorption of graphene oxide (GO) using the Z-scan experiment. They observed the reverse saturable absorption behaviour of GO. Next, they added GO to a standard random laser based on titanium dioxide powder and rhodamine B. Finally, it was shown that the RSA of the GO caused a sharp decrease in the RL emission [5].

This study aims to investigate the effects of the nonlinear refractive index of scattering particles on random laser emission. In this context, we briefly present the synthesis and measurement of the nonlinear optical properties of Molybdenum Oxide structures using the Z-scan technique. Finally, we demonstrate the influence of adding them into a standard laser and its emission.

2. Experiments

The electrochemical deposition experiments were carried out using a three-electrode glass cell. Two fluorine-doped tin oxide (FTO) glasses were used as working and counter electrodes. Also, an Ag/AgCl electrode is used as the reference electrode. In addition, an aqueous solution of Na_2MoO_4 (0.3 M and 0.6 M) and Na_2SO_4 (1.2 M and 0.6 M) were prepared as the electrolyte and supporting electrolyte respectively. Besides, the above cell and the electrolyte were immersed in a water bath at 70˚C. The experiment was performed in a constant voltage of -1.1 V.

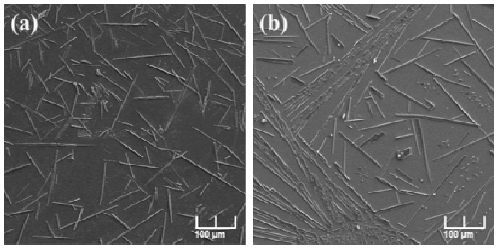


Fig. 1: The scanning electron microscopy images (SEM) of (a) Sample 1 and (b) Sample 2 in 100 μm scale.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

Finally, the thin films were annealed at 500°C for 2 h in an oven. Above all, two samples with different electrolyte concentrations were synthesized.The morphologies of the synthesized structures were analyzed by using scanning electron microscopy (SEM) which its images in 100 µm scale are shown in Fig. 1.As can be seen, the structures are rod in nature and on the scale of the micrometer. Also, they were found to be randomly distributed.

3. Results and Discussion

In order to investigate the nonlinear response of the samples, the Z-scan experiment has been carried out with a continuous wave Nd: YAG laser at 532 nm. A Gaussian beam with an input power of 18 mW was focused on the sample using a 2 cm focal length lens. The transmittance variations were detected and Fig. 2 demonstrates the closed aperture Z-scan curves.

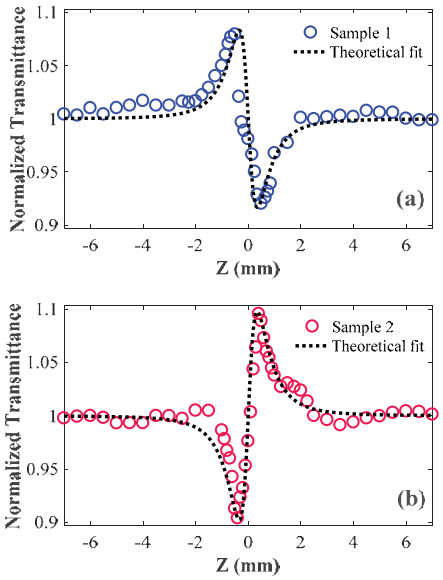


Fig. 2: Normalized closed aperture Z-scan curves for (a) Sample 1 and (b) Sample 2.

As can be seen in Fig. 2(a), which corresponds to sample 1, a pre-focal peak is followed by a post-focal valley. It clarifies the self-defocusing property and the negative sign of the nonlinear refractive index. However, for sample 2 the opposite phenomenon has occurred which states the positive sign of the nonlinear refractive index and it is shown in Fig. 2(b). Generally, the change in sign of the nonlinear refractive index might be due to the changing of the electrolytes concentration and the existence of the sulfur element with different concentrations. In addition,the resulting curves were fitted with the theoretical equation [2] and the nonlinear refractive coefficients were measured and presented in Table 1. Furthermore, the open Z-scan experiment found evidence for a negligible amount of the nonlinear absorption coefficients as Illyaskutty et al. have already claimed for the pure Molybdenum Oxide [6].

Table I. The nonlinear refractive index of Molybdenum Oxide structures.

Sample No	n_2 $\times 10^{-8}$ (cm^2/w)
1	-2.07
2	2.42

Since we were interested to study the influence of nonlinear effects on random lasers, we decided to add the synthesized Molybdenum Oxide structures as scatterer particles to a standard random laser based on titanium dioxide (TiO_2) powder and rhodamine B dye. With the purpose of this RL fabrication, we drop coated the surface of the above thin films with a solution consisting of 0.06 M TiO_2 and 0.007 M rhodamine B in the ethylene glycol. Next, the samples were pumped with a 532 nm frequency-doubled Nd-YAG pulsed laser, which was focused using a 15 cm focal length cylindrical lens. Fig. 3 shows the emitted intensity and Full width at half maximum (FWHM) of the samples versus different pump energies. It should be noted that a pure sample without Molybdenum Oxide Structures was also prepared for a better comparison. As can be seen in Fig. 3(a) and (b), there is a sudden change in the intensity growth slope above a specific value of pump energy, which indicates the laser threshold behavior. It is also consistent with the value from FWHM. The results show that there are no significant differences between the thresholds corresponding to both samples. However, the data show significant variations in emitted intensity for the samples including Molybdenum Oxide compared to pure one.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

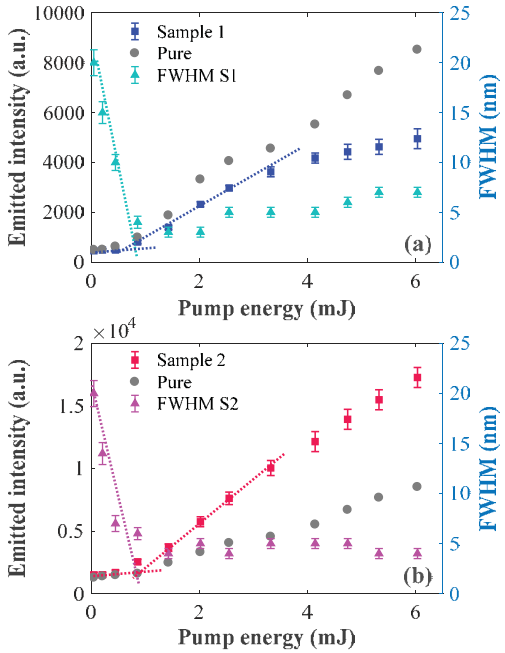


Fig. 3: Maximum emitted intensity and Full width at half maximum versus different pump energies corresponding to (a) Sample 1 and (b) Sample 2 compared to the pure Sample.

As indicated in Fig .3(a), the emitted intensity of S1 decreases compared to the pure one. While Fig .3(b) demonstrates an increase in the emitted intensity of S2. It is worth mentioning that both these variations occur above the threshold and for the higher pump energies. With respect to the above considerations, we speculate that these variations might be due to the nonlinear optical properties of Molybdenum Oxide. For S1, which has the negative nonlinear refractive index, the self-defocusing effect might have led to such behaviour. However, the Self-focusing effect might be the reason for behaviour of S2 in Fig. 3(b). Furthermore, the results in Fig. 3(b) might be due to the fact that the refractive index contrast and the multiple scattering have increased according to the Kerr nonlinearity and positive sign of nonlinear refractive index of S2. Finally, these findings confirm that random lasers can be influenced by nonlinear effects.

4. Conclusions

In conclusion, the microrods of Molybdenum Oxide were synthesized using the Electrodeposition method. Their nonlinear refractive index was measured by performing the Z-scan technique. The structures were used as scattering particles in a random laser based on TiO_2 and rhB. The differences in emission intensity for pump energies above the thresholdhaveshown compared to the conventional RL emission. We have observed an enhancement in the emission intensity corresponding to the structure with a positive sign of the nonlinear refractive index, which was due to the self-focusing effect and the enhancement of refractive index contrast. However, the emitted intensity has reduced for the sample with a negative sign of the nonlinear refractive index.

References

[1] H. Cao, "Review on latest developments in random lasers with coherent feedback,"J. Phys. A, vol. 38, no. 49, pp. 10497, 2005.

[2] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T.-H. Wei, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland, "Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam," IEEE J. Quantum Electron., vol. 26, no. 4, pp. 760-769, 1990.

[3] Y. Zhao, J. Liu, Y. Zhou, Z.Zhang, Y. Xu, H. Naramoto, S. Yamamoto, "Preparation of MoO3 nanostructures and their optical properties," J. Phys. Condens. Matter, vol. 15, no. 35, p. L547, 2003.

[4] D. Pradhan and K. T. Leung, "Controlled growth of two-dimensional and one-dimensional ZnO nanostructures on indium tin oxide coated glass by direct electrodeposition," Langmuir, vol. 24, no. 17, pp. 9707-9716, 2008.

[5] R. Prizia, C. Conti, and N. Ghofraniha, "Soret reverse saturable absorption of graphene oxide and its application in random lasers," JOSA B, vol. 36, no. 1, pp. 19-25, 2019.

[6] N. Illyaskutty, S. Sreedhar, H. Kohler, R. Philip, V. Rajan and VP. Pillai, "ZnO-modified MoO3 nano-rods,-wires,-belts and-tubes: photophysical and nonlinear optical properties,"J. Phys. Chem. C, vol. 117, no. 15, pp. 7818-7829, 2013.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۹۵-۱۰-A

ایجاد کانال‌های میکرومتری به روش پلیمریزاسیون دوفوتونی با استفاده از تپ‌های لیزری فمتوثانیه

افتخارسادات بستان‌دوست، تایماز فتح‌الهی خلخالی، فرشته حاج اسماعیل‌بیگی، حسین رزاقی، اسماءالسادات معتمدی، رضا گودرزی

پژوهشکده فوتونیک و فناوری‌های کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، تهران

meigolbostan@gmail.com,taimazf@hotmail.com,fbaigi2000@yahoo.com,
hrazaghi2016@gmail.com, asma.motamed@gmail.com, rego.physics@gmil.com

چکیده - در روش پلیمریزاسیون دوفوتونی، از فرآیندهای غیرخطی جذب دوفوتونی و یا چند فوتونی استفاده می‌شود. برای اینکه جذب دو فوتونی و یا چند فوتونی در طول موجی که جذب تک فوتونی ماده قابل چشم‌پوشی است، القاء شود به چگالی توان قله بالایی نیاز است. در این مقاله با استفاده از تپ‌های پرشدت فمتوثانیه لیزر تیتانیوم سفایر و ماده فوتورزیست مثبت S1813، امکان ایجاد کانال‌های میکرومتری بررسی شده است. با تغییر توان میانگین باریکه لیزر، کیفیت کانال ایجاد شده مورد بررسی قرار گرفته است. بهینه کانال ایجاد شده با قطر ۸ میکرومتر با تپ‌های لیزری با پهنای زمانی ۴۵ فمتوثانیه و توان میانگین ۹۴ میلی‌وات حاصل شده‌است.

کلید واژه- پلیمریزاسیون دوفوتونی، تپ فمتوثانیه، حکاکی لیزری، فوتولیتوگرافی، فوتورزیست

Creation of micro channels by two photon polymerization method with femtosecond laser pulses

Eftekhar Bostandoust, TaymazFathollahikhalkhali, FereshtehHajiesmaeilbaigi, HoseinRazaghi, AsmaMotamedi, Reza Goodarzi

Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran

Abstract- The two photon polymerization method is based on nonlinear processes such as two photon or multi photon absorption. In order to observe two-photon absorption or multi-photon absorption for materials that have negligible one-photon absorption coefficient at the laser wavelength the high peak power density is needed. In this paper creation of micro channels on positive photoresist S1813 with high intensity femtosecond pulses of Ti:Sapphire laser has been investigatedexperimentally. The quality and size ofchannels is investigated by changing the mean power of the laser beam. The optimum channel with 8 μm diameter, has been made by pulses with 45 femtosecond duration and 94 mW mean power of the laser beam.

Keywords: two photon polymerization, femtosecond pulse, direct laser writing, photolithography, photoresist

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

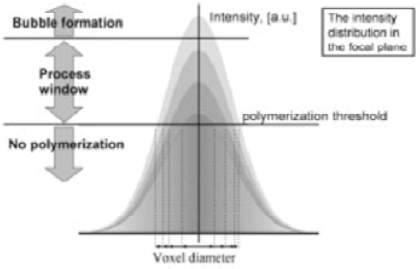
در سال‌های اخیر روش‌های مختلفی برای تولید ساختارهای میکرو و نانو مقیاس پیشنهاد شده‌اند و در کاربردهایی مانند میکروماشین‌کاری، ذخیره سازی اطلاعات نوری، نانوفوتونیک، پلاسمونیک و تصویر برداری بیولوژی به کار گرفته شده‌اند[۱]. از میان این روش‌ها، فوتولیتوگرافی و حکاکی لیزری به دلیل سادگی و انعطاف-پذیری آنها از روش‌های پرطرفدار محسوب می‌شوند. استفاده از فوتورزیست، ماده‌ای که حساس به نور است و زمانیکه در معرض نور قرار می‌گیرد خاصیت شیمیایی آن تغییر می‌کند از اصول اساسی کار فوتولیتوگرافی است. با توجه به پاسخ فوتورزیست به نور این مواد به دو دسته فوتورزیست مثبت و منفی تقسیم می‌شوند. در فوتورزیست‌های مثبت، نواحی تحت تابش نور با جذب یک یا چند فوتون قابلیت حل شدن در ماده ظهور فوتورزیست را پیدا می‌کنند. این نواحی تابش دیده با محلول ظهور فوتورزیست از روی سطح شسته می‌شوند و مواد تابش ندیده بر روی سطح باقی می‌مانند. در فوتورزیست منفی، تابش نور سبب پلیمر شدن ساختار شیمیایی فوتورزیست می‌شود و نواحی تابش ندیده در محلول ظهور فوتورزیست حل شده و از روی سطح شسته می‌شوند. از سوی دیگر، تولید میکروساختار با استفاده از لیزرها، زمینه جدیدی است که به‌طور گسترده مورد بررسی قرار گرفته است و کاربردهای بسیاری در تکنولوژیمانند تولید ساختارهای بلورفوتونی دارد[۲]. مهم‌ترین اصولی که زمینه‌ساز تولید میکروساختار لیزری از مواد حجیم دی‌الکتریک می‌شود تحت تابش قرارگرفتن مواد به‌وسیله امواج نوری پرشدت موج پیوسته یا تپی، می‌باشد. در این مقاله سعی شده است با استفاده از ماده فوتورزیست S1813 و لیزر تپی تیتانیوم سفایر، ایجاد کانال‌های میکرومتری بر روی سطح بررسی شود.

پلیمریزاسیون دوفوتونی

پلیمریزاسیون دوفوتونی (2PP) روشی جدید از حکاکی لیزری است که براساس جذب دوفوتونی (TPA) تابش لیزر در پلیمرهای حساس به نور پایه‌گذاری شده است. مواد حساس به نور موجود در بازار معمولاً با استفاده از تابش uv ساختاردهی می‌شوند. این مواد در محدوده مادون قرمز نزدیک شفاف هستند در صورتی‌که در بازه طیفی ماوراءبنفش به شدت جاذب هستند. فرآیند پلیمریزاسیون دوفوتونی می‌تواند با تپ‌های لیزری مادون قرمز نزدیک در حجم کوچکی از ماده حساس به تابش ماوراءبنفش، با تمرکز شدید تپ‌های لیزری فمتوثانیه، شروع شود[۳]. در حالت 2PP، اکثر نور لیزر متمرکز شده درون نمونه بدون هیچ برهم‌کنشی از درون ماده عبور می-کند و از سوی دیگر آن خارج می‌شود. برهم‌کنش لیزر با ماده، به کمر باریکه لیزر متمرکز شده، جایی که شدت به اندازه کافی زیاد هست تا جذب دوفوتونی را القاء کند، محدود می‌شود. ماده در راستای رد کانون لیزر متحرک، پلیمر می‌شود. در مرحله بعدی موادی که تحت تابش لیزر قرار نگرفته‌اند و پلیمر نشده‌اند با قرار گرفتن در محلول ظهور فوتورزیست از روی سطح پاک شده و ساختار ایجاد شده باقی می‌ماند.از آنجائیکه لیزرهای فمتوثانیه شدت‌های بسیار بالایی را در توان‌های میانگین نسبتاً میانه فراهم می‌آورند، می‌توانند منبع نوری بسیار مناسبی برای پشتیبانی شرایط جذب دوفوتونی در نظر گرفته شوند و در فرآیند میکروساختاردهی پلیمریزاسیون دو فوتونی استفاده شوند.برای تمام مواد حساس به نور، آستانه شار تابشی وجود دارد که باید برای شروع فرآیند پلیمرشدن به آن غلبه کرد. در اثر وجود این آستانه پلیمرشدن، می‌توان به وضوحی فراتر از حد پراش، که به‌طور طرحوار در شکل ۱ برای توزیع شدت گوسینی در صفحه کانون لیزر نشان داده شده است، رسید[۴]. با کنترل دقیق بر دوز تابش به

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

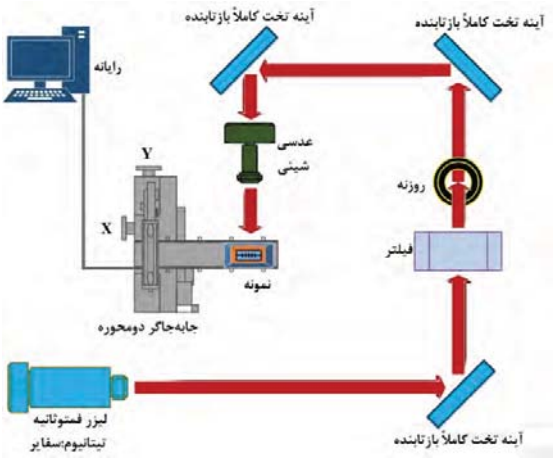
کار رفته می‌توان اندازه ساختار ایجاد شده را تنظیم کرد. به‌طورکلی در فرآیند چند فوتونی هرچه مرتبه فرآیند غیرخطی بالاتر باشد وضوح فضایی بهتر می‌شود.



شکل ۱:اثر شدت بر اندازه کانال ایجاد شده

آزمایش تجربی

چیدمان آزمایشگاهی برای ایجاد کانال‌های میکرومتری بر روی لایه نازک فوتورزیست S1813 به طور طرح‌وار در شکل ۲ نمایش داده شده است. باریکه لیزر پس از عبور از فیلتر و روزنه توسط آینه تخت ۴۵ درجه، وارد عدسی شیئ با بزرگنمایی 10X و دهانه عدسی ۰/۳ می‌شود. بلافاصله پس از عدسی شیئ نمونه بر روی پایه تعبیه شده بر روی سیستم انتقال، نصب می‌شود. از تشدیدگر تیتانیوم سفایر با طول موج ۷۸۵ نانومتر و نرخ تکرار ۸۰ مگاهرتز و پهنای تپ ۴۵ فمتوثانیه به عنوان منبع تپی استفاده شده است. برای آماده سازی نمونه ابتدا لام‌های آزمایشگاهی به ابعاد ۱۰ mm ×۱۰ mm در دستگاه اولتراسونیک به مدت ۲۰ دقیقه در الکل و ۲۰ دقیقه در استن قرار داده می‌شوند. پس از خشک شدن لام ها به مدت یک ساعت در کوره با دمای ۲۰۰درجه سانتی گراد قرار می‌گیرند.در غیاب نور مرئی چند قطره از ماده فوتورزیست بر روی زیرلایه که درون دستگاه لایه نشانی چرخشی قرارداده شده است چکانده می‌شود و دستگاه لایه نشانی به مدت ۲۰ ثانیه با سرعت ۲۰۰۰ rpm کار می‌کند و فیلم نازک-S1813بر روی زیرلایه‌های لام آزمایشگاهی تشکیل می-شوند.



شکل ۲: نمایش طرح‌وار چیدمان آزمایش

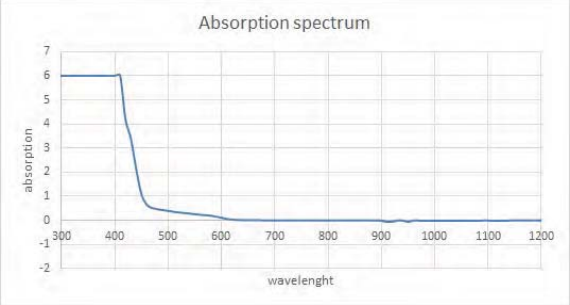
سپس نمونه آماده شده به مدت ۲۰ دقیقه در دمای ۹۵ درجه سانتی‌گراد داخل کوره قرار می‌گیرد تا برای عملیات تابش دهی لیزری مناسب باشد. در این حالت ضخامت فیلم ایجاد شده حدود ۲ میکرومتر تخمین زده می‌شود. نمونه آماده شده بر روی دستگاه انتقال قرار داده می‌شود و فاصله عدسی شیئ تا نمونه به گونه‌ای تنظیم می‌شود که نقطه کانون عدسی در مرز مشترک لایه نازک و زیرلایه قرار گیرد سپس نمونه با سرعت ۵۰ µm/s جابه‌جا می‌شود تا باریکه لیزر سطح نمونه را جاروب کند.

نتایج و بحث

بیناب جذبی اندازه گیری شده با دستگاه بیناب سنج ناحیه مرئی- فرابنفش در شکل ۳ نشان داده شده است. با توجه به نمودار بیناب جذبی نمونه S1813 در طول موج۷۸۵ نانومتر جذبی صورت نمی‌پذیرد بنابراین در مسیر باریکه لیزر قبل از نقطه کانونی هیچ جذبی در نمونهصورت نمی‌گیرد و تنها در محل کانون عدسی زمانیکه شدت به اندازه کافی بیشتر از سطح آستانه پلیمریزاسیون باشد، جذب دو یا چند فوتونی امکان‌پذیر است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

با تغییر توان میانگین باریکه ورودی بر روی نمونه و آنالیز

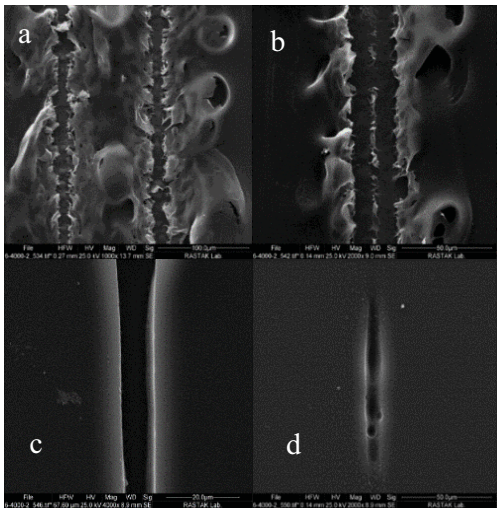


شکل ۳: نمودار بیناب جذبی نمونه S1813

کانال ایجاد شده، آستانه پلیمریزاسیون ماده S1813 به صورت تجربی به دست می آید. برای این کار با توان‌های میانگین ۲۱۴، ۱۶۳، ۹۴ و ۴۸ میلی‌وات سطح نمونه جاروب شدند و نتایج حاصل از آن در تصاویر SEM ارائه شده در شکل ۴ نشان داده شده است. با توجه به نتایج به دست آمده، در توان‌های میانگین ۲۱۴ و ۱۶۳ میلی‌وات، شدت در نقطه کانون بالاتر از آستانه تخریب ماده S1813 قرار می‌گیرد و همان‌طور که در شکل ۴a و ۴b مشخص است، اطراف کانال‌های ایجاد شده تخریب شده است. در این دو حالت میانگین قطر کانال‌های ایجاد شده به ترتیب برای توان‌های میانگین ۲۱۴ و ۱۶۳ میلی‌وات، ۱۱/۸ و ۱۱/۳ میکرومتر به دست آمده است. شکل ۴c، تصویر کانال ایجاد شده در توان میانگین ۹۴ میلی وات را نشان می‌دهد. در شکل ۴d، با توان میانگین ۴۸ میلی‌وات سطح نمونه برای ایجاد کانال جاروب شده است. با توجه به تصویر SEM به‌دست آمده، میزان شدت در نقطه کانونی در مرزآستانه پلیمریزاسیون قرار گرفته است در حالیکه قطر کانال در حال تشکیل تا حدود ۷ میکرومتر کاهش پیدا کرده است اما کانال کاملاً تشکیل نشده است.

نتیجه گیری

برای ایجاد کانال‌های میکرومتری بر روی لایه نازک فوتورزیست S1813، اثر تغییر توان میانگین باریکه لیزری بررسی شد و طبق نتایج به دست آمده، توان میانگین مورد نیاز برای ایجاد کانال برای باریکه لیزر با طول موج



شکل ۴: اثر ایجاد شده بر روی نمونه S1813 با لیزر تپی تیتانیومسفایر در طول موج ۷۸۵ نانومترa) توان میانگین ۲۱۴ میلی‌وات b) توان میانگین ۱۶۳ میلی وات c) توان میانگین ۹۴ میلی وات و d) توان میانگین ۴۸ میلی‌وات

۷۸۵ نانومتر و پهنای زمانی تپ ۴۵ فمتوثانیه باید از ۴۸ میلی‌وات بیشتر و از ۹۴ میلی‌وات کمتر باشد.

مرجع‌ها

[1] Dam ThuyTrang Nguyen, Mai Trang Do, Qinggle Li, Quang Cong Tong, ThiHuong Au and Ngoc Diep Lai, One-Photon Absorption-Based Direct Laser Writing of Three-Dimensional Photonic Crystals, http://dx.doi.org/10.5772/intechopen.71318

[2]Naoto Tsutsumi, Junichi Hirota, Kenji Kinashi, and WataruSakai, Direct laser writing for micro optical Devicesusing a negative photoresist, OPTICS EXPRESS, vol25, No.25, 31539, 2017.

[3] Markus Deubel, Georg Von Freymann,Martin Wegener,Suresh Pereira, Kurt Busch, And Costas M.Soukoulis, Direct laser writing of three-dimensional photonic-crystal templates for telecommunications, nature materials,VOL 3, JULY 2004, 444.

[4] AleksandrOvsianikov, Investigation of Two-Photon Polymerization Technique for Applications in Photonics and Biomedicine, https://cuvillier.de/de/shop/publications/1104.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۹۰-۲۰-۱۰-A

تشخیص سلول‌های سرطانی از سلول‌های نرمال با استفاده از طیف سنجی عبوری

محمدرضا غلامی نژاد شمیرانی[۱]، سعدی حسینی [۲]، علی گودرزی[۱]، محبوبه اسماعیل پور[۱]، محمد محمدی مسعودی [۱*]، حسین شاهسوارانی[۲و۳]، عزالدین مهاجرانی[۴]، جواد کوهسرخی[۱]

[۱]دانشکده علوم و فنون نوین، دانشگاه تهران، [۲]آزمایشگاه طب بازساختی و نوآوری های زیست پزشکی ، انستیتو پاستور ایران
[۳]گروه علوم سلولی و مولکولی، دانشکده علوم زیستی، دانشگاه شهید بهشتی، [۴] پژوهشگاه لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی
*mo.masoudi@ut.ac.ir

چکیده – جهت تشخیص سلول سرطانی از سلول سالم از روش همزمان عکسبرداری میکروسکوپی و طیف سنجی عبوری از نمونه‌ها در طول موج ۴۸۰ تا ۶۴۰ نانومتر درمحیط In-vitro استفاده شده است. سلول‌های اپیتلیال سرطانی‌پستان (MCF-7)، سلول‌های تخمدانی همستر (Cho)و سلول‌های بنیادی مزانشیمی، در این پروژه مورد استفاده قرار گرفته‌اند. پس از اندازه گیری و بررسی طیف سلول‌ها، با استفاده از توابع ریاضی بولتزمن سلول‌های تخمدانی همستر و سلول‌های سالم مزانشیمی که جزئی از سلول‌های نرمال می‌باشند از سلول‌های سرطانی تشخیص داده شدند. این روش می‌تواند با توجه به تکرارپذیری و مقرون به صرفه بودن، به عنوان روشی جایگزین برای تشخیص و بررسی سلول‌ها در محیط آزمایشگاهی باشد.

کلید واژه- تشخیص سلول های سرطانی، توابع بولتزمن، سلول های نرمال، طیف سنجی، **In-Vitro**

Distinguish normal cells from cancer cells based on transmission spectroscopy

M.G. Shemirani [1], Sadi Hoseini[2],Ali Godarzi[1], Mahbobe Esmaeilpour[1], Mohammad Mohammadimasoudi*[1], Hosein Shahsavarani[2, 3], Ezeddin Mohajerani[4], Javad koohsorkhi

[1]University of Tehran, Faculty of New Sciences and Technologies, [2]Laboratory of Regenerative Medicine and Biomedical Innovations, Pasteur Institute of Iran, Tehran, Iran, [3]Department of Cellular and Molecular Sciences, Faculty of Bioscience and Biotechnology, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran,[4]Shahid Beheshti University, Laser & Plasma Institute*mo.masoudi@ut.ac.ir

Abstract-Simultaneous microscopic imaging and a spectroscopy of biological cell in vitro environment are applied to distinguish between normal cell and cancer cell. The region of spectroscopy is between 480 to 640 nm. Breast cancer cells (MCF-7), hamster ovary cells (Cho) and mesenchymal stem cells are investigated. Hamster ovary cells and the mesenchymal stem cells can be distinguished from cancer cells by analyzing the experimental data with Boltzmann mathematical functions. This method is reproducible and cost-effectiveness. The method can be used as an alternative In-vitro assay to detect cancer cells.

Keywords:Boltzmann functions, Distinguish cancer cells, In-Vitro,Normal cells, Spectroscopy

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

استفاده از علم و فناوری فوتونیک در حوزه بیولوژی بسیار مورد توجه محققین و پژوهشگران قرار گرفته است. از جمله این تحقیقات، می‌توان تلاش برای تشخیص سریع تغییرات سلول‌ها که در زمینه‌های مختلف پزشکی از جمله داروسازی، تشخیص سرطان، سلول درمانی و استخراج سلولی بسیار مهم هستند را اشاره کرد. بیماری سرطان متاسفانه بسیاری از افراد را در جهان درگیر خود کرده و ضمن زیان‌های جانی، به‌دلیل پیچیدگی در سطوح ژنتیکی و فنوتیپی نیازمند روند درمانی بسیار پیچیده است[۱]. درنتیجه با توجه به اینکه تومورهای بدخیم در دهه گذشته سیر صعودی داشته[۲]، مطالعات در زمینه سرطان برای پیشرفت در تشخیص و درمان این بیماری بسیار ضروری می‌باشد،طیف سنجی نوری که تکنیک نوری بر اساس پراکندگی تابشی و مولکول‌های ارتعاشی است، گزینه مناسبی برای فراهم آوردن ترکیب‌های شیمیایی نمونه‌های زیستی بوده که می‌تواند کاربردهای بسیار کلیدی در حوزه‌های بیولوژیکی بیان کند[۳]. این تکنیک بر اساس سطح تغییرات مولکولی در سلول‌ها، بافت‌ها، مایعات و غیره توانسته در زمینه تشخیص‌های پزشکی پیشرفت‌های قابل توجهی با توجه به پتانسیل بالقوه خود، ایجاد نماید[۴].مطالعات نشان داده که می‌توان با استفاده از فیبرهای نوری اختصاصی برای اندازه‌گیری تغییرات به صورت پیوسته و مانیتورینگ آن در واحد زمان روی نمونه‌های مختلف در شرایط آزمایشگاهی بهره برد. از جمله این موارد می‌توان به کاربردهای این دانش در زمینه مطالعات بر روی سرطان اشاره کرد[۵].Kirsch وهمکاران[۶]با کمک طیف سنجی، قادر به تشخیص تغییرات توموری سرطان ایجاد شده در قشر مغزی موش‌ها شدند. گروه ما در این تحقیق با استفاده از تصویر برداری همزمان میکروسکوپی و طیف سنجی بر روی سلول‌های اپیتلیال سرطانی‌پستان (MCF-7)،سلول‌های تخمدانی همستر (Cho) و همچنین سلول‌های مزانشیمی استخراج شده از بافت چربی انسانی، در شرایط یکسان آزمایشگاهی،اقدام به بررسی و مقایسه بین نتایج خروجی کرده،که تفاوت بین سلول‌های سرطانی با سلول‌های نرمال با توجه به نتایج آنالیز داده و استفاده از توابع ریاضی بولتزمن مشخص گردید.

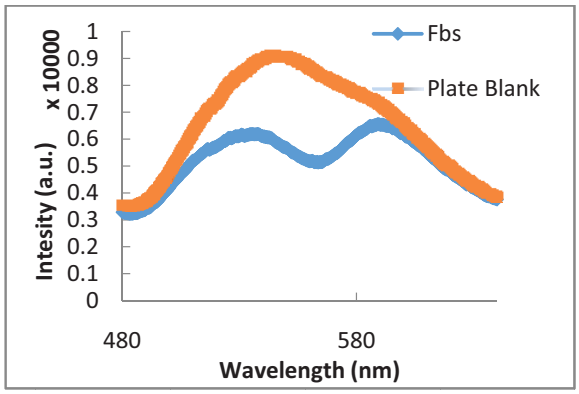
تحقیق و آزمایش

در این تحقیق رده‌های سلولی سلول‌های اپیتلیال سرطانی‌پستان (MCF-7)، سلول‌های تخمدانی همستر (Cho) از بانک سلولی انستیتو پاستور ایران تهیه شد. همچنین سلول‌های مزانشیمی از نمونه چربی انسانی با روش آنزیمی در انستیتو پاستور ایران استخراج گردید. در ادامه سلول‌ها در فلاسک‌های T25 با محیط کشت DMEM-F12غنی‌شده با ۱۰درصد سرم جنین گاوی (Fatal Bovine Serum-FBS)، ۲ میلی‌مولارگلوتاماکس، یک درصدآنتی‌بیوتیکپنی‌سیلین- استرپتومایسین در انکوباتور در دمای ۳۷ درجه سانتی‌گراد، با رطوبت کافی و میزان ۵ درصد دی‌اکسید کربن کشت داده شد. برای انجام تست‌های آزمایشگاهی از پاساژ ۲ و ۴ از سلول‌ها استفاده گردید. در این آزمایش، تعداد مشخصی از سلول‌ها به میزان ۵×۱۰^{۴} سلول داخل هر چاهک از پلیت چهار خانه کشت داده شد که بعد از بازه زمانی ۴۸ ساعت، زمانی که تراکم سلول به ۷۰ درصد سطح پلیت رسید برای طیف‌سنجی آماده و مورد بررسی قرار گرفت .

با استفاده از تصویربرداری همزمان میکروسکوپی برای صحت سنجی اطلاعات[۷] و طیف سنجی با اسپکترومتر HR4000 ساخت شرکت Ocean Opticsبرای بررسی دقیق اینکه در کدام منطقه از محیط کشت سلول و مقدار تراکم سلول‌ها هستیم، پس از بهره گیری از منبع نوری ۴۸۰ تا ۶۴۰ نانومتر[۸]برای بررسی نمونه کنترل در ابتدا از فلاسک سلولی به همراه محیط کشت کامل و فلاسک

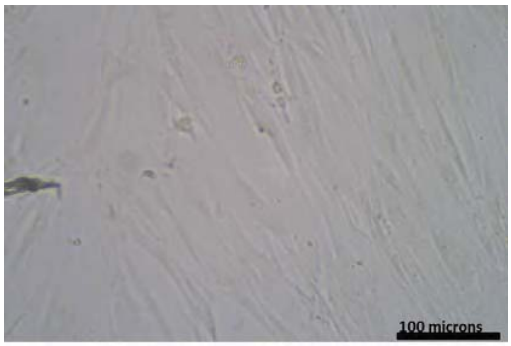
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

سلولی خالی (شکل ۱) به دلیل مشترک بودن در تمام نمونه‌ها، عکسبرداری و طیف سنجی شد.

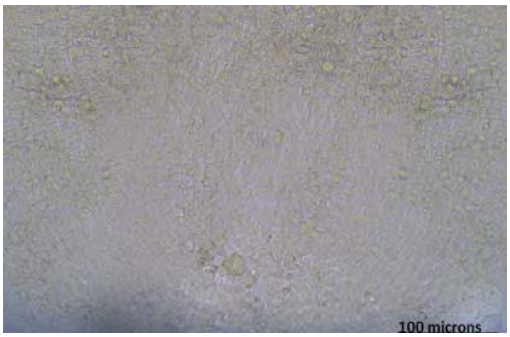


شکل ۱: نمودار طیف عبوری محیط کشت کامل Fbs که فاقد هر گونه سلول و دارای مواد مغذی برای سلول بوده (رنگ آبی) و محیط کشت خالی که فاقد هرگونه ماده است (رنگ نارنجی).

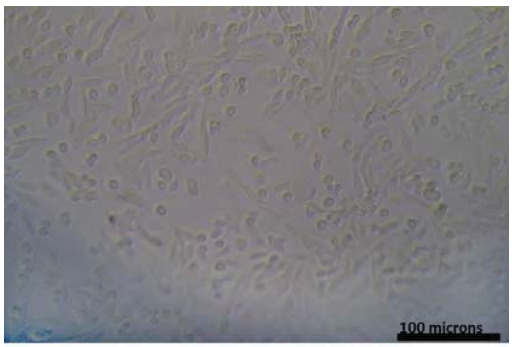
عکسبرداری و طیف سنجی عبوری از سلول‌های اپیتلیال سرطانی‌پستان، سلول‌های تخمدانی همستر، سلول‌های مزانشیمیو همچنین محیط کشت کامل انجام شد. شکل۲ تا ۴ تصویر میکروسکوپی این سلول‌ها را نشان می‌دهد و نمودارطیف عبوری این نمونه‌ها در شکل شماره ۵ به نمایش درآمده است.



شکل۲: تصویر میکروسکوپی گرفته شده از سلول‌های مزانشیمی



شکل ۳: تصویر میکروسکوپی گرفته شده از سلول‌های اپیتلیال سرطانی پستان



شکل ۴: تصویر میکروسکوپی گرفته شده از سلول‌های تخمدانی همستر

پس از بررسی داده ها، به جهت مشهود شدن تفاوت بین منحنی و تحلیل داده‌ها از تابع توزیع بولتزمن (معادله شماره ۱) استفاده شد. ضرائب تابع بولتزمن در جدول شماره ۱ و نمودار حاصله در شکل شماره ۵ ترسیم شده است.

$$y = A2 + (A1 - A2)/(1 + \exp((x - x0)/dx)) \quad (1)$$

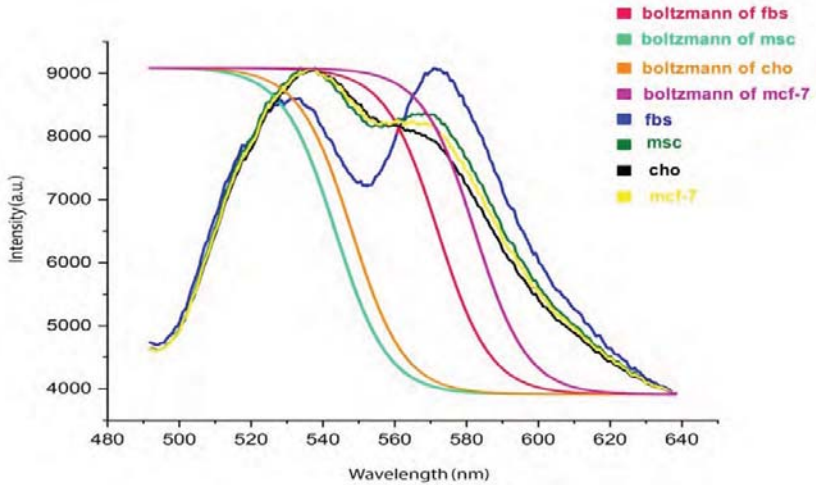
Model	Boltzmann			
plot	mcf7	fbs	msc	cho
A1	7726.04 ± 85.06	6555.48 ± 93.66	8017 ± 235.75	2694.08 ± 159.63
A2	2647.22 ± 124.08	2635.82 ± 107.88	2681.28 ± 142.23	2647.22 ± 124.08
X0	604.52 ± 1.46	590.50 ± 1.87	551.58 ± 2.46	557.81 ± 2.21
dx	9.99 ± 1.27	9.99 ± 1.63	9.99 ± 2.14	9.99 ± 1.93

جدول ۱: ضرائب تابع بولتزمن طیف عبوری نمونه‌ها

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

نتیجه‌گیری

برای اطمینان از تکرارپذیری، هر آزمایش سه مرتبه تکرار شد. ضمن اینکه از فلاسک‌های دیگری که دارای محتویات سلولی یکسان با آزمایش بودند، بررسی به عمل آمده و همگی دارای پاسخ یکسان با آزمایش فعلی بوده و خطایی مشاهده نشد. با توجه به نمودارهای حاصله از توابع بولتزمن در شکل۵،که نمودار سلول‌های سالم دارای تفاوت مشهود با سلول های سرطانی بودند، مشخص گردید با بهره بردن از شدت طیف عبوری می‌توان سلول‌های سرطانی را از سلول‌های نرمال در شرایط آزمایشگاه تشخیص داد. در این روش اگرچه سلول‌های سالم با هم یکی نیستند ولی رفتارشان مشابه یکدیگر بوده و با سلول‌های سرطانی متفاوتند و این تفاوت در طول موج ۵۸۰ نانومتر مشهودتر است. این روش با توجه به سادگی و هزینه پایین می‌تواند به عنوان جایگزین و یا مکمل سایر روش‌های بیولوژیکی برای تشخیص سلول‌های سرطانی در محیط آزمایشگاهی باشد که در بازه زمانی کم و با دقت بالا برای سلول‌های درون محیط کشت با تراکم سلولی مناسبدر محیط ۵۰۰ میکرومتر مربعی مورد استفاده قرار گیرد.



شکل ۵: طیف عبوری نمودار تابع بولتزمن سلول‌ها

مرجع‌ها

[1] K. B. Sutradhar and M. Amin, "Nanotechnology in cancer drug delivery and selective targeting," *International Scholarly Research Notices,* vol. 2014, 2014.

[2] D. Viktor *et al.*, "Optical percutaneous needle biopsy of the liver: a pilot animal and clinical study," *Scientific Reports (Nature Publisher Group),* vol. 10, no. 1, 2020.

[3] C. De Grauw, C. Otto, and J. Greve, "Line-scan Raman microspectrometry for biological applications," *Applied spectroscopy,* vol. 51, no. 11, pp. 1607-1612, 1997.

[4] M. Okuno and H.-o. Hamaguchi, "Multifocus confocal Raman microspectroscopy for fast multimode vibrational imaging of living cells," *Optics letters,* vol. 35, no. 24, pp. 4096-4098, 2010.

[5] M. G. Shim, L. M. Wong Kee Song, N. E. Marcon, and B. C. Wilson, "In vivo Near-infrared Raman Spectroscopy: Demonstration of Feasibility During Clinical Gastrointestinal Endoscopy¶," *Photochemistry and photobiology,* vol. 72, no. 1, pp. 146-150, 2000.

[6] M. Kirsch, G. Schackert, R. Salzer, and C. Krafft, "Raman spectroscopic imaging for in vivo detection of cerebral brain metastases," *Analytical and bioanalytical chemistry,* vol. 398, no. 4, pp. 1707-1713, 2010.

[7] M. Loyez *et al.*, "Rapid detection of circulating breast cancer cells using a Multiresonant optical fiber Aptasensor with plasmonic amplification," *ACS sensors,* vol. 5, no. 2, pp. 454-463, 2020.

[8] Z. Nie *et al.*, "Optical Biopsy of the Upper GI Tract Using Fluorescence Lifetime and Spectra," *Frontiers in Physiology,* vol. 11, p. 339, 2020.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : A-۱۰-۲۴۶۵-۱

بررسی مشخصه‌های اپتیکی بیماری‌های پسوریازیس و اگزما با هدف تمایز

سیده زهرا مؤمنی[۱]، سلمان مهاجر مازندرانی[۱و۲]،محمدحسین مجلس آرا[۱و۲]، حمیدرضا محمودی[۳]

[۱]دانشگاه خوارزمی، دانشکده فیزیک، آزمایشگاه بیوفوتونیک،[۲] پژوهشکده علوم کاربردی، دانشگاه خوارزمی، کرج،[۳]دانشکده علوم پزشکی، دانشگاه تهران، تهران

Mohajer@khu.ac.ir – zahramomeni4074@gmail.com

چکیده- پسوریازیس و اگزما دو بیماری پوستی التهابی مزمن هستند. دراین پژوهش، خواص اپتیکی پوست درگیر این دو بیماری با استفاده از روش های اپتیکی گزارش شده است. نمونه های پوستی ۱۰ بیمارتوسط میکروتوم برش داده شدهو به روش استاندارد آماده شدند. در ادامه توسط چیدمان های جذب خطی و جاروب محوری، خواص اپتیکی نمونه ها مورد بررسی قرار گرفتند. نتایج بدست آمده نشان می دهد که مقادیر ضریب جذب خطی برای نمونه های پسوریازیس و اگزما در ۷۶٪ موارد هم پوشانی دارد ولی اندازه ضریب شکست غیرخطی از مرتبه $10^{-8}\frac{cm^2}{w}$ است و علامت آن برای این دو بیماری کاملا متفاوت است. در نتیجه اندازه گیری مشخصه های غیرخطی اپتیکی می تواند به تشخیص افتراقی این دو بیماری کمک نماید.

کلید واژه- اگزما، پسوریازیس، جاروب محوری، جذب خطی

Optical parameters investigation of Psoriasis and Eczema illnesses for discrimination purpose

S.zahra Momeni[1], Salman Mohajer[1,2], Mohamadhossein Majlesara[1,2], Hamidreza Mahmoodi[3]

[1]Kharazmi University, Physics department, Biophotonics Laboratory, [2]Applied Science Research Center, Kharazmi University, Karaj, [3]Medical University, Tehran University, Tehran

Abstract- Psoriasis and Eczema are two chronic inflammatory skin disorders. In this experiment, optical properties of these illnesses have been reported. Skin samples of ten patients were cut by microtome and prepared in a standard method. Subsequently, optical properties of samples were investigated using z-scan and linear absorbance setups. The results showed that the range of changes of linear absorbtion for psoriasis and eczema have overlapps in up to 76%of cases but their signsof refractive index are totally different and both are in order of 10^{-8}.Therefore, measuring the optical characteristics can be applied in discrimination between these two skin illnesses.

Keywords: Eczema,Psoriasis, Z-scan,Linear Absorption

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

پسوریازیس یک بیماری پوستی التهابی مزمن است که با درگیری پوستی و مفصلی همراه خواهد بود[1]. معمولا این بیماری به واسطه عملکرد نابه‌جا سیستم ایمنی بدن رخ می‌دهد.این اختلال در سیستم ایمنی بدن، باعث افزایش سرعت چرخش رشد سلول‌های پوست بصورت پلاک‌های پوست دهنده، ضخیم، خشک و معمولا نقره ای یا قرمزروی پوست ظاهر می‌شود.یکی از تشخیص‌های افتراقی این بیماری درماتیت آتوپیک یا اگزما می‌باشد. تظاهرات بالینی این بیماری شامل خارش، قرمزی و پوسته ریزی است[2]. در مواردی که تشخیص این دو بیماری از یکدیگر برای پزشک متخصص دشوارباشد، باید از تست‌های تشخیصی مانند پچ تست و تست پریک و یا نمونه برداری از پوست استفاده کرد[3]. یکی از روش‌ها برای جلوگیری از استفاده از چنین تست‌های مخربی جهت تشخیص، استفاده از روش‌های اپتیکی می‌باشد. با استفاده از تکنیک جاروب محوری که نخستین بار توسط شیخ بهایی ابداع شد، اندازه‌گیری ویژگی‌های غیرخطی مواد صورت می‌گیرد.در این روش تنها دو چیدمان روزنه‌ای $n_2 = \frac{\lambda \Delta T_{pv}}{(2\pi I_0 L_{eff})(0.406)(1-s)^{0.25}}$ و روزنه بسته است که به ترتیب ضریب جذب و ضریب شکست غیرخطی مواد را بررسی می‌کند[4].دراین پژوهش خواص اپتیکی پوست درگیر بیماری‌های پسوریازیس و اگزما، با استفاده از چیدمان خطی برای اندازه گیری ضریب جذب خطی و چیدمان جاروب محوری برای اندازه گیری ضریب شکست غیرخطی گزارش شده است.

تئوری

برای اندازه‌گیری جذب خطی با استفاده از قانون بیر-لامبرت رابطه بین شدت نور ورودی و جذب شده در ماده بیان می‌شود[4].

$$log\frac{I_0}{I}$$

با توجه به شیب نمودار توان خروجی برحسب توان ورودی مقدار $\frac{I_0}{I}$ را برای هر کدام بدست می‌آوریم و از روی لگاریتم آن مقدار چگالی اپتیکی ($log\frac{I_0}{I}$) و توسط آن ضریبجذب α را برای نمونه های پوستی پسوریازیس و اگزما بدست می‌آوریم. با افزایش شدت میدان ورودی قطبش ماده به میدان الکتریکی اعمال شده وابستگی یافته و ماده رفتار غیرخطی پیدا می‌کند.در شرایط غیرخطی فاز پرتو وارد شده به نمونه تغییر می‌کند و در نتیجه با استفاده از روابط تغییر فاز و شدت عبوری نرمال شده، ضریب شکست غیرخطی نمونه‌ها را در چیدمان جاروب محوری روزنه بسته به‌دست می‌آوریم.با حرکت نمونه روی محور اپتیکی، تغییر فاز ایجاد شده در نمونه باعث تغییر شدت نور عبوری از روزنه در چیدمان جاروب z می‌شود. چنانچه این تغییر ابتدا مینیموم سپس ماکزیمم داشته باشد، ضریب شکست مثبت بوده و ماده اصطلاحا دارای ویژگی خودکانونی است و بالعکس[5][4]. در این چیدمان، ضریب شکست غیرخطی از رابطه زیر محاسبه می شود.

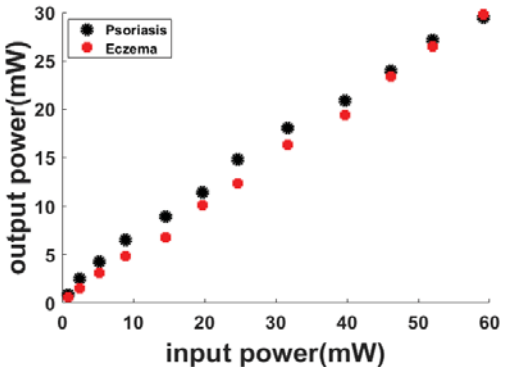
در این رابطه L_{eff} طول موثر است که ازرابطه $L_{eff} = \frac{(1-e^{-\alpha L})}{\alpha}$ محاسبه می‌شود.

در معادله ۲، ΔT_{pv} فاصله قله تا دره، λ طول موج و I_0 شدت بیشینه در کانون و از رابطه $I_0 = \frac{2P_0}{\pi w_0^2}$ به‌دست می‌آید که در آن P_0 توان ورودی(۱۰۰ mW)، sضریب عبور روزنه، L ضخامت نمونه ($\mu 3m$) وw_0شعاع کمره پرتو($\mu 40\, m$) است که مقدار آن توسط تست لبه تیغ به‌دست آمده است.

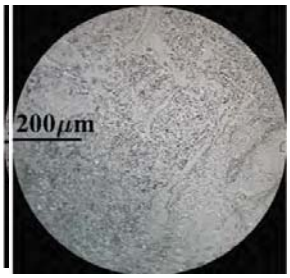
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مواد و روش ها

در این پژوهش، نمونه‌ها از بیمارانی که دارای بیماری‌های پسوریازیس و اگزما بودند، تهیه شد. این نمونه‌ها به تعداد معین با ضایعاتی که از قبل جراحی شده و بصورت بلوک‌های جداگانه در بانک آزمایشگاه بیمارستان رازی فریز شده بودند را تهیه کرده و بعد از دی فریز کردن، آن ها را توسط میکروتوم به ضخامت مشخصی برش داده ایم. نمونه های پوستی توسط پارافین و الکل شست و شو داده شده و روی لام شیشه ای فیکس شدند. بعد از فیکس روی لام تمیز، نمونه برای آزمایش‌های اپتیکی آماده شد. تصاویر نمونه‌های دو بیماری پسوریازیس و اگزما که زیر میکروسکوپ مشاهده شده‌اند، در شکل ۲ آورده شده است.



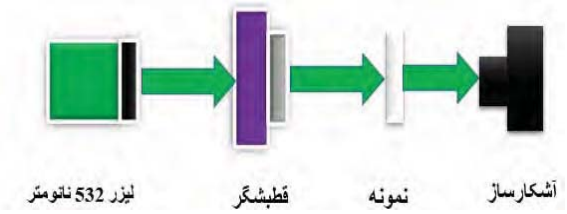
شکل۱- نمودار خطی توان خروجی بر حسب توان ورودی



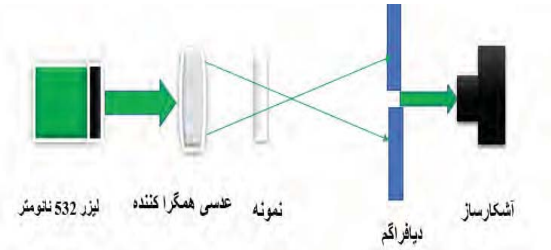
شکل۲-تصویر نمونه های آماده شده پوست زیر میکروسکوپ(الف) نمونه پسوریازیس و (ب) نمونه اگزما، مقیاس هر دو تصویر 200میکرومتر است.

اندازه گیری اپتیکی

برای اندازه گیری ضریب جذب خطی از چیدمان شکل۳ استفاده می‌شود.همچنین برای به حداقل رساندن اثر پراکندگی نور از نمونه و پراش از لبه‌های دیافراگم باید آشکارساز را در کمترین فاصله ی ممکن تا نمونه قرار دهیم. همانطور که در شکل۱ نشان داده شده است با افزایش توان ورودی، توان خروجی بصورت خطی افزایش می‌یابد و باتوجه به شیب نمودار، میزان جذب خطی نمونه‌ها از قانون بیر-لامبرت محاسبه می‌شود. برای اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی نمونه‌ها از منبع نور لیزر $Nd:YAG$ با طول موج $۵۳۲nm$ استفاده شده‌است. همچنین از یک عدسی همگرا با فاصله کانونی $۸cm$ استفاده شده و نور در راستای محور ریل اپتیکی به نمونه تابیده می‌شود. فاصله عدسی تا دیافراگم۷۸cm است. در تکنیک جاروب محوری با روزنه بسته، قطر دهانه روزنه را$۵mm$ انتخاب کرده‌ایم. با توجه به نمودار شکل۵-الف به دلیل ایجاد دره در ابتدای نمودار، علامت ضریب شکست غیرخطی مثبت است. همچنین در نمودار شکل۵-ب به دلیل ایجاد قله در ابتدای نمودار، علامت ضریب شکست غیرخطی منفی می‌باشد. با در نظر گرفتن ضریب جذب خطی برای هر نمونه پسوریازیس و اگزما،مقدار n_2متفاوت با علامت مختلف برای هردو بیماری بدست می‌آید.



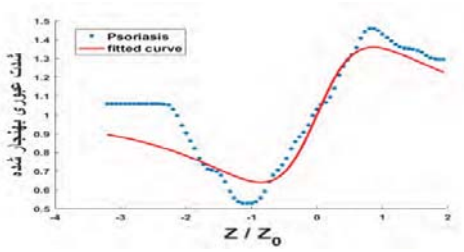
شکل۳- چیدمان اپتیکی اندازه گیری ضریب جذب خطی



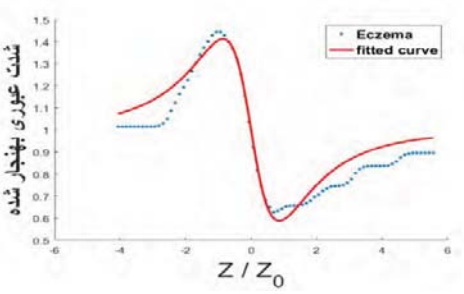
شکل۴- چیدمان جاروب محوری

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

(الف)



(ب)



شکل۵- نمودار تابع عبور بهنجار شده جاروب محوری روزنه بسته و برازش انجام شده الف) پسوریازیس و ب) اگزما

جدول۱- مقادیر ضریب جذب خطی، چگالی اپتیکی و ضریب شکست غیرخطی

Psoriasis Eczema	$\alpha(cm^{-1})$ ± ۰۵/۰	*OD*	
P1	138.02	0.54	۴.۷۹
P2	145.07	0.56	۵.۰۳
P3	253.12	0.89	۸.۷۸
P4	172.70	0.64	۵.۹۹
P5	198.28	0.81	۶.۸۸
E1	128.83	0.51	- ۴.۴۷
E2	106.61	0.45	- ۳.۷۰
E3	192.84	0.70	- ۶.۶۹
E4	188.89	0.69	- ۶.۵۵
E5	105.16	0.44	- ۳.۶۵

نتیجه گیری

در این پژوهش نشان داده شده است که نمونه های پوست درگیر پسوریازیس و اگزما دارای خاصیت غیرخطی هستند. باتوجه به نتایجی که در جدول۱ آمده است، محدوده تغییرات ضریب جذب خطی برای نمونه های پسوریازیس138.02تا $253.12cm^{-1}$و برای نمونه های اگزما 105.16تا$192.84cm^{-1}$است. همچنین ضریب شکست غیرخطی نمونه ها از مرتبه$10^{-8}\frac{cm^2}{w}$و علامت آن برای بیماری پسوریازیس مثبت بوده و برای اگزما منفی است. از نتایج این تحقیق می توان در تشخیص افتراقی این دو بیماری بصورت غیر مخرب استفاده کرد اما اثبات دقیق تر آن به در اختیار داشتن تعداد بیشتری نمونه وابسته است.

سپاس گزاری

از بیمارستان تخصصی پوست رازی بابت همکاری تشکر می‌شود.

مرجع ها

[1] *"W. B. Kim, D. Jerome, and J. Yeung, 'Diagnosis and management of psoriasis.,' Can. Fam. Physician, vol. 63, no. 4, pp. 278–285, Apr. 2017.".*

[2] *"N. J. Korman, 'Management of psoriasis as a systemic disease: what is the evidence?,' Br. J. Dermatol., vol. 182, no. 4, pp. 840–848, Apr. 2020." .*

[3] *g A. M. G.-A. J.F. Silvestre Salvador, a,∗ F. Heras Mendaza, b M. Hervella Garcés, c D. Palacios-Martínez, d R. Sánchez Camacho, e R. Senan Sanz, f A. Apellaniz González, "Guidelines for the Diagnosis, Treatment, and Prevention of Hand Eczema.".*

[4] *H. C. Lin and A. Y. G. Fuh, "Z-scan measurements of optical nonlinearities of dye-doped liquid crystals," Journal of Nonlinear Optical Physics and Materials, vol. 18, no. 3. pp. 367–400, 2009, doi: 10.1142/S0218863509004671.*

[5] *"High-sensitivity, single-bam n2 measurements.pdf.".*

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۲۳۳۸-۱۰-A

طراحی و ساخت فیبرنوری پلیمری انعطاف پذیر و زیست سازگار برای کاربردهای اپتوژنتیک

فاطمه عارف نیا[۲،۱]، محمد اسماعیل زیبائی[۱،*]،حسن رضادوست[۳]، داود درانیان[۲]
[۱]پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران
[۲]مرکز تحقیقات فیزیک پلاسما، دانشگاه آزاد اسلامی واحد علوم و تحقیقات، تهران
[۳]پژوهشکده گیاهان و مواد اولیه داروئی، دانشگاه شهید بهشتی، تهران
mizibaye@gmail.com

چکیده –یکی از چالش های پیش رو در تکنیک اپتوژنتیک انتقال نور به نواحی مختلف بافت مغزی با کمترین آسیب می‌باشد. در این مقاله طراحی و ساخت نوع جدیدی از فیبر نوری پلیمری با ضریب شکست پله ای زیست سازگار انعطاف پذیر و تخریب پذیر برای انتقال نور با قطر ۱۴۰۰µm و طول‌های ۳cm و۷ cm ارائه شده است. با تزویج نور توسط میکروکره گنجانده شده در ساختار فیبر نوری بازده توان خروجی از آن در طول موج ۵۳۲ nm و ۶۵۰ nm به ترتیب برابر با ۶۴/۸ ٪ و ۱۱/۲ ٪ به دست آمده است. نرخ تخریب پلیمرهای تشکیل دهنده‌ی فیبرنوری، پلی (اکتامتیلن مالئیت سیترات) و پلی (اکتامتیلن سیترات) به مدت هشت روز به ترتیب $-۰/۷ s^{-1}$ و $-۰/۴ s^{-1}$ می باشد. ویژگی انعطاف پذیری و تخریب پذیری فیبر نوری رپلیمری محدودیت‌های ایجاد شده به وسیله فیبر نوری شیشه‌ای از جمله شکننده بودن، محدود شدن حرکت آزادانه حیوان و آسیب به بافت بر اثر خروج از داخل بافت را کاهش داده و از بین می برد.

کلید واژه- اپتوژنتیک،انعطاف پذیر،تخریب پذیر،زیست سازگار، فیبرنوری پلیمری

Design and fabrication of a flexible and biocompatible polymer optical fiber for optogenetic applications

Fatemeh Arefnia[1,2], Mohammad Ismail Zibaii[1,*],Hassan Rezadost[3], DavoudDorranian[2]

[1]Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran
[2]Plasma Physics Research Center, Science and Research Branch, Islamic Azad University, Tehran
[3]Medicinal Plants and Drug Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran
*mizibaye@gmail.com

Abstract- One of the challenges in optogenetic technique is the transmission of light to different areas of brain tissue with minimal damage. In this paper, the design and fabrication of a new type of polymer optical fiber with flexible and degradable biocompatible step-index for the delivery of light with a diameter of 1400 µm and lengths of 3 cm and 7 cm is presented. By coupling the light with the microsphere in to the optical fiber structure, obtained output power efficiency at 532 nm and 650 nm is 64.8% and 11.2%, respectively.Also, the degradation rate of optical fiber constituent polymers poly(octamethylene maleate citrate) and poly (octamethylene citrate) for 8 days is -0.7 s^{-1} and -0.4 s^{-1}, respectively. The flexibility and degradability of polymer optical fiber Reduces and eliminates the constraints created by fiberglass, including fragility, restricting the animal's free movement, and tissue damage from leaving the tissue.

Keywords: biocompatible, biodegradable, flexible, optogenetic, polymer optical fiber

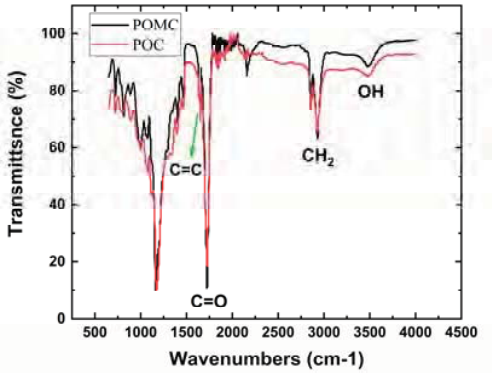
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

توسعه تجهیزات فوتونیکی و تلفیق آن‌ها با علوم زیستی منجر به توسعه ابزار جدید به نام اپتوژنتیک در مطالعات علوم اعصاب شده است. در تکنیک اپتوژنتیک یکی از رایج‌ترین روش‌ها برای هدایت نور و جمع آوری نور در ناحیه هدف مغزی کاشتن موجب رهایی مانند فیبرنوری شیشه‌ای در داخل بافت است[۱]. اما این ابزار نیز دارای محدودیت‌ها و معایبی از قبیل تهاجمی، شکننده بودن، خارج نمودن مجدد فیبرنوری پس از اتمام آزمایش‌ها می باشد. در این مقاله نوع جدیدی از پرابفیبرنوری با قابلیت تجزیه پذیری، انعطاف پذیری و زیست سازگاری با اتلاف کم به منظور انتقال و جمع آوری نور در ارگان‌های مختلف بدن معرفی شده است. این فیبرنوری با استفاده از دو پلیمر از جنس سیترات با اختلاف ضریب شکست اندک و خواص مکانیکی و زیست محیطی مشابه،طراحی وساخته شده است. فیبرنوری با بازده ۶۴/۸٪ در طول موج ۵۳۲ nm قابلیت استفاده در فرآیند مهار سلول‌های عصبی را دارد.

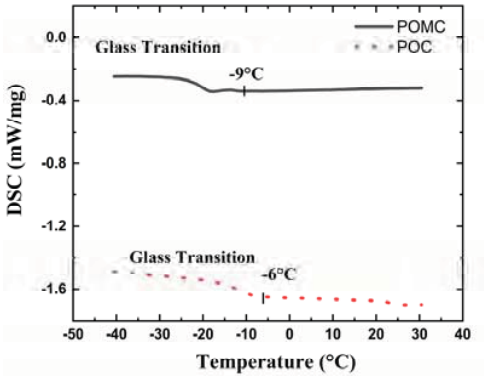
روش ساخت فیبرنوری

برای ساخت فیبرنوری پلیمری از دو پلیمر پلی (اکتامتیلنمالئیت سیترات)POMCبه عنوان ماده مغزی و پلی(اکتامتیلن سیترات)POCبه عنوان ماده غلاف استفاده شده است.به منظور تهیه پیش پلیمرPOCاسیدسیتریکو ۱/۸ اکتان دیول با نسبت مولی ۱:۱مطابق روش یانگسنتز می شود[۲]. به همین صورت سنتز پیش پلیمرPOMCاز ترکیب اسید سیتریک، مالئیک اسید و ۱/۸ اکتان دیول با نسبت مولی ۴/ ۰: ۶/ ۰: ۱ براساس روش یانگانجام می شود[۳].پس از فرایند پلیمریزاسیون به منظور بررسی خواصپلیمرها توسط تشخیص گروه‌های عاملی طیف‌های مادون قرمز تبدیل فوریه (FTIR)آن‌ها اندازه گیری شده است.



شکل۱: نمودار طیف مادون قرمز تبدیل فوریه برای پلیمرPOMC و پلیمر POC.

همانطور که در شکل ۱ نشان داده شده است، گروه‌های عاملی مورد نظر در هر دو پلیمر POMC و POCوجود دارند[۴].پس از تایید گروه‌های عاملی پلیمرها در ادامه به منظور بررسی خصوصیات حرارتی پلیمرهای ساخته شده از آزمون گرماسنجی روبشی تفاضلی(DSC)استفاده شده است.



شکل۲: نمودار طیف DSCپلیمر POMCو پلیمر POC.

مطابق شکل ۲ در طیف DSCپلیمرهای POMC و POC به ترتیب دمای انتقال شیشه ای ^{0}C ۹- و ^{0}C۶-می باشد. مقادیر دمای انتقال شیشه‌ای در هر دو پلیمر POMC و POC زیر ^{0}C۰ است. بنابراین خاصیت آمورف و انعطاف پذیری و نرمی پلیمرها در دمای بدن حفظ می شود. پس از تایید صحت فرایند پلیمریزاسیون در ادامه به منظور ساخت فیبرنوری از روش قالب‌گیری دو مرحله‌ای برای ایجاد ساختار دو لایه‌ای غلاف و مغزی استفاده شده است. در مرحله اول لایه غلاف با اعمال کردن پیش پلیمرPOC

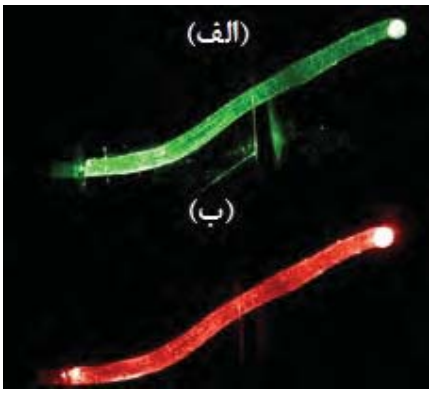
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بر روی میله از جنس استیل ضد زنگ با قطرμm۷۰۰ ساخته می شود. برای جدا شدن میله از غلاف، میله در محلول اتانول ۳۰٪ قرار گرفته و از قالب خارج می گردد. در مرحله دوم مغزی فیبرنوری با تزریق پیش پلیمر POMC داخل لوله غلاف تشکیل می شود.غلاف POC و مغزیPOMC به صورت یکپارچه با یکدیگر ادغام شده و فیبرنوری پلیمری با ضریب شکست پله‌ای و طولcm ۳ وcm ۷با قطر μm۱۴۰۰ ساخته می شود.پس از اتمام فرایند ساخت پارامترهایی از قبیل میزان تزویج و انتقال توان نوری، تجزیه پذیری و انعطاف پذیری فیبرنوری پلیمری ساخته شده باید مورد سنجش و ارزیابی قرار گیرد.

نتایج تجربی

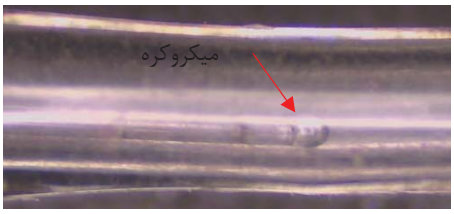
۱. تزویج نور در فیبرنوری

برای سنجش موجبری فیبرنوری، نور با طول موج‌هایnm۵۳۲ وnm۶۵۰ توسط میکرولنز به داخل فیبرنوری تزویج شده است. بازده نور خروجی در طول موجnm ۵۳۲ و nm ۶۵۰ به ترتیب برابر با ۱۵٪ و ۶٪ اندازه‌گیری شده است.همچنین به منظور مشاهده نحوه انتشار نور در فیبرنوری از میکروسکوپ استفاده شده، همان طور که در شکل ۳نشان داده شده است ویژگی هدایت نور در فیبرنوری تایید شده و نور در مغزی فیبر محدود می شود.



شکل۳: تصاویر میکروسکوپی هدایت نور در فیبرنوری پلیمری در طول موج (الف) ۵۳۲nm و (ب) nm ۶۵۰.

در مرحله دوم برای بررسی فیبرنوری در محیط مرطوب مشابه بدن، فیبرنوری ساخته شده داخل آب غوطه ور می شود ومجددا با تزویج نور به داخل فیبرنوری میزان توان خروجی اندازه‌گیری می شود. بازده خروجی از فیبرنوری در طول موجnm ۵۳۲ وnm ۶۵۰ به ترتیب برابر با ۱۴/۲٪ و۵/۳٪ بدست می آید.این اختلاف بازده نسبت به حالت قبل ناشی از انتقال نامناسب نور داخل فیبرنوری می باشد. به همین منظور در مرحله ی بعدبرای کاهش اتلاف و انتقال حداکثر نور داخل مغزی فیبرنوری مطابق شکل ۴از میکروکرهبرای کانونی کردن نور داخل مغزی استفاده شده است.به منظور ساخت میکروکرهاز فیبرنوری شیشه‌ای با روزنه عددی ۰/۳۹ و قطر مغزیμm۲۰۰و قطر غلاف μm ۲۵۰ استفاده شده است.



شکل ۴ : میکروکره داخل مغزی فیبرنوری.

پس از اندازه‌گیری توان‌های ورودی و خروجی در فیبرنوری انتقال نوردر طول موجnm۵۳۲ از۱۵٪ به ۶۴/۸٪ و در طول موجnm ۶۵۰ به میزان ۱۱/۲٪ افزایش یافته است.

۲. انعطاف پذیری فیبرنوری

با ساخت فیبرهای نوری پلیمری و استفاده از آن‌ها علاوه بر حرکت آزادانه حیوان در زمان آزمایش‌ها خطر شکسته شدن فیبرنوری داخل بافت نیز از بین می رود. در شکل ۵ انعطاف‌پذیری فیبرنوری ساخته شده نشان داده شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



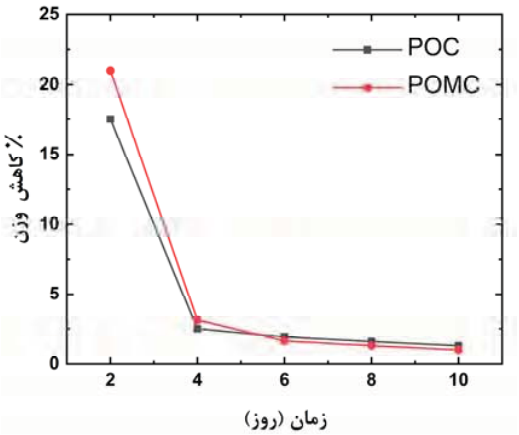
شکل ۵:انعطاف پذیری فیبرنوری پلیمری.

۳. تخریب پذیری پلیمر

به منظور بررسی تجزیه پذیری پلیمرها، آن‌ها را در محلول بافرفسفات (PBS) با ۷/۴pHدر دمای ^{0}C ۳۷ قرار داده و با اندازه‌گیری وزن اولیه و ثانویه به مدت ده روز درصد کاهش وزن آن‌ها با استفاده از رابطه (۱) به دست آمده است:

$$\text{Mass loss } (\%) = \frac{g_0 - g_t}{g_0} \times 100 \quad (۱)$$

مطابق نتایج شکل۶ نرخ کاهش وزن بین روز دوم و چهارم در پلیمر POCو درپلیمر POMCبه ترتیب برابر با s^{-1} ۲۵۷ ۰/۱۵- وs^{-1} ۱۷/۸۶- اندازه‌گیری شده است. به همین ترتیب بین روز چهارم تا دهم نرخ کاهش وزن در پلیمر POC و در پلیمر POMC به ترتیبs^{-1} ۰/۴- و s^{-1} ۰/۷- می باشد. نرخ تخریب پلیمر مغزی و غلاف با یکدیگر هماهنگ می باشند در نتیجه همزمان داخل بدن تجزیه می شوند.



شکل۶: تخریب آزمایشگاهی پلیمر POMC و POCدر بافر فسفاتبا PH ۷/۴ در دمای ^{0}C۳۷.

نتیجه‌گیری

به طور کلی نتایج حاصل بیانگر این موضوع می باشد که فیبرنوری پلیمری انعطاف پذیر تخریب پذیر و زیست سازگار با طولcm۷،قطر µm۱۴۰۰ و بازده۶۴/۸ ٪ در طول موج nm ۵۳۲این امکان را فراهم می کند که از آن علاوه بر آزمایش‌های برون‌تنی برای آزمایش‌های درون‌تنی در فرآیند مهار سلول‌های عصبی در تکنیک اپتوژنتیک استفاده شود. پراب فیبرنوری پلیمری ساخته شده دارای انعطاف پذیری بالا است که منجر به شکستن فیبرنوری در آزمایشات حرکت آزدانه حیوان در تحریکات اپتوژنتیک نمی شود.همچنین با توجه به خاصیت تجزیه‌پذیری آن در بافت بدن، خروج فیبرنوری از داخل بافت که یکی از چالش‌های مهم در تکنیک اپتوژنتیک می‌باشد برطرف شده است. بنابراین فیبرنوری پلیمری قابلیت استفاده به عنوان ابزاری برای کاربردهای متنوع از جمله اپتوژنتیک، تحویل دارو و تصویربرداری را دارد.

مرجع‌ها

[1] O. Yizhar, L. Fenno, T. Davidson, M. Mogri and K. Deisseroth, "Optogenetics in Neural Systems", *Neuron*, vol. 71, no. 1, pp. 9-34, 2011.

[2] J. Yang, A. Webb and G. Ameer, "Novel Citric Acid-Based Biodegradable Elastomers for Tissue Engineering", *Advanced Materials*, vol. 16, no. 6, pp. 511-516, 2004.

[3] D. Gyawali, R. Tran, K. Guleserian, L. Tang and J. Yang, "Citric-Acid-Derived Photo-Cross-Linked Biodegradable Elastomers", *Journal of Biomaterials Science, Polymer Edition*, vol. 21, no. 13, pp. 1761-1782, 2010.

[4] L. Zhu, Y. Zhang and Y. Ji, "Fabricating poly(1,8-octanediol citrate) elastomer based fibrous mats via electrospinning for soft tissue engineering scaffold", *Journal of Materials Science: Materials in Medicine*, vol. 28, no. 6, 2017.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27thIranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021), and the 13thIranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021).University of Sistsn and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021

کد مقاله : ۳-۱۳۴۶-۱۰-A

تعیین ضریب نوری شکست و گذردهی الکتریکی به منظور تشخیص افتراقی نمونه های سلولی پوستی سالم و سرطانی انسانی بر اساس طیف سنجی نوری بازتابی

افشان ،شیرکوند[۱و۲]، عزالدین مهاجرانی[۱]، لیلا عطایی فشتمی[۳]، شیرین فریور[۴]، محمد حسین قاضی مرادی[۴]

۱.پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

۲.گروه لیزر پزشکی ، مرکز تحقیقات لیزر در پزشکی، جهاد دانشگاهی علوم پزشکی تهران، تهران، ایران

۳. گروه سلول درمانی پوست،دپارتمان طب بازساختی، پژوهشگاه رویان،جهاد انشگاهی، تهران، ایران

۴. دانشکده علوم و فناوری زیستی ، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

چکیده- با توجه به علاقمندی گسترش طب مبتنی بر بیمار، تشخیص دقیق افتراقی نمونه های سرطانی در درمان سرطان بسیار مهم است. در دهه گذشته ، ابزارهای نوری ، همچون طیف سنجی بازتابی منتشر (DRS)، به عنوان یک روش غیر تهاجمی، غیر مخرب برای توصیف نوری بافت های بیولوژیکی و نمونه های سلول استفاده شده است. هرگونه تغییر در سلولها باعث ایجاد اثر اختصاصی می شود. هدف از این مطالعه توسعه یک برنامه کامپیوتری برای استخراج یک ضریب شکست و ضریب گذردهی پیچیده حاصل از طیف بازتابیVis-NIR نمونه های سلولی سرطان ملانومای پوست و نمونه های سالم فیبروبلاست و آدیپوز به عنوان یک پارامتر بیوفیزیکی کلیدی است که تغییرات سلول را منعکس می کند و برای افتراق سلولهای سرطان ملانومای انسانی از سلول های طبیعی پوست مورد آزمون واقع شد.

کلید واژه- طیف سنجی نوری بازتابی، ضریب شکست، ضریب گذردهی الکتریکی، ملانومای پوستی انسانی، تشخیص افتراقی

Ddetermination of optical refractive index and electrical permittivity for differential detection of healthy and cancerous human cells by reflectance spectroscopy

Shirkavand Afshan[1, 2], Ezeddin Mohajerani[2], Leila Ataie Fashtami[3], Shirin Farivar [4], Mohammad Hosein Ghazimoradi [4]

1. **Laser and Plasma Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran**
2. **Laser Medicine group, MLRC, ACECR,Tehran,Iran**
3. **Department of Regenerative Medicine, Royan Institute for Stem cell biology & Technology, ACECR, Tehran, Iran**
4. **Genetics and Stem Cells, Department of Cell and Molecular Biology, Faculty of Life Sciences and Biotechnology, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran**

Abstract-Due to the interest towards the development of personalized medicine, accurate differential diagnosis is crucial for optimizing cancer therapy efficiency. In the last decade, optical methods like, using diffuse reflectance spectroscopy (DRS), has been usedas a non-destructive technique for optical characterization of biological tissue and cell samples. Any alteration in cells causes a figure print effect. The aim of this study is to develop a computerizedprogram for extraction of complex refractive index and corresponding electric permittivity from the Vis-NIR reflectance spectra of sample cells as a key biophysical parameter seems to reflect cells' changeswhich were tested for discrimination melanoma cancer from normal cells of the skin.

Keywords: Reflectance spectroscopy, Refractive index, Electric permittivity, Human skin melanoma, Differential diagnosis

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27thIranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)
The 12thIranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)
University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021.

1. Introduction

In cancer research, early detection and diagnosis is vital for optimized treatment results. Reflectance spectroscopy is a real time, non-destructive technology for optical characterizing of biological samples. Any alteration in cell due to normal or carcinogenicity causes changes in refractive index and corresponding electric permittivity. The aim of this study is to develop a new computerized program for refractive index extraction of some normal and cancerous skin cell lines such as melanoma, fibroblast, and adipose using Visible-Near IR reflectance spectrums and Kramers-Kronig.

Methods:

Reflectance spectrometer (USB2000, Ocean optics) in Vis-NIR wavelength, was applied for spectrum acquisition in an in-vitro study (fig. 1). Human skin cell lines including melanoma (A375), fibroblast and adipose (primary cultures) were cultured for optical spectroscopy.

Kramers-Kronig analysis is used to obtain complex refractive index, RI, from normal incidence reflectivity $R(w)$ of the samples:

$\tilde{n}(w) = n(w) + ik(w)$

The KK relations were written in a MATLAB code and the processing were done on the input data $R(w)$:

$$\Phi(w) = -\frac{w}{\pi}\int_0^{\infty}\frac{\ln R(w') - \ln R(w)}{w'^2 - w^2}dw'$$

$$n(w) = \frac{1-R(w)}{1+R(w)-2\cos\Phi(w)\sqrt{R(w)}}$$

$$k(w) = \frac{2\sin\Phi(w)\sqrt{R(w)}}{1+R(w)-2\cos\Phi(w)\sqrt{R(w)}}$$

Following data acquisition, analytical based on K-K relations was run.

$$N = n + jK = \sqrt{\varepsilon_r} = \sqrt{\varepsilon_r^{'} - \varepsilon_r^{''}}$$

Validation of code resultswasdone using Abbe Refractometer for 3 standard samples in a triple repetition approach.

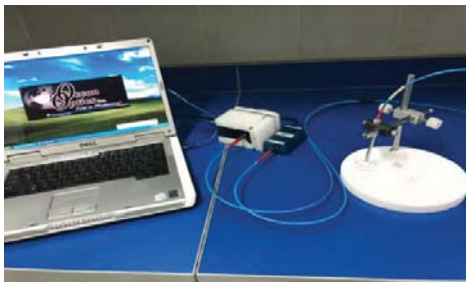
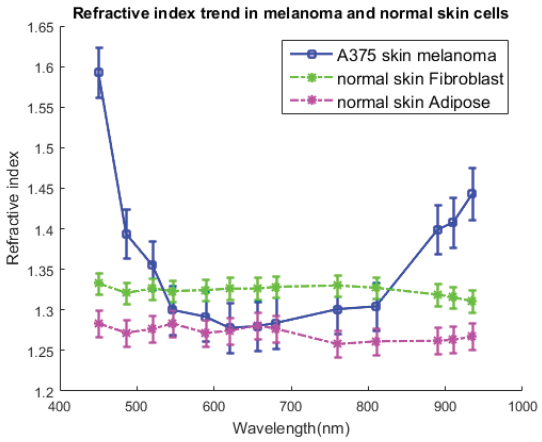


Figure1. Optical Reflectance spectroscopy set-up for cell samples' spectra acquisition

Results:

Validation error (the difference of the Abbe readout and KK processing code of samples was determined<5%).Determining of refractive index changes of cancer melanoma, and normal fibroblast skin cells in the wavelengths (450-950 nm) was calculated. The refractive index trend of the three cell samples as presented in the figure 2, seems to show defence in determined RI Melanoma cancer and normal skin cells. Based on the qualitative and curve fitting on this data, the refractive index of melanoma cancer cells had non-linear behaviour in compare to the normal



cells.

Figure 2- Derived real refractive indexes of human skin melanoma cells (A375) and normal skin fibroblast and adipose

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

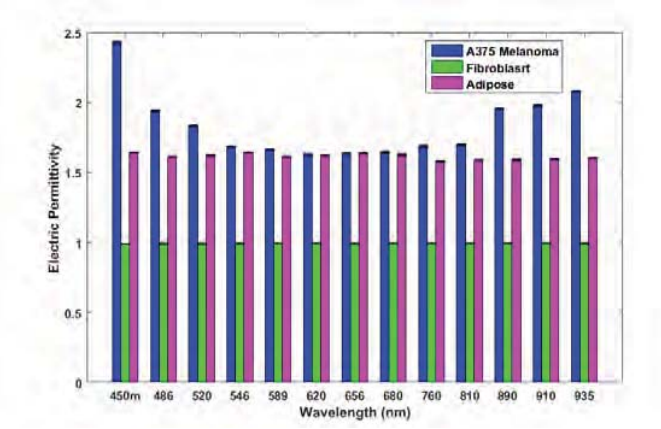


Figure 3- Derived electric permittivity of human skin melanoma cells (A375) and normal skin fibroblast and adipose

In the near-visible infrared wavelength range, the maximum dielectric coefficients of A375 cutaneous melanoma cells were in the range of 400-500 nm at the beginning of visible and in the near 900 nm infrared range. While the electric permittivity of fibroblast skin cells had a constant trend with minimum values in compare to other samples.

Conclusion:

Refractive index properties have shown potential in cancer screening and diagnosis.

The non-linear trend of the RI and relative permittivity alterations of the melanoma cancer cells seems to be due to divide asymmetrically. The result showed that optical spectroscopy is promising non-destructive real-timeapproach for assessment of refractive index of biological living cells in study in-vitro study settings. By tracking refractive index changes in a non-destructive label-free method, there will be opportunity to screen normal and abnormal cells for probable alterations.

Acknowledgements

The authors are please to thank Dr. Marzieh Ebrahimi from Royan Institute for kindly providing us with the human melanoma A375 cell line (gifted from Dr. Spagnoli from the Department of Biomedicine of University Hospital in Basel, Switzerland) for this experimental survey.

References

[1] R. L. Siegel, K. D. Miller, and A. Jemal, “Cancer Statistics, 2017.,” *CA. Cancer J. Clin.*, vol. 67, no. 1, pp. 7–30, 2017.

[2] J. Antonsson *et al.*, “Diffuse reflectance spectroscopy measurements for tissue-type discrimination during deep brain stimulation,” *J. Neural Eng.*, vol. 5, no. 2, pp. 185–190, 2008.

[3] J. W. Spliethoff, D. J. Evers, J. E. Jaspers, B. H. W. Hendriks, S. Rottenberg, and T. J. M. Ruers, “Monitoring of tumor response to cisplatin using optical spectroscopy,” *Transl. Oncol.*, vol. 7, no. 2, pp. 230–239, 2014.

[4] L. Lim *et al.*, “Clinical study of noninvasive in vivo melanoma and nonmelanoma skin cancers using multimodal spectral diagnosis.”

[5] P. Y. Liu *et al.*, “Cell refractive index for cell biology and disease diagnosis: Past, present and future,” *Lab Chip*, vol. 16, no. 4, pp. 634–644, 2016.

[6] “Biomedical Investigation of Human Muscle Tissue using Near Infrared Time-Biomedical Investigation of Human Muscle Tissue using Near Infrared Time-Of-Flight spectroscopy,” no. August, 2016.

[7] H. Search, C. Journals, A. Contact, M. Iopscience, and I. P. Address, “The spatial variation of the refractive index in biological cells,” vol. 369, 1996.

[8] E. Salomatina, B. Jiang, J. Novak, and A. N. Yaroslavsky, “Optical properties of normal and cancerous human skin in the visible and near-infrared spectral range,” vol. 11, no. December 2006, pp. 1–9, 2013.

[9] M. A. Calin, M. R. Calin, and C. Munteanu, “Determination of the complex refractive index of cell cultures by reflectance spectrometry,” *Eur. Phys. J. Plus*, vol. 129, no. 6, p. 116, 2014.

[10] D. G. Stavenga, H. L. Leertouwer, and B. D. Wilts, “Quantifying the refractive index dispersion of a pigmented biological tissue using Jamin-Lebedeff interference microscopy,” *Light Sci. Appl.*, vol. 2, no. SEPTEMBER, 2013.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۴۷- ۱۰-A

بررسی خواص خطی و غیرخطی اپتیکی پوست بیماران اسکلرودرمی

سعیده بنادکوکی[۱]، سلمان مهاجر مازندرانی[۲و۱]، حمیدرضا محمودی[۳]

[۱]آزمایشگاه بیوفوتونیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه خوارزمی، کرج، [۲]پژوهشکده علوم کاربردی، دانشگاه خوارزمی، کرج، [۳]گروه پوست، دانشکده علوم پزشکی تهران، تهران

Saeedehbanad1375@gmail.com, mohajer@khu.ac.ir, hrmdmg.mahmoudi@gmail.com

چکیده –اسکلرودرمی یک بیماری بافت پیوندی مزمن با فیبروز پوست و اندام داخلی همراه است. این گروه از بیماری‌ها شامل اسکلروز سیستمیک و اسکلرودرمی موضعی است.در این مقاله تعداد ۹ نمونه پوستاسکلرودرمی در ضخامت‌های مختلف توسط دستگاه میکروتوم برش زده و روی لام تثبیت شد. سپس خواص اپتیکی نمونه‌ها در چیدمان‌های اندازه‌گیری جذب خطی و چیدمان روبش محوری دریچه بسته اندازه‌گیری شد. نتایج بدست آمده نشان می‌دهد که چگالی نوری (OD) نمونه‌ها در محدوده ۰.۹۶ تا ۱.۳۵ تغییر می‌کند و ضریب جذب خطی نیز با افزایش سن، کاهش می‌یابد. همچنین ضریب شکست غیرخطی نمونه‌ها از مرتبه $10^{-6}(\frac{cm^2}{W})$ بدست آمد.

کلید واژه- اسکلرودرمی، روبش محوری، جذب خطی، چگالی اپتیکی

Study of Linear and Nonlinear Optical Properties of Skin Scleroderma Patients

Saeedeh Banadkouki[1], Salman Mohajer Mazandarani[1,2], H.Reza Mahmoudi[3]

[1]Biophotonics laboratory, Physics department, Kharazmi University, Karaj, [2]Applied Science Research Center, Kharazmi University, Karaj,[3]Department of Dermatology, Tehran University of Medical Sciences, Tehran, Iran

Abstract- Scleroderma is a chronic connective tissue disease accompanied with skin and inner organ fibrosis. This group of disease includes systemic sclerosis and localized scleroderma. In this article, 9 samplesskin scleroderma in different thicknesses were cut by Rotary microtome device and fixed on the slides. Then, the optical properties of the samples were measured in linear absorption measurements and closed-aperture Z-Scan arrangements. The results show that the optical density (OD) of the samples varies in the range of 0.96 to 1.35 and the linear absorption decreases with age. As well as, the nonlinear refractive index of the samples was obtained from the order of $10^{-6}(\frac{cm^2}{W})$.

Keywords: Linear absorption, Optical density, Scleroderma, Z-Scan

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

اسکلرودرمی[1] به عنوان یک بیماری روماتیسمی و یا یک بیماری بافت همبند شناخته می‌شود[۱]. علائم بالینی معمولا، بصورت سفت شدن پوست است که اغلب با ضخیم شدن پوست و چسبندگی زیاد به لایه زیرین پوست همراه است[۲]. این گروه از بیماری‌ها شامل اسکلروز سیستمیک[2] و اسکلرودرمی موضعی[3] است؛ اسکلرودرمی موضعی محدود به پوست و بافت‌های زیرین باقی می‌ماندو در مشاهدات بالینی متداول‌تر هستند[۱]؛ درحالی‌که در اسکلروز سیستمیک قسمت‌های مختلف بدن از جمله پوست، عروق خونی، سیستم گوارشی، قلب، ریه،کلیه‌ها، ماهیچه‌ها و مفصل‌ها تاثیر می‌گذارد[۳].پوست می‌تواند براق به نظر برسد، چون خیلی سفت است و حرکت ناحیه آسیب دیده ممکن است محدود باشد.شدت درگیری پوست و اندام‌های داخلی ممکن است با سیر بالینی بیماری مرتبط باشد[۴].

تئوری

رابطه جذب خطی با استفاده از قانون بیر-لامبرت[4]، رابطه بین شدت نور ورودی و جذب شده در ماده است، به صورت زیر بیان می‌کند:

$$log\frac{I_0}{I}=\alpha L \quad (۱)$$

در این رابطه مقدار $\frac{I_0}{I}$رااز شیب نمودار حاصل از چیدمان جذب خطی برای هر یک از نمونه‌ها را محاسبه کرده و سپس با استفاده رابطه (۱) مقدار ضریب جذب αرا برای نمونه‌های اسکلرودرمی محاسبه می‌کنیم. درحالت غیرخطی، از روش روبش محوری[5] استفاده کرده که نمونه در جهت محور اپتیکی از منطقه ی کانونی می‌گذرد. قطر پرتو با فاصله از کانون تغییر می‌کند که منجربه تغییر شدت خروجی برحسب فاصله می‌شود. شدت نور بالا در منطقه‌ی کانونی باعث القا پاسخ‌های نوری غیرخطی مانند جذب دوفوتونی یا شکست غیرخطی خواهد شد. در یک نمونه غیرخطی ضریب شکست وابسته به شدت است پس هر نقطه از نمونه تغییر فازی متناسب با شدت دریافتی از جبهه موج گاوسی را نشان می‌دهد. در چیدمان روبش محوری دریچه بسته، وجود روزنه باعث می‌شود تنها پرتوهای بخش محوری عبور کند و با حرکت دادن نمونه در راستای محور روبش، شدت ورودی به آشکارساز تغییر کرده و ثبت می‌شود و می‌توان تغییر فاز و ضریب شکست را محاسبه کرد. ضریب شکست غیرخطی در این روش با استفاده از معادله زیر بدست می‌آید:

$$n_2=\frac{\lambda\Delta T_{p-v}}{2\pi I_0 L_{eff}(0.406)(1-s)^{0.25}} \quad (۲)$$

که I_0 بیشینه شدت در کانون عدسی است که بااستفاده از رابطه $I_0=\frac{2P_0}{\pi W_0^2}$بدست می‌آید و sضریب عبور روزنه است، که در این آزمایش برابر ۰.۹۸۱ است. αضریب جذب خطی، Lضخامت نمونه و L_{eff} ضخامت موثر نمونه است که رابطه آن به صورت زیر می‌باشد[۵]:

$$L_{eff}=\frac{1-e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad (۳)$$

مواد و روش‌ها

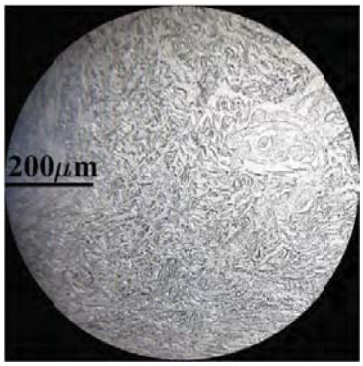
تعداد ۹ نمونه از بیماران مبتلا به اسکلرودرمی پوست که بصورت بلوک‌های جداگانه در بانک بیمارستان تخصصی

[1]Scleroderma
[2]Systemic Sclerosis
[3]Localized Scleroderma
[4]Beer-Lambert law

[5]Z-Scan Technique

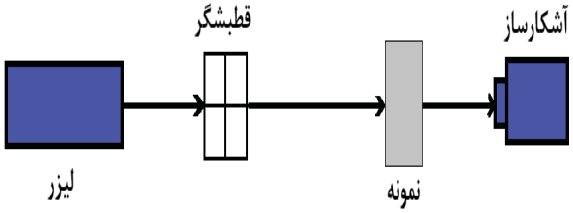
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

پوست رازی فریز شده بود، تهیه شد. سپس آن‌ها را دی‌فریز کرده و به پارافین آغشته و سپس سرد نموده، در ادامه بلوکرا توسط میکروتوم به ضخامت‌های ۳، ۴و ۶ میکرومتر برش می‌دهیم. سپس نمونه برش داده‌شده را با استفاده از لام در داخل آب و اتانول قرار داده تا چروک‌ها باز شوند. سپس در داخل حمام آب گرم قرار می‌دهیم تا چروک‌های باقی مانده نیز باز شود و پوست صافی بر روی لام داشته باشیم. در نهایت در داخل دستگاه سردکن قرار داده تا بر روی لام فیکس شود.

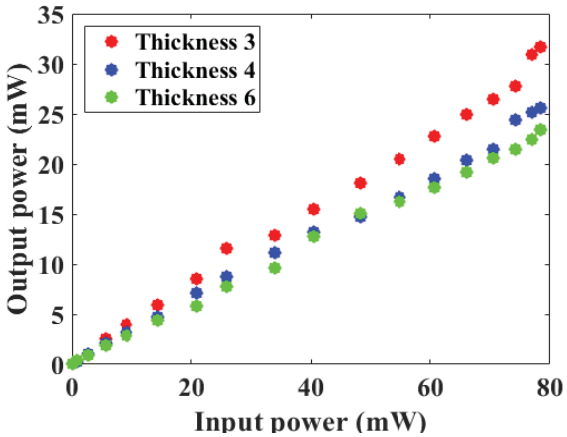


شکل ۱: تصویر نمونه آماده‌شده از پوست اسکلرودرمی

برای اندازه گیری جذب خطی از چیدمان شکل (۲) استفاده شده‌است.در این چیدمان برای کم کردن اثر پراکندگی به حداقل مقدار آشکارساز در کمترین فاصله ممکن تا نمونه قرار داده‌شد.برای اعمال ورود توان‌های مختلف به نمونه از قطبشگر استفاده شده‌است. توان دریافتی بدون حضور نمونه و در حضور نمونه اندازه‌گیری شد و در شکل(۳) نمودار آن در نرم افزار متلب به ترتیب برای ضخامت‌های ۳، ۴و ۶ میکرومتر رسم شد. شیب خط را با استفاده از برازش منحنی بدست آورده و با استفاده از رابطه (۱) ضریب جذب خطی محاسبه گشت. میزان جذب شیشه‌ای که نمونه روی آن تثبیت شده بود نیز محاسبه و از مقدار جذب کل کاسته شد.



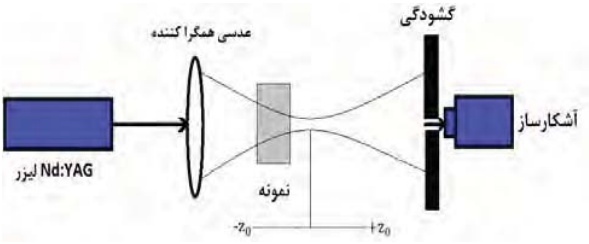
شکل۲: چیدمان اپتیکی اندازه‌گیری ضریب جذب خطی



شکل ۳: (a) نمودار خطی توان خروجی برحسب توان ورودی برای نمونه پوست اسکلرودرمی با ضخامت‌های مختلف.

برای اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی در ضخامت‌های مختلف پوست اسکلرودرمی، از چیدمان روبش محوری در شکل (۴) با منبع نور لیزر Nd:YAG با طول‌موج ۵۳۲ نانومتر و با پایداری شدت بعد از ۲دقیقه و ۱۵ثانیه، عدسی با فاصله کانونی ۸ سانتی‌متر و روزنه با قطر دهانه ۵ میلی‌متر استفاده شده است. نور در راستای محور ریل به نمونه تابیده می‌شود. نمودار شدت عبوری برحسب مکان نمونه در شکل (۵) نشان داده شده‌است. از روی منحنی برازش شده بر این نمودارها مقدار اختلاف قله-دره (ΔT_{P-V}) بدست آمده و مقدار عددی ضریب شکست غیرخطی(n_2) بعد از ۵ بار تکرار آزمایش‌ها در قسمت‌های مختلف نمونه و بطور میانگین‌گیری شده برای ضخامت‌های متفاوت محاسبه شده استودر جدول (۱) گزارش شده‌است.

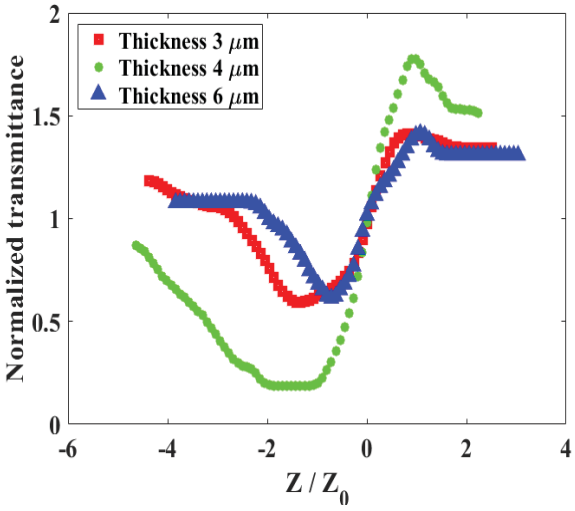
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۴: چیدمان اپتیکی روبش محوری دریچه بسته

نتیجه‌گیری

در این پژوهش نشان داده شده‌است که نمونه‌های پوست اسکلرودرمی دارای خاصیت غیرخطی می‌باشند و ضریب شکست غیرخطی نیز برای هر نمونه متفاوت بود و از مرتبه $10^{-6}(\frac{cm^2}{w})$ بدست آمد. همچنین مقدار جذب خطی نمونه‌ها با افزایش سن، کاهش می‌یابد. لازم به ذکر است که این پژوهش با توجه به کثرت و تفاوت بافت پوست برای هر فرد نیاز به بررسی تعداد نمونه‌های بیشتری دارد تا یک الگوی دقیق برای آن ارائه شود.



شکل ۵: نمودار شدت عبوری نشان‌دهنده رفتار غیرخطی پوست اسکلرودرمی با توجه به ضخامت‌های مختلف.

	ضخامت نمونه (μm)	جنسیت و سن	$n_2(10^{-6}\frac{cm^2}{W})$	$\alpha(cm^{-1})$
۱	۳	زن-۵۲	۰.۰۵±۲.۰۷	۰.۳۳±۲۸.۷۸
۲	۴		۰.۰۵±۴.۱۶	۰.۲۵±۲۶.۴۱
۳	۶		۰.۰۵±۱.۴۵	۰.۱۶±۱۸.۸۵
۴	۳	زن-۴۶	-۰.۰۵±۲.۸۱	۰.۳۳±۴۰.۵۷
۵	۴		۰.۰۵±۴.۴۶	۰.۲۵±۳۰.۲۱
۶	۶		۰.۰۵±۲.۳۷	۰.۱۶±۲۰.۹۴
۷	۳	مرد-۱۲	-۰.۰۵±۴.۵۱	۰.۳۳±۴۱.۳۷
۸	۴		۰.۰۵±۱.۷۳	۰.۲۵±۳۱.۲۶
۹	۶		-۰.۰۵±۲.۷۱	۰.۱۶±۲۴.۱۸

جدول ۱: نتایج ضریب شکست و جذب خطی نمونه‌های پوست اسکلرودرمی برحسب ضخامت، سن و جنسیت.

سپاسگزاری

از بیمارستان تخصصی پوست رازی بابت همکاری تشکر و قدردانی می‌شود.

مرجع‌ها

[1] C. P. Denton and D. Khanna, "Systemic sclerosis," *Lancet*, vol. 390, no. 10103, pp. 1685–1699, 2017, doi: 10.1016/S0140-6736(17)30933-9.

[2] T. Krieg, "Pathophysiological Mechanisms in Sclerosing Skin Diseases," vol. 4, no. August, 2017, doi: 10.3389/fmed.2017.00120.

[3] M. Fabri and N. Hunzelmann, "Differential diagnosis of scleroderma and pseudoscleroderma," *JDDG - J. Ger. Soc. Dermatology*, vol. 5, no. 11, pp. 977–983, 2007, doi: 10.1111/j.1610-0387.2007.06311.x.

[4] A. C. Gelber and F. M. Wigley, "Treatment of scleroderma," *Curr. Opin. Rheumatol.*, vol. 7, no. 6, pp. 551–559, 1995, doi: 10.1097/00002281-199511000-00015.

[5] H. C. Lin and A. Y. G. Fuh, "Z-scan measurements of optical nonlinearities of dye-doped liquid crystals," *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.*, vol. 18, no. 3, pp. 367–400, 2009, doi: 10.1142/S0218863509004671.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین
کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۴۹-۱۰-A

کنترل همدوس انتقال جمعیت در سیستم‌های چند لامبدایی با استفاده از پالس‌های ترکیبی

نازلی ایرانی، مهدی امنیت‌طلب

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ارومیه، صندوق پستی ۱۶۵، ارومیه

چکیده- در این مقاله انتقال همدوس جمعیت در سیستم‌های کوانتومی چند لامبدایی با بهینه سازی تکنیک گذار بی‌دررو تحریکی رامان، با استفاده از زنجیره پالس‌های ترکیبی بررسی می‌شود. برای ساده‌سازی عملگر تحول زمانی سیستم از تبدیلات موریس-شور استفاده می‌شود. استفاده از زنجیره پالس‌های ترکیبی منجر به کاهش مساحت پالسی لازم برای انتقال همدوس جمعیت می‌شود که از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. در پایان، وفاداری حالت نهایی سیستم نسبت به اثر نشر خود به خودی و دامنه پالس لازم برای انتقال جمعیت برای دو روش استیرپ معمولی و استیرپ ترکیبی مقایسه می‌شود.

کلید واژه- استیرپ، استیرپ ترکیبی، تبدیلات موریس-شور، گذار بی‌دررو، وفاداری.

Coherent Control of population transfer in multi-lambda systems using composite pulses

Nazli Irani, Mahdi Amniat-Talab

n.irani@urmia.ac.ir , m.amniat-talab@urmia.ac.ir

Physics Department, Faculty of Sciences, Urmia University, P. B 165, Urmia, Iran.

Abstract- In this paper we study coherent population transfer in multi-lambda systems by optimizing stimulated Raman adiabatic passage technique using continuum of composite pulses. In order to design the propagator of the system we use Morris-Shore transformations. Using composite pulse technique the pulse area needed for population transfer is decreased which is a significant point. Finally we investigate pulse amplitude and spontaneous emission on the final fidelity of the desired state for STIRAP and Composite STIRAP techniques.

Keywords: Adiabatic passage, Composite STIRPAP, Fidelity, Morris-Shore transformations, STIRAP.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

کنترل بهینه تحول زمانی سیستم‌های کوانتومی به منظور ایجاد درهم‌تنیدگی و یا الگوریتم‌های کوانتومی با وفاداری بیشینه، کاربرد فراوانی در نظریه اطلاعات کوانتومی دارد [1] و روش گذار بی‌دررو تحریکی رامان (استیرپ)، از پرکاربردترین روش‌های کنترل همدوس سیستم‌های کوانتومی [2] است. از آنجا که روش گذار بی‌دررو مستلزم مساحت پالس زیاد (پهنای زمانی بزرگ و یا دامنه پالس بزرگ) می‌باشد و طولانی بودن تحول زمانی سیستم در فرایندهای کوانتومی موجب افزایش نرخ اتلاف و کاهش وفاداری می‌شود، تکنیک‌هایی برای بهینه‌سازی این روش، از جمله روش پالس‌های ترکیبی طراحی شده‌اند. در مراجع [3,4] پالس‌های ترکیبی در سیستم‌های دو ترازی و سه ترازی بررسی شده است. در سیستم سه ترازی با اعمال چندین مرحله تکنیک استیرپ و اعمال فازهای مقتضی در هر مرحله، وفاداری نهایی انتقال جمعیت برای رسیدن به حالت نهایی دلخواه، به مقدار زیادی نسبت به روش استیرپ معمولی افزایش می‌یابد. در این مقاله، با استفاده از تبدیلات موریس-شور [5]، تکنیک زنجیره پالس‌های ترکیبی استیرپ را به سیستم سه لامبدایی تعمیم می‌دهیم و دامنه پالس لازم برای رسیدن به وفاداری بیشینه را در هر دو روش بررسی می‌کنیم.

گذار بی‌دررو تحریکی رامان

هامیلتونی یک سیستم اتمی Λ-گونه در حالت تشدید و در تقریب موج چرخان در پایه‌های $\{|1\rangle,|2\rangle,|3\rangle\}$ بصورت زیر است:

$$\widehat{H}(t)=\frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix}0 & \Omega_P(t) & 0\\ \Omega_P^*(t) & -i\gamma & \Omega_S(t)\\ 0 & \Omega_S^*(t) & 0\end{pmatrix}, \qquad (۱)$$

که در آن ترازهای $|1\rangle,|3\rangle$ حالت‌های زمینه، تراز $|2\rangle$ حالت میانی برانگیخته، $\Omega_P(t),\Omega_S(t)$ فرکانس‌های رابی و γ نشان دهنده نرخ نشر خود به خودی از تراز میانی می‌باشد. با اعمال شیفت فازی ثابت در فرکانس‌های رابی بصورت $\Omega_P\to\Omega_P e^{i\alpha}$ و $\Omega_S\to\Omega_S e^{i\beta}$ عملگر تحول زمانی سیستم بر حسب پارامترهای α,β بدست می‌آید[4].

با اعمال یک زنجیره شامل S مرحله روش استیرپ، عملگر تحول زمانی سیستم به شکل زیر محاسبه می‌شود:

$$U^{(S)}=U_{\alpha_S,\beta_S}U_{\alpha_{S-1},\beta_{S-1}}\ldots U_{\alpha_k\beta_k}\ldots U_{\alpha_2,\beta_2}U_{\alpha_1\beta_1}. \qquad (۲)$$

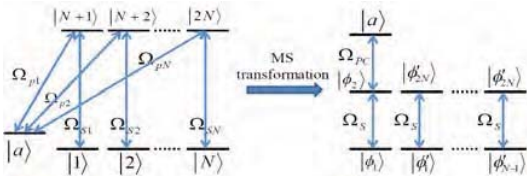
با بسط تیلور عنصر $U_{11}^{(S)}$و $U_{21}^{(S)}$ و محاسبه مقادیری از α_k و β_k که منجر به صفر شدن عناصر بسط می‌شود، فرمول فاز فرکانس‌های رابی بصورت زیر بدست می‌آید:

$$\alpha_k^{(S)}=\pi\left\lfloor\frac{k}{2}\right\rfloor-\frac{\pi}{S}\left\lfloor\frac{k-1}{2}\right\rfloor\left(1+\left\lfloor\frac{k-1}{2}\right\rfloor\right), \qquad (۳)$$

$$\beta_k^{(S)}=\alpha_{S+1-k}^{(S)},\quad k=1,2,\ldots,S. \qquad (۴)$$

برهم‌نهی حالت‌ها در سیستم‌های چندلامبدایی

شکل۱ یک سیستم N-لامبدایی را نشان می‌دهد که در



شکل ۱: الگوی جفت شدگی سیستم چند لامبدایی: چپ- در پایه‌های اصلی، راست: در پایه‌های موریس-شور.

آن پالس‌های پمپ $\Omega_{p1}=\Omega_{p2}=\ldots=\Omega_{pN}$ حالت $|a\rangle$ و پالس‌های استوکس $\Omega_{S1}=\Omega_{S2}=\ldots=\Omega_{SN}$ حالت‌های زمینه $\{|1\rangle,|2\rangle,\ldots,|N\rangle\}$ را به مجموعه حالت‌های برانگیخته $\{|N+1\rangle,|N+2\rangle,\ldots,|2N\rangle\}$ جفت می‌کنند. هامیلتونی $2N+1$-بعدی این سیستم بصورت زیر است:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$$\hat{H}(t)=\begin{pmatrix} 0 & 0 & \cdots & 0 & \Omega_{S1}(t) & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & \Omega_{S2}(t) & \cdots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & 0 & \vdots & \vdots & \vdots & \Omega_{SN}(t) & 0 \\ \Omega_{S1}(t) & 0 & \cdots & 0 & \vdots & \vdots & \vdots & 0 & \Omega_{P1}(t) \\ 0 & \Omega_{S2}(t) & \cdots & 0 & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \Omega_{P2}(t) \\ \vdots & \vdots & \ddots & 0 & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & \Omega_{SN}(t) & 0 & 0 & 0 & 0 & \Omega_{PN}(t) \\ 0 & 0 & \cdots & 0 & \Omega_{P1}(t) & \Omega_{P2}(t) & \cdots & \Omega_{PN}(t) & 0 \end{pmatrix}. \quad (۵)$$

هدف انتقال جمعیت سیستم از حالت اولیه $|\psi(t_i)\rangle=|a\rangle$ به یک برهم‌نهی همدوس از حالت‌های زمینه بصورت زیر است:

$$|\psi(t_f)\rangle=\sum_{j=1}^{N}\chi_j|j\rangle,\ \ \sum_{j=1}^{N}|\chi_j|^2=1. \quad (۶)$$

مطابق شکل۱-راست با استفاده از تبدیل موریس-شور [5] می‌توان یک تبدیل یکانی پیدا کرد که سیستم چندلامبدایی را بصورت یک سیستم سه‌ترازی و $N-1$ سیستم دو ترازی مستقل بررسی کرد. برای مثال یک سیستم سه لامبدایی را بررسی می‌کنیم. برای تعریف پایه-های موریس-شور زاویه آمیختگی ϑ را بصورت زیر تعریف می‌کنیم:

$$\frac{\Omega_{P2}(t)}{\Omega_{P1}(t)}=\tan\vartheta_1, \quad (۷\text{-الف})$$

$$\frac{\Omega_{P3}(t)}{\sqrt{\Omega_{P1}^2+\Omega_{P2}^2}}=\tan\vartheta_2. \quad (۷\text{-ب})$$

بنابراین:

$$|\phi_1\rangle=\cos\vartheta_1\cos\vartheta_2|1\rangle+\sin\vartheta_1\cos\vartheta_2|2\rangle+\sin\vartheta_2|3\rangle, \quad (۸\text{-الف})$$

$$|\phi_2\rangle=\cos\vartheta_1\cos\vartheta_2|4\rangle+\sin\vartheta_1\cos\vartheta_2|5\rangle+\sin\vartheta_2|6\rangle, \quad (۸\text{-ب})$$

$$|\phi_1'\rangle=-\sin\vartheta_1|1\rangle+\cos\vartheta_1|2\rangle, \quad (۸\text{-پ})$$

$$|\phi_2'\rangle=\cos\vartheta_1\sin\vartheta_2|1\rangle+\sin\vartheta_1\sin\vartheta_2|2\rangle-\cos\vartheta_2|3\rangle, \quad (۸\text{-ت})$$

$$|\phi_3'\rangle=\cos\vartheta_1\sin\vartheta_2|4\rangle+\sin\vartheta_1\sin\vartheta_2|5\rangle-\cos\vartheta_2|6\rangle, \quad (۸\text{-ج})$$

$$|\phi_4'\rangle=-\sin\vartheta_1|5\rangle+\cos\vartheta_1|6\rangle. \quad (۸\text{-چ})$$

با استفاده از تبدیل $W_T^7=\{|a\rangle,|\phi_2\rangle,|\phi_1\rangle,|\phi_1'\rangle,|\phi_3'\rangle,|\phi_2'\rangle,|\phi_4'\rangle\}$ هامیلتونی سیستم در پایه‌های موریس-شور، بصورت یک هامیلتونی بلوکه قطری شامل یک سیستم سه ترازی و دو سیستم دو ترازی بصورت زیر تبدیل می‌شود:

$$\hat{H}_T^7=W_T^7\hat{H}W_T^7=\begin{pmatrix} H_T^3(t) & 0 & 0 \\ 0 & H_2^T(t) & 0 \\ 0 & 0 & H_2^T(t) \end{pmatrix}. \quad (۹)$$

مطابق شکل۱-ب بلوک متناظر با سیستم سه‌ترازی در پایه‌های موریس-شور $\{|a\rangle,|\phi_2\rangle,|\phi_1\rangle\}$ بصورت زیر است:

$$\hat{H}_T^3=\begin{pmatrix} 0 & \Omega_{PC}(t) & 0 \\ \Omega_{PC}(t) & 0 & \Omega_S(t) \\ 0 & \Omega_S(t) & 0 \end{pmatrix}, \quad (۱۰)$$

که در آن

$$\Omega_{S1}(t)=\Omega_{S2}(t)=\Omega_{S3}(t)=\Omega_S(t), \quad (۱۱)$$

$$\frac{\Omega_{P1}(t)}{\cos\vartheta_1\cos\vartheta_2}=\Omega_{PC}(t). \quad (۱۲)$$

با استفاده از پایه‌های تاریک-روشن بصورت

$$|v_1\rangle=\sin\varphi|a\rangle+\cos\varphi|\phi_1\rangle, \quad (۱۳\text{-الف})$$

$$|v_2\rangle=|\phi_2\rangle, \quad (۱۳\text{-ب})$$

$$|v_3\rangle=\cos\varphi|a\rangle-\sin\varphi|\phi_1\rangle, \quad (۱۳\text{-ج})$$

$$\frac{\Omega_{PC}(t)}{\Omega_{SC}(t)}=\tan\varphi, \quad (۱۳\text{-د})$$

و با تعریف ماتریس تبدیل $R=\{|v_1\rangle,|v_2\rangle,|v_3\rangle\}$ در پایه‌های تاریک-روشن، هامیلتونی سیستم سه ترازی در پایه‌های موریس-شور به یک سیستم دو ترازی جفت شده با فرکانس رابی Ω و یک تراز جفت نشده تبدیل می‌شود. با تعریف $A(t)=\int\Omega(t)dt$ عملگر تحول زمانی متناظر در پایه‌های تاریک-روشن را محاسبه می‌کنیم و با تبدیل معکوس، عملگر تحول زمانی سیستم در پایه‌های موریس-شور $\{|a\rangle,|\phi_2\rangle,|\phi_1\rangle\}$ بدست می‌آید:

$$\hat{U}_{MS}^3(t)=\begin{pmatrix} 1-2\sin^2\varphi\sin^2\frac{A}{2} & -i\sin\varphi\sin\frac{A}{2} & -\sin 2\varphi\sin^2\frac{A}{2} \\ -i\sin\varphi\sin\frac{A}{2} & \cos\frac{A}{2} & -i\cos\varphi\sin\frac{A}{2} \\ -\sin 2\varphi\sin^2\frac{A}{4} & -i\cos\varphi\sin\frac{A}{2} & 1-2\cos^2\varphi\sin^2\frac{A}{4} \end{pmatrix}. \quad (۱۴)$$

به ازای $A=2\pi,\varphi=\frac{\pi}{4}$ و با تنظیم مناسب پارامترهای متناظر با پالس‌های لیزری بصورت

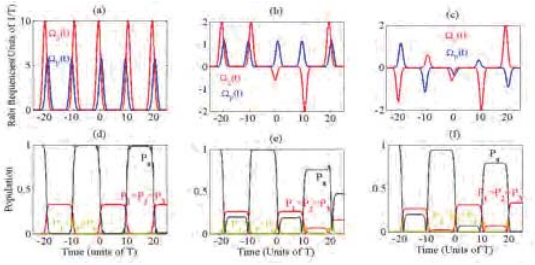
$$\Omega_{S1}(t)=\Omega_{S2}(t)=\Omega_{S3}(t)=\Omega_0 e^{-\left(\frac{t-\tau/2}{T}\right)^2}, \quad (۱۵\text{-الف})$$

$$\Omega_{PN}(t)=\chi_N\Omega_0 e^{-\left(\frac{t+\tau/2}{T}\right)^2}\qquad (N=1,2,3), \quad (۱۵\text{-ب})$$

جمعیت سیستم از حالت اولیه $|a\rangle$ به حالت نهایی $|\psi(t_f)\rangle=-\frac{1}{\sqrt{3}}(|1\rangle+|2\rangle+|3\rangle)$ تحول می‌یابد. شکل۲-بالا تحول زمانی فرکانس‌های رابی و شکل۲-پایین تحول

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

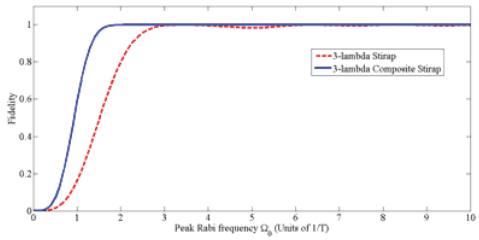
زمانی انتقال جمعیت را نشان می‌دهد. مشاهده می‌کنیم علی‌رغم انتقال کامل جمعیت به برهم‌نهی مساوی از حلت‌های زمینه با روش زنجیره پالس‌های استیرپ معمولی به ازای $\Omega_0 = 10$، با کاهش دامنه فرکانس رابی به $\Omega_0 = 2$ انتقال جمعیت به حالت‌های دلخواه زمینه انجام نمی‌شود. در حالیکه با روش زنجیره پالس‌های استیرپ ترکیبی به ازای $\Omega_0 = 2, S = 5$ انتقال کامل جمعیت به حالت دلخواه انجام‌پذیر است. شکل۳ نشان می‌دهد رسیدن به وفاداری نهایی بیشینه به ازای مقادیری از دامنه فرکانس رابی که با روش استیرپ معمولی محقق نمی‌شود، انجام‌پذیر است. با توجه به شکل۴ به ازای مقادیر جزئی نرخ نشر خودبه‌خودی وفاداری نهایی برای روش استیرپ ترکیبی با خطای کمتر از 10^{-4} به عدد یک میل می‌کند.



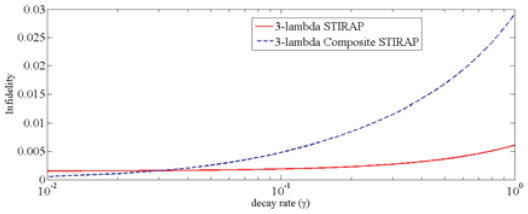
شکل ۲: بالا- تحول زمانی فرکانس‌های رابی برای تحول استیرپ به ازای $\Omega_0 = 10$ و استیرپ ترکیبی به ازای $\Omega_0 = 2$. پایین- تحول زمانی انتقال جمعیت از حالت اولیه $|a\rangle$ به برهم نهی مساوی از سایر حالت‌های زمینه متناظر با فرکانس‌های رابی.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، بهینه‌سازی روش گذار بی‌دررو تحریکی رامان در سیستم‌های چندلامبدایی با بکارگیری تکنیک زنجیره پالس‌های ترکیبی و تبدیلات موریس-شور مطالعه شد. با بررسی نتایج عددی مشاهده کردیم زنجیره پالس-های ترکیبی می‌توانند در سیستم‌های پیچیده چند لامبدایی اعمال شوند. با توجه به اینکه در روش استیرپ معمولی با کاهش دامنه فرکانس رابی وفاداری حالت نهایی سیستم کاهش می‌یابد، در روش استیرپ ترکیبی وفاداری بیشینه نسبت به کاهش دامنه فرکانس رابی زورمند است. با مقایسه منحنی وفاداری برحسب گسیل خودبه‌خودی از تراز میانی، به ازای مقادیر اتلاف در بازه 10^{-3} تا 0 وفاداری حالت نهایی با خطای 10^{-4} به سمت یک میل می‌کند.



شکل۳: وفاداری نهایی بر حسب دامنه پالس با روش استیرپ معمولی(منحنی قرمز) و استیرپ ترکیبی (منحنی آبی).



شکل۴: وفاداری نهایی بر حسب نرخ واپاشی با روش استیرپ معمولی(منحنی قرمز) و استیرپ ترکیبی (منحنی آبی).

مرجع‌ها

[1] M. Amniat-talab, M. Saadati-Niari, S. Guerin; *"Quantum state engineering in ion-traps via adiabatic passage"*; Eur. J. Phys. D. **66**, 216, 2012.

[2] N. V. Vitanov, A. A. Rangelov, B. W. Shore and K. Bergmann; *"Stimulated Raman adiabatic passage in physics, chemistry and beyond"*; Phys. Rev. Mod. **89**, 015006, 2017.

[3] B. T. Torosov, N. V. Vitanov; *"Smooth composite pulses for high fidelity quantum information processing"*; Phys. Rev. A. **83**, 053420, 2011.

[4] B. T. Torosov, N. V. Vitanov; *"Composite stimulated Raman adiabatic passage"*; Phys. Rev. A. **85**, 043418, 2013.

[5] B. W. Shore; *"Two state behavior in N-state quantum systems: The Morris-Shore transformation reviewed"*; J. Mod. Opt, **21**, 787-815, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۷۳-۱۰-A

استخراج کار در یک ماشین گرمایی کوانتومی شامل دو اتم دوترازه‌ی برهمکنشی بامیدان دو-مده یک کاواک

زُرار احمدی[۱,*]، بشیر مجاوری[۱,§] و علیرضا دهقانی[۲,£]

۱-گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید مدنی آذربایجان، تبریز

۲-گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور، تهران

[*]zorarahmadi@gmail.com, [§]bmojaveri@gmail.com, [£]alireza.dehghani@gmail.com

چکیده - یک سامانه کوانتومی شامل دو اتم دوترازه برهمکنشی با یک میدان کوانتیده دو-مده در داخل یک کاواک اپتیکی را به عنوان ماده‌ی کاری در یک چرخه‌ی اتوی کوانتومی مورد مطالعه قرار داده و نشان داده می‌شود که سامانه مورد مطالعه می‌تواند به عنوان یک ماشین گرمایی کوانتومی عمل کند.تاثیر شدت جفت شدگی هر اتم با میدان در مراحل انبساط و انقباض بی‌دررروی کوانتومی روی مقدار کار تولید شده در چرخه بررسی می‌شود.نشان می‌دهیم که رفتارکار استخراج شده در مراحل بی‌دررو، در اثر تغییر جفت شدگی اتم-میدان،برای هرکدام از مدهامتفاوت می‌باشد. علاوه بر این بازده ماشین گرمایی بحث می‌شود.

کلیدواژه: چرخه اتوی کوانتومی، سامانه اپتیکی اتم-میدان، کار کوانتومی، ماشین گرمایی کوانتومی.

Extracting work in a quantum heat engine consisting of two coupled two-level atoms interacting with two-mode cavity field

Zorar Ahmadi[1,*], Bashir Mojaveri[1,£], Alireza Dehghani[2,£]

1- Department of Physics, Azarbaijan Shahid Madani University, Tabriz

2- Department of Physics,Payame Noor University, Tehran

[*]zorarahmadi@gmail.com, [§]bmojaveri@gmail.com, [£]alireza.dehghani@gmail.com

Abstract -A quantum system consisting of two coupled two-level atoms interacting with two-mode quantized field in an optical cavity is studiedas a working substance in a quantum Otto cycle, and it has been shown that the system of interest can act as a quantum heatengine. The effect of atom-field coupling strengths during the quantum adiabatic expansion and contraction on the amount of obtained work in the cycle is investigated. We will show that the behavior of the extracted work influenced by the change of the atom-field coupling in the adiabatic stages is different for each of the modes. In addition, the efficiency of the heat enginewill be discussed.

Keywords: Optical atom-field system, Quantum heat engine, Quantum Otto cycle, Quantum work.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

۱- مقدمه

یکی از چالشهای اصلی در ترمودینامیک کلاسیک تبدیل انرژی از صورت گرمایی به کار مکانیکی است. معمولا این امر توسط یک ماشین گرمایی که بین دو منبع گرم با دماهای متفاوت عمل می‌کند، محقق می‌شود. در دهه های اخیر، با گسترش تکنولوژی کوانتمی، مطالعات بنیادی در مورد کمیتهای ترمودینامیکی مانند کار و گرما در مقیاس کوانتومی[۱]،انجام شده است.این امر امکان طراحی[۲] و حتی تلاشهای آزمایشگاهی برای ساخت ماشینهای گرمایی بوسیله‌ی سامانه‌های کوانتومی [۳] را بدنبال داشته است. اخیرا ماشینهای گرمایی کوانتومی به دلیل نیاز بهتبدیل انرژی در دستگاههای کوانتومی با بازده مناسب، توجه زیادی را به خود جذب کرده‌اند[۵-۳].برای اولین بار در سال ۱۹۵۹ سکویل[۱] و شولز دوبویز[۲] مفهوم ماشین گرمایی کوانتومی را معرفی کردند[۲].از آن پس توجهات به مطالعه ماشینهای گرمایی کوانتومی با مواد کاری متفاوت افزایش یافت و ماشینهای گرمایی شامل یک سامانه اتمی دو ترازه[۵]، سامانه‌های چند ترازه[۶]،سامانه‌های شامل اتمهای دو ترازه و میدان کوانتیده[۴]، سامانه چند ترازه با منابع چلانده گرمایی[۶] و غیره مورد مطالعه قرار گرفتند. قابلیت استخراج کار مثبت از یک سامانه کوانتومی در یک چرخه کوانتومی و راههای ارتقاء بازده آن، از موضوعات اصلی در ترمودینامیک ماشینهای گرمایی کوانتومی است[۶و۴]. یکی از دستاوردهای جالب در این حوزه پیش‌بینی بازده بالاتر از حد کلاسیکی کارنو بدون نقض قانون دوم ترمودینامیک است[۶].

۲- ماده کاری

در این تحقیق، یک سامانه کوانتومی شامل دو اتم دوترازه برهمکنشی با یک میدان کوانتیده دو-مده در داخل یک کاواک[۷] را به عنوان ماده‌ی کاری در یک ماشین گرمایی کوانتومی انتخاب می‌کنیم.ما برهمکنش مدهای میدان را بصورت تقویت کننده‌ی پارامتریک[۳] و برهمکنش اتم‌ها از نوع دوقطبی-دوقطبی فرض می‌کنیم. در این صورت هامیلتونی کل سامانه در تقریب دوقطبی به صورت زیر نوشته می‌شود

$$H = H_a + H_{af} + H_f, \qquad (۱)$$

که در آن جملات اول، دوم و سوم به ترتیب بیانگر انرژی آزاد اتمها، اندرکنش اتم‌ها با میدان‌ها و هامیلتونی میدانها به صورت زیر می‌باشند:

$$H_a = \frac{1}{2}\hbar\omega_0(\sigma_z^1 + \sigma_z^2) + \hbar g(\sigma_+^1\sigma_-^2 + \sigma_-^1\sigma_+^2) \qquad (۲)$$

$$H_{af} = \sum_{j=1}^{2} \hbar[\lambda_1(a_1^\dagger + a_1)(\sigma_+^j + \sigma_-^j) + \lambda_2(a_2^\dagger + a_2)(\sigma_+^j + \sigma_-^j)] \qquad (۳)$$

$$H_f = \sum_{i=1}^{2} \hbar\omega_i a_i^\dagger a_i + \hbar\lambda(a_1^\dagger a_2^\dagger + a_1 a_2). \qquad (۴)$$

در روابط بالا ω_0 فرکانس گذار اتمی،$\omega_i (i = 1\&2)$ فرکانس میدان، g ثابت جفت‌شدگی اتم-اتم، λ_i قدرت برهمکنش اتم-میدان و λ ثابت جفت‌شدگی میدان-میدان را بیان می‌کنند. عملگرهای σ^i ماتریسهای معروف پائولی مربوط به دو اتم دو ترازه بوده و $a_i^\dagger$ (a_i) عملگر خلق (فنا) مربوط به میدان هستند.برای دستیابی به ویژه‌توابع و ویژه‌مقادیر هامیلتونی (۱)، می‌توان با اعمال یک تبدیل محلی بصورت عملگر چلانده دو مده‌ی $D(\xi) = e^{(\xi a_1^\dagger a_2^\dagger - \xi^* a_1 a_2)}$ روی هامیلتونی میدانها و انتخاب

[۱] Scovil
[۲] Schulz-DuBois
[۳] parametric amplifier

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$\tanh(\xi)=\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\geq 1$، $\lambda=\frac{\omega_1+\omega_2}{2}\tanh(2\xi)$ وسپس پیدا کردن ثوابت حرکت، هامیلتونی سامانه را به فرم بلوک قطری به صورت زیر نوشت[۷]

$$\widetilde{H}^{(n_1,n_2)}=\widetilde{H}_1\oplus\widetilde{H}_2\oplus\widetilde{H}_3, \qquad (۵)$$

که در آن $\widetilde{H}_1$، $\widetilde{H}_2$ و $\widetilde{H}_3$ به ترتیب بلوکها و ماتریسهای 1×1، 3×3 و 4×4 اند. به این ترتیب با قطری کردن هر بلوک به تنهایی، ویژه‌مقادیر و ویژه‌حالتهای هامیلتونی کل بدست خواهند آمد.

۳- چرخه‌ی اتوی کوانتومی

بطور کلی،یک چرخه‌ی اتوی کوانتومی شامل چهارمرحله به شرح زیر است:مرحله‌ی ۱ (هم‌حجم):ماده‌ی کاری با احتمال اولیه‌ی معین P_{i0} برای هر تراز انرژی، در تماس با یک منبع گرم با دمای T_{H} قرار گرفته و پس از گذشت زمان مناسب به تعادل ترمودینامیکی با منبع گرم رسیده و احتمال اشغال هر تراز انرژی به P_{iH}می‌رسد که توزیع احتمال آن از معادله توزیع بولتزمن پیروی می‌کند. در این مرحله کار ترمودینامیکی انجام نمی‌شود اما به دلیل تغییر در احتمال اشغال ترازها مقدار گرمای Q_{H} از منبع گرم به سامانه منتقل می‌شود.مرحله‌ی ۲ (بی‌دررو):ماده‌ی کاری از منابع گرمایی اطراف ایزوله گشته و یک فرآیند انبساط بی‌درروی کوانتومی را طی می‌کند. در این مرحله با تغییر مقدار یکی از پارامترهایسامانه (در اینجا ثابت جفت‌شدگی اتم-میدان λ_{iH} به λ_{iC})ساختار ترازهای انرژی سامانه از E_{iH} به E_{iC} تغییر می‌کنند. در اینجا فرض می‌کنیم که انبساط بی‌دررو به اندازه‌ی کافی آهسته انجام می‌گیرد به طوری که بر اساس قضیه‌ی بی‌درروی کوانتومی احتمال اشغال ویژه‌حالتهای سامانه بدون تغییر باقی بمانند. در نتیجه هیچ گرمایی انتقال نمی‌یابد اما مقداری کار توسط سامانه در این فرآیند انجام می‌شود. مرحله‌ی ۳ (هم‌حجم):این مرحله تقریبا عکس مرحله‌ی ۱ است. به این صورت که سامانه در تماس با یک منبع سرد در دمای T_{C}قرار گرفته و مقدار گرمای Q_{C} از طرف سامانه به منبع سرد داده می‌شود.مرحله‌ی ۴ (بی‌دررو):در این مرحله سامانه از منبع سرد جدا شده و یک فرآیند انقباض بی‌دررو را با تغییر پارامتر از λ_{iH} به λ_{iC} طی می‌کند. در نتیجه عکس فرآیند مرحله‌ی ۲ اتفاق می‌افتد.برای داشتن یک چرخه‌ی کامل باید شرط $P_{\mathrm{i0}}=P_{\mathrm{iH}}$ برقرار باشد.مقدار گرمای انتقال یافته و کار صورت گرفته در هر مرحله به کمک تعریف کوانتومی قانون اول ترمودینامیک[۵] قابل حصول است. در این تفسیر گرمای منتقل شده بر اثر تغییر در احتمال اشغال ترازهای انرژی و کار انجام شده نتیجه‌ی تغییر و یا شیفت ترازهای انرژی است. در نتیجه گرمای جذب شده Q_{H} و آزاد شده Q_{C} وکار خالصW در یک چرخه به ترتیب از روابط زیر بدست می‌آیند

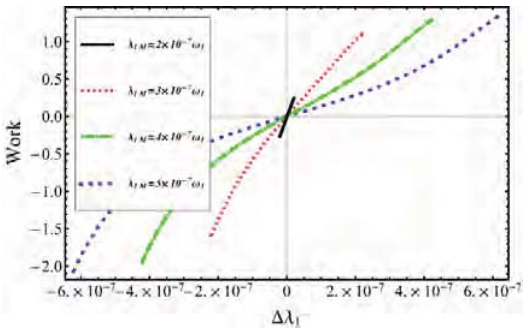
$Q_C=\sum_i E_{iC}(P_{iC}-P_{iH}),Q_H=\sum_i E_{iH}(P_{iH}-P_{iC})$,	(۶)
$W=Q_H+Q_C$	(۷)

۴- نتایج

با تغییر ثابت جفت شدگی اتم-میدان در مراحل ۲ و ۴، توجه خود را براستخراج کار معطوف می‌نماییم. برای این منظور هربار یکی از ضرایب λ_{i} را در کل چرخه ثابت در نظر گرفته و ضریبλ_{j} دیگر را در مراحل بی‌دررو تغییر می‌دهیم. در شکلهای ۱و۲ نمودار کار استخراج شده W بر حسب میزان تغییرات$\Delta\lambda_{\mathrm{j}}$ به ازای مقادیر مختلف $\lambda_{jM}=\frac{\lambda_{jH}+\lambda_{jC}}{2}$ رسم شده است. در اینجا پارامترهای سامانه در محدوده‌ی مقادیر آزمایشگاهی انتخاب شده‌اند. در شکل ۱(۲)مقدار کار چرخه به ازای λ_2 (λ_1)ثابت در کل چرخه و λ_1 (λ_2) متغییر در مراحل بی‌دررو، بر حسب میزان تغییرات $\Delta\lambda_1$ $(\Delta\lambda_2)$ برای $\lambda_{1\mathrm{M}}$ $(\lambda_{2\mathrm{M}})$های متفاوت رسم شده است.باید توجه کرد که برای اجتناب از λ_{j}های منفی محدوده‌ی مجاز تغییرات $\Delta\lambda_{\mathrm{j}}$ توسط λ_{jM} و در بازه‌ی $(-2\lambda_{\mathrm{jM}},2\lambda_{\mathrm{jM}})$تعیین می‌شود. این شکلها نشان می‌دهند که هرچقدر اندازه اختلاف شدت اندرکنش اتم-میدان در

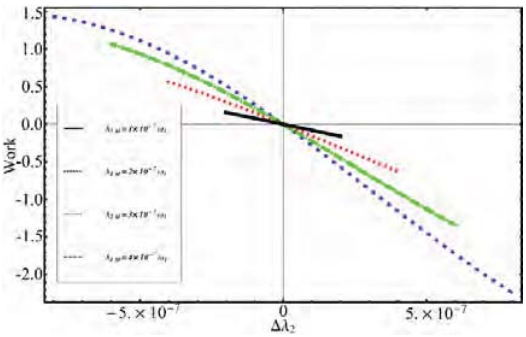
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

دو مرحله ۲ و ۴ بیشتر باشد، کار خالص بیشتری از چرخه قابل استخراج است.اما دو تفاوت اساسی و قابل توجه بین شکلهای ۱ و ۲ وجود دارد. اول اینکه در شکل ۱ (۲) کار مثبت در ناحیه‌ی $\Delta\lambda_j$های مثبت (منفی) مشاهده می‌شود. به عبارتی دیگر برای دستیابی به کار مثبت از طریق تغییر در λ_1(λ_2) باید در مرحله انبساط (انقباض) بی‌دررو قدرت اندرکنش اتم-میدان بیشتر از مرحله انقباض (انبساط) بی‌دررو باشد.

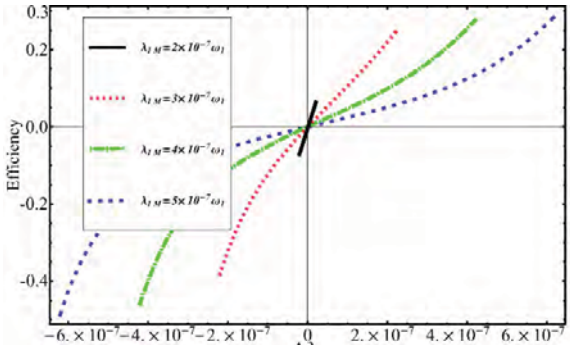


شکل ۱: کار خالص چرخه بر حسب $\Delta\lambda_1$ به ازای λ_{1M}های مختلف، برای $T_H = 9T_C$، $g = 1\times10^{-9}\omega_1$، $\omega_2 = 1.5\ \omega_1$، $\hbar = K_B = 1\lambda_2 = 1\times10^{-7}\omega_1$، $\omega_0 = 2\ \omega_1$

دوم اینکه با دقت در ربع اول شکل ۱ ملاحظه می‌شود که به ازای $\Delta\lambda_1$ ثابت با افزایش λ_{1M} شاهد کاهش مقدار کار مثبت بوده درحالی که ربع دوم شکل ۲ رفتاری کاملا عکس را نشان می‌دهد. علاوه بر نتایج دو شکل اخیر ما توانسته‌ایم بازده در حدود ۳۰درصد را برای هر دوی شکلهای ۱ و ۲ بدست آوریم که در شکل ۳ یک نمونه‌ی آن نشان داده شده است.



شکل ۲: کار خالص چرخه بر حسب $\Delta\lambda_2$ به ازای λ_{2M}های مختلف، $\lambda_1 = 15.2\times10^{-7}\omega_1$ و مقادیر شکل ۱.



شکل ۳: بازده چرخه برای مقادیر انتخاب شده در شکل ۱.

۵- نتیجه‌گیری

یک سامانه اپتیکی شامل دو اتم برهمکنشی با میدان دو-مده در داخل کاواک را به عنوان ماده‌ی کاری برای یک ماشین گرمایی کوانتمی معرفی شد. امکان استخراج کار مثبت از این ماشین گرمایی مورد بررسی قرار گرفت. همچنین با انتخاب مناسب پارامترهای سامانه نشان داده شد که می‌توان بازده ماشین را به حدود ۳۰ درصد رساند.

مرجع‌ها

[1] P. Talkner, E. Lutz, and P. Hänggi, “Fluctuation theorems: Work is not an observable”, Phys. Rev. E, Vol. 75, pp. 050102+, 2007.

[2] H. E. D. Scovil and E. O. Schulz-DuBois, “Three-level masers as heat engines”, Phys. Rev. Lett, Vol. 2, pp. 262, 1959.

[3] J. Klatzow, J. N. Becker, P. M. Ledingham, C. Weinzetl, K. T. Kaczmarek, D. J. Saunders, J. Nunn, I. A. Walmsley, R. Uzdin, and E. Poem, “Experimental Demonstration of Quantum Effects in the Operation of Microscopic Heat Engines”, Phys. Rev. Lett, Vol. 122, pp. 110601, 2019.

[4] K. W. Sun, R. Li, and G. F. Zhang, “A quantum heat engine based on Tavis-Cummings model”, Eur. Phys. J. D, Vol. 71, No. 230, 2017.

[5] T. D. Kieu, “The Second Law, Maxwell’s Demon, and Work Derivable from Quantum Heat Engines”, Phys. Rev. Lett, Vol. 93, pp. 140403, 2004.

[6] X. L. Huang, T. Wang, and X. X. Yi, “Effects of reservoir squeezing on quantum systems and work extraction”, Phys. Rev. E, Vol. 86, pp. 051105, 2012.

[7] B. Mojaveri A. Dehghani, M. A.Fasihi and T.Mohammadpour, “Ground state and thermal entanglement between two two-level atoms interacting with a nondegenerate parametric amplifier: Different sub-spaces”, Int. J. Mod. Phys. B, Vol. 33, No. 6, pp.1950035, 2019.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۲۴۵۸-۱۰-A

بررسی اثر یک محیط غیرخطی بر برهم‌کنش اتم- میدان با استفاده از رهیافت حالت‌های همدوس غیرخطی

مژگان مومنی دمنه، علی مهدی‌فر، رسول رکنی زاده

دانشکده فیزیک-دانشگاه اصفهان

چکیده- در این مقاله، به منظور بررسی اثرات یک محیط غیرخطی بر برهم‌کنش اتم- میدان، از رهیافت حالت‌های همدوس غیرخطی استفاده می‌کنیم. بدین منظور برهم‌کنش یک اتم سه ترازی را با حالت‌های همدوس دو مدی و غیرخطی متناظر با یک سامانه‌ی اپتیکی غیرخطی مطالعه می‌کنیم. ابتدا با استفاده از معادله شرودینگر وابسته به زمان، حالت اتم- میدان را بدست آورده و سپس اثر وجود محیط غیرخطی را بر احتمال اشغال ترازهای اتمی بررسی می‌کنیم. در ادامه نیز به ارتباط بین زمان بازآفرینی احتمال اشغال ترازهای اتمی و پارامتر غیرخطیت محیط می‌پردازیم.

کلید واژه- برهم‌کنش اتم- میدان، حالت همدوس غیرخطی، سامانه‌ی اپتیک غیرخطی.

The effect of a nonlinear medium on the interaction of atom-field based on the nonlinear coherent states approach

MojganMomeni-Demneh, Ali Mahdifar and RasoulRoknizadeh

Physics department, University of Isfahan

Abstract- In this paper, to study the effects of a nonlinear medium on the atom-field interaction, we use the nonlinear coherent states approach.For this purpose, we consider the interaction of the two-mode nonlinear coherent states, corresponding to a nonlinear optical system, with a three-level atom.By using the time-dependent Schrödinger equation, we first obtain the atom-field state and then study the effect of the nonlinear medium on the occupation probabilities of the atomic levels.In the following, we consider the relation between the revival time of the atomic occupation probabilities and the nonlinear parameter of the medium.

Keywords: Atom-field interaction Nonlinear coherent state, Nonlinear optical system.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

۱- مقدمه

مطالعه و تبیین اثرات یک محیط غیرخطی بر بروندادهای تجربی از جمله مسائلی است که از دیرباز در کانون توجه فیزیکدانان قرار گرفته است. اپتیک غیرخطی از جمله عرصه‌هایی است که برای بررسی این اثرات غیرخطی بر نتایج تجربی به کار گرفته می‌شود.

از طرف دیگر، حالت‌های همدوس نوسانگر هماهنگ و تعمیم‌های آن دارای نقش بسیار مهمی در بسیاری از بخش‌های فیزیک هستند. از میان حالت‌های همدوس تعمیم یافته، حالت‌های همدوس غیرخطی که به صورت ویژه حالت عملگر نابودی جبر نوسانگر تغییر شکل یافته تعریف می‌شوند [۱] به دلیل دارا بودن ویژگی‌های غیرکلاسیکی بیشتر مورد توجه قرار گرفته‌اند[۲].

یکی از موضوعات جالب توجه، بررسی اثرات محیط غیرخطی بر نتایج آزمایش‌های اپتیکی در چارچوب فرمولبندی حالت‌های همدوس است. حالت‌های همدوس که تشکیل یک مجموعه ابرکامل می‌دهند، چنانچه برای یک سامانه اپتیک غیرخطی تعریف شوند، دارای اثرات غیرخطی خواهند بود. از این رو، با بررسی حالت‌های همدوس مزبور، بررسی اثرات غیرخطی بر پدیده‌های فیزیکی امکان پذیر خواهد بود.

در مرجع[۳]با ارتباط دادن جبر نوسانگر تغییر شکل یافته با یکی از پدیده‌های اپتیک غیرخطی و یافتن تابع تغییر شکل مربوط،حالت‌های همدوس غیرخطی دومدی متناظر با این سامانه‌ی غیرخطی را بدست آوردیم. در این مقاله، به منظور بررسی اثرات این محیط غیرخطی بر برهم‌کنش اتم– میدان با استفاده از رهیافت حالت‌های همدوس، برهم‌کنش یک اتم سه ترازی با حالت‌های همدوس غیرخطی دومدی متناظر با سامانه اپتیک غیرخطی مزبور را مطالعه می‌کنیم.

۲- حالت‌های همدوس غیرخطی متناظر با سامانه‌ی غیرخطی

یکی از مهم‌ترین فرآیندهای اپتیک غیرخطی که سبب غیرخطیت $\chi^{(3)}$ می‌گردد، وابستگی ضریب شکست ماده به شدت نور فرودی است. سامانه‌ی غیرخطی مزبور در برهمکنش با یک میدان کوانتومی دومدی با هامیلتونی کوانتومی زیر توصیف می‌شود:

$$\hat{H}=\hbar\omega_1\hat{a}^\dagger\hat{a}+\hbar\omega_2\hat{b}^\dagger\hat{b}+\frac{\hbar\kappa}{2}\hat{a}^\dagger\hat{b}^\dagger\hat{a}\hat{b}, \qquad (۱)$$

که در آن $\hat{a}$ $(\hat{a}^\dagger)$ و $\hat{b}$ $(\hat{b}^\dagger)$ عملگرهای نابودی (خلق) مدهای اول و دوم میدان فرودی هستند و κ با ضریب غیرخطی مرتبه‌ی سوم $\chi^{(3)}$ متناسب است[۴].

برای بدست آوردن تابع تغییر شکل یافته‌ی متناظر با این سامانه‌ی دومدی و غیرخطی، ویژه مقادیر سامانه‌ی مزبور را با ویژه مقادیر یک نوسانگر هماهنگ دوبعدی تغییر شکل یافته به شکل زیر:

$$\hat{H}=\hbar\omega_1\hat{A}^\dagger\hat{A}+\hbar\omega_2\hat{b}^\dagger\hat{b}, \qquad (۲)$$

مقایسه می‌کنیم که در آن داریم:

$$\hat{A}=\hat{a}f(\hat{n}), \quad \hat{A}^\dagger=f^\dagger(\hat{n})\hat{a}^\dagger. \qquad (۳)$$

بدین صورت، تابع تغییر شکل یافته‌ی متناظر با سامانه‌ی اپتیک غیرخطی مورد نظر به صورت زیر بدست می‌آید[۳]:

$$\hat{f}(\kappa,\hat{n}_b)=(1+\frac{\kappa}{2\omega_1}\hat{n}_b)^{\frac{1}{2}}. \qquad (۴)$$

همانگونه که مشاهده می‌شود این تابع، با ضریب غیر خطی κمتناسب است و می‌توان با تغییر آن، خواص غیرکلاسیکی سامانه را کنترل کرد.

حالت‌های همدوس دومدی متناظر با این سامانه‌ی اپتیک غیرخطی نیز به صورت زیر بدست می‌آید[۳]:

$$|\mu\rangle_\kappa=C^{-1}\sum_{n=0}^{N}\sqrt{\binom{N}{n}}f(\kappa,n_b)!\mu^n|n,N-n\rangle, \qquad (۵)$$

که در آن ضریب بهنجارش با رابطه‌ی زیر داده می‌شود:

$$C^2=\sum_{n=0}^{N}\binom{N}{n}[f(\kappa,n_n)!]^2\left(|\mu|^2\right)^n. \qquad (۶)$$

آشکار است که حالت‌های همدوس $|\mu\rangle_\kappa$ را می‌توان به عنوان خانواده‌ای از حالت‌های همدوس غیرخطی متناظر با سامانه‌ی اپتیک غیرخطی به شمار آورد.

در ادامه، ابتدا شمار میانگین فوتون‌های مد a و مد bدر حالت همدوس غیرخطی $|\mu\rangle_\kappa$را بدست می‌آوریم:

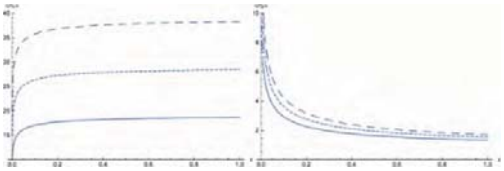
$$\langle\hat{n}_a\rangle=C^{-2}\sum_{n=0}^{N}\binom{N}{n}[f(\kappa,n_b)!]^2\left(|\mu|^2\right)^n n, \qquad (۷)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$$\langle \hat{n}_b \rangle = C^{-2}\sum_{n=0}^{N}\binom{N}{n}[f(\kappa,n_b)!]^2\left(|\mu|^2\right)^n (N-n).$$

در شکل (۱) شمار میانگین فوتون‌ها برای $\mu=1$ و $N=20,30,40$ برحسب κ رسم شده است. همانطورکه دیده می‌شود برای یک N ثابت، شمار فوتون-های مد a با افزایش κ افزایش و برای مد b کاهش می-یابد. برای یک κی ثابت نیز با افزایش N ، شمار فوتون-های مد a و مد b افزایش می‌یابد.

(a) (b)



شکل ۱:شمار میانگین فوتون‌های (a) مد a(b)مد bبر حسب κ برایμ=1و N=40(خط چین)، N=30 (نقطه چین) و N=20(خطتوپر)

۳- برهم‌کنش اتم–میدان

به منظور بررسی اثرات یک محیط غیرخطی بر برهم‌کنش اتم–میدان، یک اتم سه ترازی Λدر نظر می‌گیریم که در آن گذارهای $1\rightarrow 0$ و $2\rightarrow 1$ مجاز هستند. هامیلتونی برهم‌کنش این سامانه در تقریب موج چرخان به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\hat{H}_I = g_a\left(\hat{\sigma}_{10}\hat{a}+\hat{a}^\dagger\hat{\sigma}_{01}\right)+g_b\left(\hat{\sigma}_{12}\hat{b}+\hat{b}^\dagger\hat{\sigma}_{21}\right), \qquad (۸)$$

که در آن $\hat{a}$ $(\hat{a}^\dagger)$ و $\hat{b}$ $(\hat{b}^\dagger)$ عملگرهای نابودی (خلق) مدهای میدان، $\hat{\sigma}_{ij}=|i\rangle\langle j|$ و g_a و g_bنیز قدرت‌های جفت‌شدگی اتم–میدان برای هر گذار هستند.

به منظور بررسی اثر محیط غیرخطی بر برهم‌کنش اتم سه ترازی مزبور با یک میدان دو مدی، از حالت همدوس غیرخطی دو مدی $|\mu\rangle_\kappa$ به عنوان حالت اولیه میدان استفاده می‌کنیم. دینامیک سامانه نیز با استفاده از هامیلتونی (۸) بدست می‌آید. بنابراین در ابتدا فرض می-کنیم اتم در تراز $|0\rangle$بوده وحالت اولیه‌ی میدان به صورتزیر باشد:

$$|\psi(0)\rangle_f = \sum_{n_a,n_b} A_{n_a,n_b}(\kappa)|n_a,n_b\rangle, \qquad (۹)$$

که در آن $|A_{n_a,n_b}(\kappa)|^2$ احتمال داشتن تعداد n_a فوتون در مد a و n_b فوتون در مد b با رابطه‌ی زیر داده می‌شود:

$$|\langle n_a,n_b|\mu\rangle_\kappa|^2 = C^{-2}\binom{N}{n_a}[f(\kappa,n_b)!]^2|\mu|^{2n}\delta_{n_b,N-n_a}. \qquad (۱۰)$$

اکنون حالت اتم– میدان را برای زمان $t>0$به صورت زیر می‌نویسیم:

$$\begin{aligned}|\psi(t)\rangle = \sum_{n_a,n_b} A_{n_a,n_b}(\kappa)|n_a,n_b\rangle\{&C_0(n_a,n_b;t)|0;n_a,n_b\rangle\\ &+C_1(n_a,n_b;t)|1;n_a-1,n_b\rangle\\ &+C_2(n_a,n_b;t)|2;n_a-1,n_b+1\rangle\}.\end{aligned}$$

با استفاده از معادله شرودینگر در تصویر برهم‌کنش احتمال اشغال ترازهای اتمی با تعداد n_aفوتون در مد a و n_bفوتون در مد b $(P_i(n_a,n_b;t)=|C_i(n_a,n_b;t)|^2)$ به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\begin{aligned}P_0(n_a,n_b;t) &= \frac{\Omega^4_{n_b}}{\Omega^4_{n_a-1,n_b}}+\frac{2\Omega^2_{n_a-1}\Omega^2_{n_b}}{\Omega^4_{n_a-1,n_b}}\cos(\Omega_{n_a-1,n_b}t)\\ &+\frac{\Omega^4_{n_a-1}}{\Omega^4_{n_a-1,n_b}}\cos^2(\Omega_{n_a-1,n_b}t),\\ P_1(n_a,n_b;t) &= \frac{\Omega^2_{n_a-1}}{\Omega^2_{n_a-1,n_b}}\sin^2(\Omega_{n_a-1,n_b}t),\\ P_2(n_a,n_b;t) &= \frac{\Omega^2_{n_a-1}\Omega^2_{n_b}}{\Omega^4_{n_a-1,n_b}}[1-2\cos(\Omega_{n_a-1,n_b}t)\\ &+\cos^2(\Omega_{n_a-1,n_b}t)],\end{aligned} \qquad (۱۱)$$

که در آن

$$\Omega_{n_a,n_b}=[\Omega^2_{n_a}+\Omega^2_{n_b}]^{\frac{1}{2}}=[n_a+1+\frac{g_b^2}{g_a^2}(n_b+1)]^{\frac{1}{2}}g_a, \qquad (۱۲)$$

بسامد رابی دو فوتونی است. بسامدهای رابی تک فوتونی نیز به صورت زیر تعریف شده‌اند:

$$\Omega_{n_a}=g_a[n_a+1]^{\frac{1}{2}}, \quad \Omega_{n_b}=g_b[n_b+1]^{\frac{1}{2}} \qquad (۱۳)$$

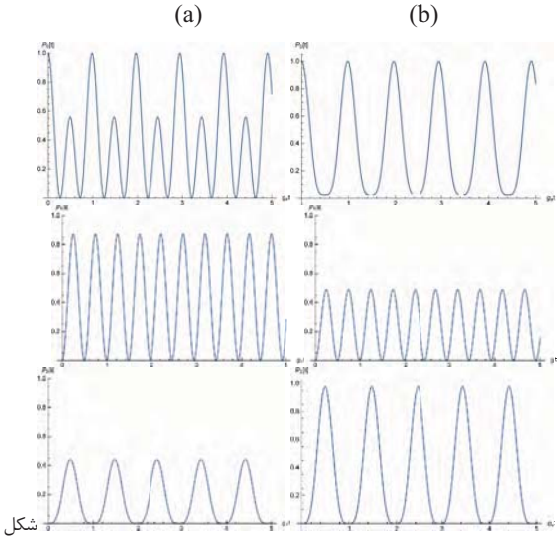
۴- بررسی اثرات غیرخطی محیط

برای بدست آوردن خواص آماری میدان و بررسی اثر غیرخطیت محیط، احتمال اشغال ترازهای مختلف $(i=1,2,3)$ را محاسبه می‌کنیم:

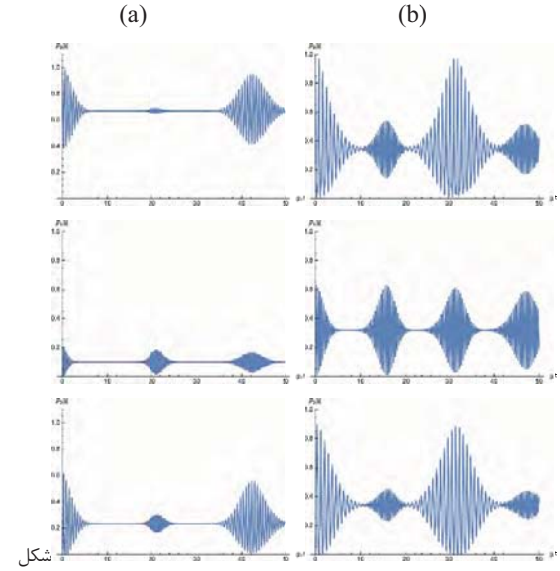
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$$\tilde{P}_i(t,\lambda)=\sum_{n_a,n_b} p_f(n_a,n_b;\lambda)P_i(n_a,n_b;t), \quad (۱۴)$$

که در آن $P_i(n_a,n_b;t)$ از رابطه (۱۱) بدست می‌آید. $p_f(n_a,n_b;\lambda)$ نیز توزیع مشترک فوتون‌های میدان در زمان $t=0$ است که با رابطه‌ی (۱۰) داده می‌شود.



شکل ۲: احتمال اشغال ترازهای اتمی بر حسب $g_a t$ برای $N=40$، $g_a/g_b=1$ و (a) $\kappa=0$ (b) $\kappa=0.1$.



شکل ۳:همانند شکل (۲) با $g_a/g_b=2$

در شکل (۲) احتمال اشغال ترازهای اتمی را بر حسب $g_a t$ برای (a) $\kappa=0$ و (b) $\kappa=0.1$ و با فرض قدرت جفت شدگی برابر $(g_a/g_b=1)$ رسم شده است. همانطور که نشان داده شده است احتمال‌های اشغال دارای رفتاری دوره‌ای و متناسب با بسامد رابی دو فوتونی [رابطه(۱۲)] هستند. همچنین مشخص است که با افزایش κ گذار تک فوتونی افزایش می‌یابد. دلیل این افزایش را می‌توان در افزایش شمار میانگین فوتون‌های مد a ، با زیاد شدن κ جستجو نمود [شکل (۱) قسمت (a)].

در شکل (۳) احتمال اشغال ترازهای اتمی بر حسب $g_a t$ برای (a) $\kappa=0$ و (b) $\kappa=0.1$ و جفت شدگی غیر برابر $(g_a/g_b=2)$ رسم شده است. همانطور که مشخص است در این حالت نوسانات رابی دچار فروافت و بازآفرینی می‌شوند. براساس فرآیندهای تک فوتونی و دو فوتونی دو نوع بازآفرینی وجود دارد: یکی با دامنه کوتاه و دیگری با دامنه بلندتر که به ترتیب به فرآیندهای تک فوتون و دو فوتون مرتبط هستند. همچنین مشخص است که با افزایش ضریب غیرخطی κ، بازآفرینی در فواصل کوتاهتری اتفاق می‌افتد.

۵- نتیجه گیری

در این مقاله اثرات یک سامانه غیرخطی متناسب با $\chi^{(3)}$ که با استفاده از حالت‌های همدوس غیرخطی توصیف شده بود را بر برهم‌کنش اتم–میدان بررسی کردیم. ویژگی این رهیافت توصیف برهم‌کنش اتم– میدان و بررسی اثرات غیرخطی محیط بر برهم‌کنش مزبور با استفاده از حالت‌های همدوس غیرخطی است. بدین منظور برهم‌کنش یک اتم سه ترازی با حالت‌های همدوس دومدی متناظر با سامانه‌ی اپتیک غیرخطی و خواص کوانتومی آن را مورد بررسی قرار دادیم.مشاهده کردیم که با افزایش غیرخطیت در سامانه، علاوه بر افزایش گذارهای تک فوتونی، زمان بازآفرینی در سامانه نیز کاهش پیدا می‌کند.

۶- مرجع‌ها

[1] W. Vogel and R. L. de Matos Filho, "Nonlinear Coherent States ", Phys. Rev. A. **54**, (1996)4560.

[2] A. Mahdifar, R. Roknizadeh, M.H. Naderi, "Geometric approach to nonlinear coherent states usingthe Higgs model for harmonicoscillator",J. Phys. A: Math.Gen, **39** (2006) 7003-7014.

[۳] مومنی دمنه، مژگان؛ مهدی فر، علی و رکنی زاده، رسول، (۱۳۹۹)، "توصیف یک سامانه غیرخطی با استفاده از رهیافت حالت‌های همدوس غیرخطی"،بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران، زاهدان.

[4] M. Hillery, "An introduction to the quantum theory of nonlinear optics", actaphysicaslovaca, **59** (2009) 1-80.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021), and the 13th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021).University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021

کد مقاله : ۱-۲۴۶۲-۱۰-A

رفتار زمانی یک اتم چهار ترازی با گذار چند فوتونی تحت چندین شرط خاص

بابک پروین

مراغه، دانشگاه مراغه، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک، صندوق پستی ۵۵۳-۵۵۱۳۶

چکیده- عملکرد یک اتم چهار ترازی با گذار چند فوتونی محصور شده در یک کاواک اپتیکی تک مد از لحاظ تئوری بررسی شده است. رفتار زمانی سامانه اتم-کاواک بر اساس معادله اصلی بیان شده است که در حل عددی آن، با استفاده از چندین کمیت فیزیکی، از روش رانگ-کوتای کلاسیکی مرتبه چهارم استفاده شده است. با اعمال چندین شرط خاص، اتم چهار ترازی رفتار یک اتم سه ترازی را به ازای هر گذاری از خود نشان می دهد که نتایج شبیه سازیها این فرآیند را تایید می کند.

کلید واژه-اتم چهار ترازی، روش رانگ-کوتای مرتبه چهارم، کاواک الکترودینامیک کوانتومی، گذار چند فوتونی، معادله اصلی.

Temporal Behaviour of a Four-Level Atom with Multiphoton Transition under Several Specific Conditions

Babak Parvin

Physics Department, Faculty of Basic Sciences, University of Maragheh, P.O. Box 55136-553parvin@maragheh.ac.ir

Abstract-The performance of a four-level atom with multiphoton transition confined in a single-mode optical cavity is investigated theoretically. The temporal behaviour of the atom-cavity system is delineated on the basis of the master equation, by using some physical quantities, the classical fourth-order Runge-Kutta method is utilized to solve it numerically. By applying multiple specific conditions, the four-level atom shows the behaviour of a three-level one for each transition, which the simulations results confirm this process.

Keywords: cavity quantum electrodynamics, four-level atom, fourth-order Runge-Kutta method, master equation, multiphoton transition.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

1. Introduction

Here the time evolution of a four-level atom enclosed in an optical cavity is studied. A similar four-level atom has been investigated in [1], in which the transition between levels 2 and 3 occurs via one-photon, but here the multiphoton transition is considered between these two levels. In previous work, the behaviour of a three-level atom in a Λ configuration with multiphoton transition has been analysed in the steady state regime [2]. A closed set of equations describes the temporal behaviour of the atom-cavity system. To solve these equations numerically, the classical fourth-order Runge-Kutta approach is utilized with known initial conditions. By applying some circumstances along with a weak driving limit, the four-level atom illustrates the same behaviour as a three-level one for different transitions.

2. Four-Level Atom

The four-level atom with multiphoton transition is enclosed in the single-mode optical cavity as shown in Fig. 1. The transition from level 1 to level 4 is driven by a classical field with the Rabi frequency Ω at the resonance which is considered as a real quantity. The successive spontaneous emission rates from level 4 to level 1 are γ, Γ and ξ, respectively. A fully time description of the atom-cavity system is given by the following master equation [3,4]:

$$\begin{aligned}\dot{\rho} =\ & -\mathrm{i}\left[g\left(a^{q}\hat{A}_{32}+a^{\dagger q}\hat{A}_{23}\right)+\frac{\Omega}{2}\left(\hat{A}_{14}+\hat{A}_{41}\right),\rho\right] \\ & +(\gamma/2)\left(2\hat{A}_{34}\rho\hat{A}_{43}-\hat{A}_{44}\rho-\rho\hat{A}_{44}\right) \\ & +(\Gamma/2)\left(2\hat{A}_{23}\rho\hat{A}_{32}-\hat{A}_{33}\rho-\rho\hat{A}_{33}\right) \\ & +(\xi/2)\left(2\hat{A}_{12}\rho\hat{A}_{21}-\hat{A}_{22}\rho-\rho\hat{A}_{22}\right) \\ & +(\kappa/2)\left(2a\rho a^{\dagger}-a^{\dagger}a\rho-\rho a^{\dagger}a\right),\end{aligned} \tag{1}$$

in which the second to the fourth terms refer to successive spontaneous emissions from atomic levels 4 to 1, respectively, and also the last term is related to the cavity decay with the rate κ. The coupling constant of the 2-3 atomic transition with the cavity field mode is g. The transition between the atomic levels 2 and 3 happens through the number of q photons at the resonance. The annihilation and creation operators of the cavity mode are a and $a^{\dagger}$, respectively. The atomic raising and lowering operators are $\hat{A}_{ij}$'s. Instead of solving directly the master equation (1), we use the following expectation values:

$$C_n=\left\langle a^{\dagger n}a^{n}\right\rangle, \tag{2}$$

$$H_n=\left\langle \hat{A}_{44}a^{\dagger n}a^{n}\right\rangle, \tag{3}$$

$$J_n=\left\langle \hat{A}_{33}a^{\dagger n}a^{n}\right\rangle, \tag{4}$$

$$F_n=\left\langle \hat{A}_{22}a^{\dagger n}a^{n}\right\rangle, \tag{5}$$

$$L_n=\mathrm{i}\left\langle \hat{A}_{41}a^{\dagger n}a^{n}-\hat{A}_{14}a^{\dagger n}a^{n}\right\rangle, \tag{6}$$

$$D_n=\mathrm{i}\left\langle \hat{A}_{32}a^{\dagger n-1}a^{n+q-1}-\hat{A}_{23}a^{\dagger n+q-1}a^{n-1}\right\rangle, \tag{7}$$

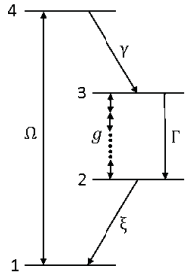


Fig. 1: The four-level atom with multiphoton transition which is trapped in the optical cavity.

equations (2) to (6) are established for $n\geq 0$, while the last equation holds for $n\geq 1$. The time evolution of the set of Eqs. (2) to (7) can be deduced from the following equations:

$$\dot{C}_n=g\sum_{m=1}^{q}\binom{q}{m}\left(n!/(n-m)!\right)D_{n-m+1}-\kappa nC \tag{8}$$

$$\dot{H}_n=-(\Omega/2)L_n-(\gamma+\kappa n)H_n, \tag{9}$$

$$\dot{J}_n=-gD_{n+1}+\gamma H_n-(\Gamma+\kappa n)J_n, \tag{10}$$

$$\begin{aligned}\dot{F}_n=\ & g\sum_{m=0}^{q}\binom{q}{m}\left(n!/(n-m)!\right)D_{n-m+1}+\Gamma J_n \\ & -(\xi+\kappa n)F_n,\end{aligned} \tag{11}$$

$$\dot{L}_n = 2\Omega H_n - \Omega C_n + \Omega F_n + \Omega J_n \quad (12)$$
$$-\left((\gamma/2)+\kappa n\right)L_n,$$

$$\dot{D}_n = -2gF_{n+q-1} \quad (13)$$
$$+2g\sum_{m=0}^{q}\binom{q}{m}\frac{(n+q-1)!}{(n+q-m-1)!}J_{n+q-m-1}$$
$$-0.5\left(\Gamma+\xi+\kappa\left(2n+q-2\right)\right)D_n.$$

The column vector ϕ_n is defined as follows:

$$\phi_n = \left(C_n \quad H_n \quad J_n \quad F_n \quad L_n \quad D_n\right)^T, \quad (14)$$

to determine the initial conditions, we assume that at the beginning of time the atom is in the ground state $|1\rangle$ and the field is in the coherent state $|\alpha\rangle$, in this case for $n \geq 0$, we will have:

$$\phi_n(0) = |\alpha|^{2n}\left(1 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0\right)^T. \quad (15)$$

Now that the initial conditions are specified, the set of Eqs. (8) to (13) can be solved by the fourth-order Runge-Kutta method for any values of q [5].

3.Converting steps of the 4-Level Atom

The way of transforming the four-level atom confined in the cavity of Fig. 1 into the three-level one is discussed under some special conditions, in the three-photon transition case. We first assume that $\kappa \gg 2g$, in this case, the transition from level 3 to level 2 takes place at the rate Γ_E:

$$\Gamma_E = 8g^2/\kappa, \quad (16)$$

in the next step, it is supposed to be $\Gamma \gg \Gamma_E$. By applying these two circumstances, the four–level atom of Fig. 1 is turned into the four-level one in Fig. 2(a). In the weak driving limit in which $\Omega \ll \gamma$, one can show that the population of the fourth atomic level is as follows:

$$A_{44} = \left(\Omega/\gamma\right)^2\left(1-\exp(-\gamma t/2)\right)^2, \quad (17)$$

since $\Omega \ll \gamma$, so to a good approximation the fourth level can be omitted from the calculations, in thisoccasion, the transition from level 1 to level 3 occurs at the rate γ_E:

$$\gamma_E = \Omega^2/\gamma. \quad (18)$$

Thus, the four-level atom of Fig. 2(a) is converted to the three-level one of Fig. 2(b).By solving the related equations of the three-level atom, it can be shown that the time dependence of the third level population and the output mean photon number from the cavity, by applying the initial conditions, can be derived from the following equations:

$$P_3 = x_0\exp(-\lambda_- t) + y_0\exp(-\lambda_+ t) + z_0, \quad (19)$$

$$n = x_1\exp(-\lambda_- t) + x_2\exp(-\lambda_+ t) \quad (20)$$
$$+x_3\exp(-\kappa t) + x_4,$$

in which we have:

$$\Delta = \gamma_E^2 + \Gamma_E^2 + \xi^2 - 2\gamma_E\Gamma_E - 2\xi\gamma_E - 2\xi\Gamma_E, \quad (21)$$

$$\lambda_+ = \left(\gamma_E + \Gamma_E + \xi + \sqrt{\Delta}\right)/2, \quad (22)$$

$$\lambda_- = \left(\gamma_E + \Gamma_E + \xi - \sqrt{\Delta}\right)/2, \quad (23)$$

$$z_0 = \xi\gamma_E/\left(\xi\left(\gamma_E+\Gamma_E\right)+\gamma_E\Gamma_E\right), \quad (24)$$

$$y_0\sqrt{\Delta} = \lambda_- z_0 - \gamma_E, \quad (25)$$

$$x_0\sqrt{\Delta} = -\lambda_+ z_0 + \gamma_E, \quad (26)$$

$$x_1 = 3\Gamma_E x_0/\left(\kappa-\lambda_-\right), \quad (27)$$

$$x_2 = 3\Gamma_E y_0/\left(\kappa-\lambda_+\right), \quad (28)$$

$$x_4 = 3\Gamma_E z_0/\kappa, \quad (29)$$

$$x_3 = |\alpha|^2 - x_1 - x_2 - x_4. \quad (30)$$

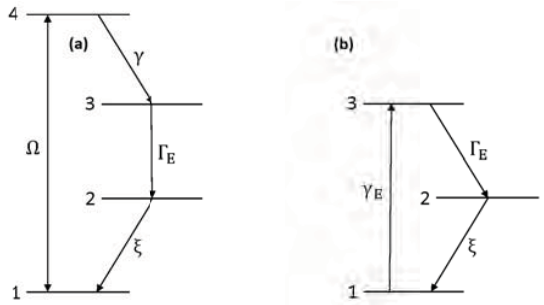


Fig. 2: The stages of converting the four-level atom of Fig. 1 to the effective three-level one.

In Figs. 3 and 4, the graphs of the third level population and mean photon number are depicted interms of the scaled time, in the dashed line based on the calculations of part 2 and in the solid line on the basis of the three-level atomic model for theone-photon and two-photon transitions.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

Comparison of diagrams in these figures indicates that the four-level atom acts like the three-level one and the results are very close to each other.

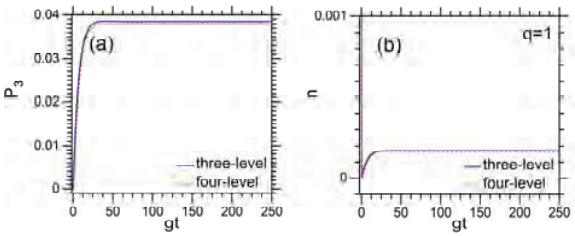


Fig. 3: The graphs of (a) third level population and (b) mean photon number versus the scaled time for $\kappa/g=30$, $\Gamma/g=0.003$, $\gamma/g=3$, $\Omega/g=0.13$, $\xi/g=0.1$ and $|\alpha|^2=1$ in the one-photon-transition.

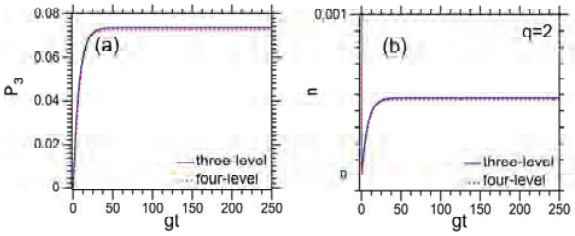


Fig. 4: The diagrams of (a) third level population and (b) mean photon number in terms of the scaled time for $\kappa/g=35$, $\Gamma/g=0.001$, $\gamma/g=3$, $\Omega/g=0.17$, $\xi/g=0.15$ and $|\alpha|^2=1$ in the two-photon-transition.

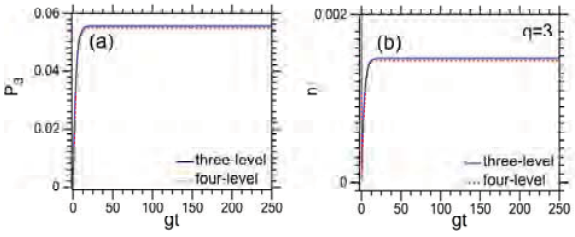


Fig. 5: The curves of (a) third level population and (b) mean photon number against the scaled time for $\kappa/g=30$, $\Gamma/g=0.003$, $\gamma/g=4.1$, $\Omega/g=0.26$, $\xi/g=0.3$ and $|\alpha|^2=1$ in the three-photon-transition.

In Fig. 5, the third level population and mean photon number are drawn versus the scaled time, in the dashed diagrams based on the computations of part 2 and the solid curves in accordance with Eqs. (19) and (20) related to the three-level atom, in the three-photon transition case. By comparing the graphs in this figure, it can be said that under applied conditions, the four-level atom shows the same behaviour as the three-level one.

4. Conclusions

In this paper, the behaviour of the four-level atom trapped in the optical cavity has been investigated in the one-photon to three-photon transitions by applying several specific conditions, in the time-dependent regime. By using the closed set of physical quantities in order to solve the master equation, the fourth-order Runge-Kutta approach has been applied. In the three-level model, the related relationships of the third level population and the output mean photon number from the cavity have been obtained in the three-photon transition case. Eventually, the numerical simulations of the four-level atom have been compared to the acquired results of the related calculations of the three-level one for each transition. The depicted curves in Sec. 3 demonstrate that the four-level atom enclosed in the cavity indicates similar behaviours to the effective three-level one.

Acknowledgements

The author would like to thankDr. Howard J. Carmichael for his comment.

References

[1] Y. Mu and C.M. Savage, "One-atom lasers," Phys. Rev. A, Vol. 46, pp. 5944-54, 1992.

[2] B. Parvin, "The improvement of lasing without inversion in the presence of multi-photon transition in a three-level atom confined in an optical cavity in the steady-state regime," Eur. Phys.J. Plus, Vol. 132, pp. 180 (1-14), 2017.

[3] H.J. Carmichael, Statistical Methods in Quantum Optics 1: Master Equations and Fokker-Planck Equations, Springer-Verlag, 1999.

[4] H.J. Carmichael, Statistical Methods in Quantum Optics 2: Non-Classical Fields, Springer-Verlag, 2008.

[5] G.E. Forsythe, M.A. Malcolm, and C.B. Moler, *Computer Methods for Mathematical Computations*, Prentice-Hall, 1977.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : A-۱۰-۱۲۸۷-۲

دوربری حالت درهم‌تنیده‌ای از دو کیوبیت ابررسانا در حضور برهم‌کنش قوی بدون اندازه‌گیری بل

صحتی،نیره؛توسلی،محمدکاظم؛سلیمیان،سهیلا

گروه اپتیک و لیزر، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد

چکیده - در این مقاله حالت نامعلوم در هم‌تنیده‌ای از دو کیوبیت ابررسانا دوربری می‌شود. برای دوربری کوانتومی ازحالت GHZ به‌عنوان کانال درهم‌تنیده استفاده می‌شود. پس از ارائه طرحی برای تولید این کانال، برهم‌کنش‌های مناسبی بین کیوبیت‌های ابررسانا در نظر گرفته می‌شود. این برهم‌کنش‌ها با اعمال میدان‌های مغناطیسی خارجی کنترل می‌شوند. در غیاب واهمدوسی کیوبیت‌های ابررسانا، حالت درهم‌تنیده مورد نظر از آزمایشگاه آلیس با اعمال درگاه‌های کوانتومی مناسب توسط باب، با هماندهی و احتمال موفقیت ۱ دوربری می‌شود. در انتها، نتایج عددی برای سامانه در حضور واهمدوسی کیوبیت‌های ابررسانا مورد مطالعه قرار گرفت. نتایج نشان می‌دهند که پروتکل مطرح شده در این مقاله در حضور واهمدوسی کیوبیت‌های ابررسانا نیز نتایج رضایت‌بخشی دارد.

کلید واژه–حالت درهم‌تنیده،درگاه کوانتومی، دوربری کوانتومی، کیوبیت ابررسانا، کانال GHZ.

Teleportation of the entangled state of two superconducting qubits in ultra-strong regimewithout Bell state measurement

Nayere Sehati[1], Mohammad Kazem Tavassoly [2], Soheila Salimian[3]

[1]nsehati@stu.yazd.ac.ir; [2]mktavassoly@yazd.ac.ir;

[3]s.salimian@stu.yazd.ac.ir

Abstract- In this paper,an unknown entangled state of two superconducting (SC) qubits is teleported. For quantum teleportationpurpose, GHZ state isused as the entangled channel. After introducing a scheme for the production of this channel, appropriate interactions between the desired superconducting qubits are considered. These interactions are controlled by applying external magnetic fields.In the absence of decoherence of SC qubits, the desired entangled state is teleported from Alice's lab to Bob's lab via applying proper quantum gates by Bob with fidelity and success probability 1.Finally, the numerical results for the system in the presence of the decoherence of SC qubitswere studied. The results show that the outlined protocol in this paper leads to satisfactory results in the presence of the decoherence of SC qubits, too.

Keywords: Entangled state, Quantum gate, Quantum teleportation, Superconducting qubit, GHZ channel.

مقدمه

دوربری کوانتومی که ابتدا توسط بنت و همکاران مطرح شد [۱] یکی از پروتکل‌های مهم در فرایندهای اطلاعات و ارتباطات کوانتومی است[۲]. دوربری کوانتومی، انتقال یک حالت نامعلوم از یک فرستنده به یک گیرنده بدون انتقال فیزیکی اطلاعات توسط کانال‌های کوانتومی و کلاسیکی است. تاکنون دوربری کوانتومی به روش‌های مختلف و در سامانه های متنوعیدرنظرگرفته شده است [۳، ۴]. به پروتکل دوربری کوانتومی توسط مدارهای ابررسانا نیز توجه خاصی شده است[۵].با توجه به این که در مدارهای ابررسانا کیوبیت‌های ابررسانا، به راحتی با دستگاه‌های دیگر جفت می‌شوند [۶] و

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

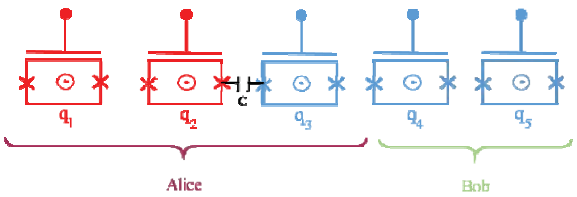
میزان جفت‌شدگی آن‌ها با اعمال میدان‌مغناطیسی خارجی قابل تنظیم است [۷]،استفاده از آن‌هادر فرآیندهای اطلاعات کوانتومی مانند دوربریحالت‌های کوانتومی جایگاه ویژه‌ای دارد. ما در این مقاله، پروتکل جدیدی برای دوربری کوانتومی حالت درهم‌تنیده‌ای از کیوبیت‌های ابررسانا ارائه می‌دهیم.

مدل دوربری کوانتومی

دراینبخشمی‌خواهیمحالتنامعلومدرهم‌تنیده‌ایازدوکیوبیتابررسانا ی ۱ و ۲ به صورت زیر

$$|\psi(0)\rangle_{1,2}=\alpha|0,0\rangle_{1,2}+\beta|1,1\rangle_{1,2}, \quad (۱)$$

کهدرآنحالت‌هایپایهوبرانگیختههرکیوبیتابررسانا به ترتیب با $|0\rangle$ و $|1\rangle$ نشان داده می‌شود را از آزمایشگاه آلیسبه آزمایشگاه باب دوربری کنیم. ضرایب نامعین α و β شرط بهنجارش $|\alpha|^2+|\beta|^2=1$ را ارضا می کنند. طرحواره‌ای از کیوبیت‌های ابررسانا در شکل۱ آمده است. در هر پروتکل دوربری استاندارد،یک کانال کوانتومی درهم‌تنیدهلازم است. بنابراین، ابتدا با استفاده از سه کیوبیت ابررسانای۳، ۴ و ۵ کانال درهم‌تنیدهGHZ را تولید می‌کنیم.



شکل ۱:طرحواره قرارگیری کیوبیت‌های ابررسانا در پروتکل دوربری. کیوبیت‌های ابررسانای ۱، ۲ و ۳ در آزمیشگاه آلیس و کیوبیت‌های ۴ و ۵ در آزمایشگاه باب قرار دارند. کیوبیت‌های ۲ و ۳ به صورت خازنی به هم وصل شده‌اند.

تولید کانال درهم‌تنیدهGHZ

به منظور تولید کانال GHZ، سه کیوبیت ابررسانای۳، ۴ و ۵ را در حالت پایه درنظر می‌گیریم:. $|\psi(0)\rangle_{3,4,5}=|0,0,0\rangle_{3,4,5}$ ابتدا، یک درگاه هادامارد بر روی کیوبیت ابررسانای۳اعمال می‌شود. سپس درگاهCNOTروی کیوبیت‌های ۳ و ۴ عمل می‌کند که در این جا کیوبیت ابررسانای ۳، کیوبیت کنترل و کیوبیت ابررسانای ۴،کیوبیت هدف است. در انتها، دومین درگاه CNOT روی دو کیوبیت ۴ و ۵ عمل می‌کند کهکیوبیت ابررسانای ۴، کیوبیت کنترل و کیوبیت ابررسانای ۵،کیوبیت هدف است. بنابراین حالت GHZ مورد نظر برای سه کیوبیت ابررسانا۳، ۴ و ۵ به شکل زیر به دست می‌آید:

$$|GHZ\rangle_{3,4,5}=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(|0,0,0\rangle_{3,4,5}+|1,1,1\rangle_{3,4,5}\right). \quad (۲)$$

پروتکل دوربری

پس از تولید کانال GHZ، در این مرحله پروتکل دوربری حالت درهم‌تنیده از دو کیوبیت ابررسانا را مورد بررسی قرار می‌دهیم. از آنجا که حالت درهم‌تنیده نامعلوم از کیوبیت‌های ابررسانای۱ و ۲، رابطه (۱)، را با استفاده از کانال درهم‌تنیده GHZ ازکیوبیت‌های ابررسانای ۳، ۴ و ۵، رابطه (۲)، دوربری می‌شود، بنابراین حالت اولیه سامانه برابر است با:

$$|\psi(0)\rangle_{1-5}=\frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha|0,0,0,0,0\rangle+\alpha|0,0,1,1,1\rangle+\beta|1,1,0,0,0\rangle+\beta|1,1,1,1,1\rangle)_{1-5}. \quad (۳)$$

کیوبیت‌های۱، ۲ و۳، متعلق به آزمایشگاه آلیس و کیوبیت‌های۴ و ۵، متعلق به آزمایشگاه باب هستند. ابتدا، برهم‌کنش بین کیوبیت‌های ابررسانای ۲ و ۳که به صورت خازنی به هم متصل شده‌اند را در نظر می‌گیریم. هامیلتونی کیوبیت‌های۲ و ۳ به صورت زیر بیان می‌شود[۷]:

$$\frac{H}{\hbar}=\frac{1}{2}\sum_{j=2}^{3}\omega_j\sigma_j^z+g\left(\sigma_2^+ +\sigma_2^-\right)\left(\sigma_3^+ +\sigma_3^-\right), \quad (۴)$$

که در آن ω_j بسامدگذار j امین کیوبیت ابررسانا و $\sigma_j^{\pm}$ و σ_j^z به ترتیب عملگر نردبانی و عملگر پاولی عمل‌کننده روی j امین کیوبیت ابررسانا هستند.هم‌چنین، g ثابت جفت‌شدگی بین دو کیوبیت ابررسانای۲ و ۳ است.بسامدکیوبیت‌های ابررسانای۲ و ۳ با اعمال میدان‌های مغناطیسی خارجیمطابق رابطه‌ی زیر مدوله می‌شود:

$$\omega_j=\omega_{0j}+\varepsilon_j\sin(\nu_j t), \quad (۵)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

که در آن ω_{0j} میانگین بسامد، ν_j و ε_j به ترتیب بسامد و دامنه j امین میدان مغناطیسی خارجیهستند. در ادامه، دوتبدیلیکانی به صورت زیر بر هامیلتونی(۴) اعمال می‌شود[۷]:

$$U_1=\exp\left[-i\sum_{j=2}^{3}\frac{\omega_{0j}}{2}\sigma_j^z t\right],\qquad U_2=\exp\left[i\sum_{j=2}^{3}\frac{\alpha_j}{2}\sigma_j^z\cos(\nu_j t)\right], \quad (۶)$$

که در آن $\alpha_j=\frac{\varepsilon_j}{\nu_j}$ است. سپس با اثر دادن $U=U_1\times U_2$ بر هامیلتونی (۴)، هامیلتونی در تصویر برهم‌کنش به صورتزیر به دست می‌آید:

$$\begin{aligned}H_I &= U^{+}HU\\ &= g\sigma_2^{+}\sigma_3^{-}\exp[i\alpha_3\cos(\nu_3 t)-i\alpha_2\cos(\nu_2 t)\\ &-i\Delta t]+g\sigma_2^{+}\sigma_3^{+}\exp[-i\alpha_3\cos(\nu_3 t)\\ &-i\alpha_2\cos(\nu_2 t)-i(\omega_{02}+\omega_{03})t]+H.C.\end{aligned} \quad (۷)$$

که در آن $\Delta=\omega_{03}-\omega_{02}$ است.با استفاده از بسط ژاکوبی،

$$\exp[i\alpha\cos(\nu t)]=\sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m J_m(\alpha)\exp(im\nu t), \quad (۸)$$

در اینجا $J_m(\alpha)$،تابع بسل مرتبه m از نوع اول و m عدد صحیح است و در نظر گرفتن این قید که $\omega_{03}+\omega_{02}=\nu_2+\nu_3$ و لحاظ کردن تقریب موج چرخان که با آن می‌توان از جملات نوسانی شدید در هامیلتونی (۷) صرف‌نظر کرد، در نهایت به هامیلتونی مؤثر می‌رسیم:

$$H_{eff}=g_{eff}(\sigma_2^{+}\sigma_3^{+}+\sigma_2^{-}\sigma_3^{-}), \quad (۸)$$

که در آن $g_{eff}=gJ_1(\alpha_3)J_1(\alpha_2)$ جفت‌شدگی مؤثر است.از این رابطه پیداست که ثابت جفت‌شدگی با تغییر بسامد و دامنه میدان‌های مغناطیسی اعمال شده به کیوبیت‌های ابررسانا قابل کنترل است.با حل معادله شرودینگر وابسته به زمان با هامیلتونی H_{eff}، رابطه (۸)، تحول زمانی حالت اولیه، رابطه (۳)، به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\begin{aligned}\left|\psi(t)\right\rangle_{1-5} &= \{c_1(t)\left|0,0,1,1,1\right\rangle+c_2(t)\left|0,0,0,0,0\right\rangle\\ &+c_3(t)\left|0,1,1,0,0\right\rangle+c_4(t)\left|1,1,0,0,0\right\rangle\\ &+c_5(t)\left|1,1,1,1,1\right\rangle+c_6(t)\left|1,0,0,1,1\right\rangle\}_{1-5}.\end{aligned} \quad (۱۰)$$

به علت کمبود فضا از آوردن نتایج تحلیلی ضرایب محاسبه شده‌ی $c_1(t),c_2(t),...,c_6(t)$ صرف‌نظر کرده‌ایم.حالت سامانه در لحظه‌ی $g_{eff}t=\frac{\pi}{4}$ برابر است با:

$$\begin{aligned}\left|\psi\left(\frac{\pi}{4g_{eff}}\right)\right\rangle_{1-5} &= \{\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\left|0,0,1\right\rangle+\frac{\beta}{2}\left|1,1,1\right\rangle\\ &-\frac{i\beta}{2}\left|1,0,0\right\rangle\}_{1-3}\otimes\left|1,1\right\rangle_{4,5}\\ &+\{\frac{\beta}{\sqrt{2}}\left|1,1,0\right\rangle+\frac{\alpha}{2}\left|0,0,0\right\rangle\\ &-\frac{i\alpha}{2}\left|0,1,1\right\rangle\}_{1-3}\otimes\left|0,0\right\rangle_{4,5}.\end{aligned} \quad (۱۲)$$

سپس با اعمال ماتریس تبدیل یکانی زیر،

$$A=\begin{pmatrix}1 & 0 & 0 & 0\\ 0 & 1/\sqrt{2} & -i/\sqrt{2} & 0\\ 0 & -i/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} & 0\\ 0 & 0 & 0 & 1\end{pmatrix}. \quad (۱۳)$$

که بر روی دو کیوبیت ۲ و ۳ اثر می‌کند، حالت سامانه برابر خواهد شد با:

$$\begin{aligned}\left|\psi'\left(\frac{\pi}{4g_{eff}}\right)\right\rangle_{1-5} &= \{\frac{\alpha}{2}\left|0,0,1\right\rangle-\frac{i\alpha}{2}\left|0,1,0\right\rangle\\ &+\frac{\beta}{2}\left|1,1,1\right\rangle-\frac{i\beta}{2}\left|1,0,0\right\rangle\}_{1-3}\otimes\left|1,1\right\rangle_{4,5}\\ &+\{\frac{\beta}{2}\left|1,1,0\right\rangle-\frac{i\beta}{2}\left|1,0,1\right\rangle\\ &+\frac{\alpha}{2}\left|0,0,0\right\rangle-\frac{i\alpha}{2}\left|0,1,1\right\rangle\}_{1-3}\otimes\left|0,0\right\rangle_{4,5}.\end{aligned} \quad (۱۴)$$

درگاه‌های کوانتومی	نتایج اندازه‌گیری
$I_4\otimes S_5$	$\left\|0,0,0\right\rangle,\left\|1,1,1\right\rangle$
$\sigma_{4x}\otimes S_5\sigma_{5x}$	$\left\|1,0,0\right\rangle,\left\|1,1,0\right\rangle$
$\sigma_{4x}\otimes\sigma_{5x}S_5$	$\left\|1,0,1\right\rangle,\left\|0,1,0\right\rangle$
$\sigma_{4x}\otimes S_5$	$\left\|0,1,1\right\rangle,\left\|1,0,0\right\rangle$

جدول۱: نتایج پروتکل دوربری. نتایج اندازه‌گیری آلیس بر روی سه کیوبیت ابررسانای ۱، ۲ و ۳ درستون نتایج اندازه‌گیری مشخص شده است. درگاه‌های کوانتومی که باب باید بر روی کیوبیت‌های ابررسانای ۴ و ۵ اعمال کند تا فرآیند دوربری تکمیل شود در ستون درگاه‌کوانتومی بیان شده است. σ_{ix}، σ_{iz} و S_i با $i=4,5$، به ترتیبعملگرهای پائولی و فاز هستند که بر روی کیوبیت‌های ۴ و ۵ اعمال می‌شوند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

در این مرحله درگاه هادامارد بر روی کیوبیت ابررسانای ۱ اثر می‌کند، سپس آلیس کیوبیت‌های ابررسانای ۱، ۲ و ۳ را اندازه‌گیری می‌کند و نتیجه اندازه‌گیری را به صورت کلاسیکی به باب اطلاع می‌دهد تا او که حالت کیوبیت‌های ۴ و ۵ را در اختیار دارد با اعمال درگاه‌های کوانتومی مناسب به حالت رابطه (۱) تبدیل کند. بدین ترتیب دوربری با بیشینه هماندهی ۱ انجام می‌شود. نتایج اندازه‌گیری آلیس و درگاه‌های مناسب اعمال شده توسط باب در جدول ۱ مرتب شده‌اند.

اثر واهمدوسی

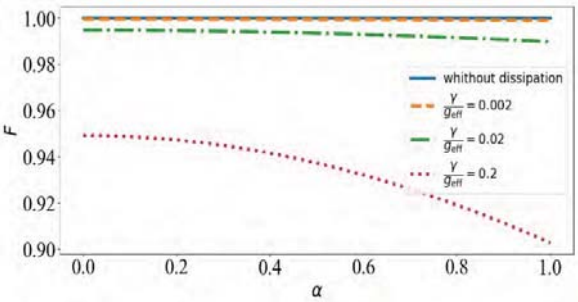
در ادامه اثرات واهمدوسی را با درنظر گرفتن نرخ اتلاف کیوبیت‌های ابررسانا (که آن را با $\gamma_{i=1,\dots,5}=\gamma$ نشان می‌دهیم)در سامانه بررسی می‌کنیم. برای مشاهده اثر میرایی کیوبیت‌های ابررسانا، معادله مستر را به شکل زیر در نظر می‌گیریم[۸]:

$$d\rho(t)/dt=-i\left[H_{eff},\rho(t)\right]+\frac{\gamma}{2}\sum_{i=1}^{5}L[\sigma_i^-], \quad (۱۵)$$

که در آن $\rho(t)$ ماتریس چگالی سامانه و $L[A]=2A\rho A-\rho A^+A-A^+A\rho$ عملگر لیندبلاد است. هماندهی به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$F=\left\langle\psi\left(\frac{\pi}{4g_{eff}}\right)\middle|\rho\left(\frac{\pi}{4g_{eff}}\right)\middle|\psi\left(\frac{\pi}{4g_{eff}}\right)\right\rangle_{1-5}, \quad (۱۶)$$

که در آن $\left|\psi\left(\frac{\pi}{4g_{eff}}\right)\right\rangle_{1-5}$ حالت سامانه در غیاب میرایی یعنی رابطه (۱۲) و $\rho\left(\frac{\pi}{4g_{eff}}\right)$ ماتریس چگالی سامانه در حضور میرایی در لحظه $t=\frac{\pi}{4g_{eff}}$ است. هماندهی برحسب α (در رابطه (۱))، در شکل ۲رسم شده است.با توجه به شکل، با افزایش نرخ اتلاف γ، هماندهی کاهش می‌یابد، بنابراین، میرایی اثر مخربی بر هماندهی دارد. با این وجود، مقادیر قابل قبول هماندهی در شکل ۲ نشان می‌دهد که این پروتکل برای موقعیت‌های فیزیکی واقعی هم قابل اجراست.



شکل۲: هماندهی پروتکل دوربری. هماندهی F بر حسب α رسم شده‌است.مقادیر نسبت نرخ اتلاف کیوبیت‌های ابررسانا بر حسب ثابت جفت‌شدگی کیوبیت ابررسانای ۲ و ۳ در نمودار مشخص شده است.

نتیجه‌گیری

دراین مقاله پروتکلی برای دوربری کوانتومی یک حالت درهم‌تنیده با استفاده از کیوبیت‌های ابررسانا پیشنهاد شد. این طرح شامل ۵ کیوبیت ابررسانا است. ابتدا کانال درهم‌تنیده GHZ با استفاده از سه کیوبیت ابررسانا تولید شد و با استفاده از آن حالت درهم‌تنیده‌ای از دو کیوبیت دیگر از آلیس به باب دوربری شد.میدان های مغناطیسی خارجی اعمالی و تنظیم دامنه و بسامد آن‌ها، برهم‌کنش مناسبی بین دو کیوبیت ابررسانای ۲و ۳ در آزمایشگاه آلیس ایجاد می‌کند که در نهایت، امکان دوربری با بیشینه هماندهی، ۱، را فراهم می‌آورد. اجرای پروتکل معرفی شده در این مقاله بدون اندازه‌گیری بل انجام شد و این پروتکل در حضور میرایی نیز به نتایج رضایت‌بخشی منتهی می‌شود.

مرجع‌ها

[1]C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crepeau, R. Jozsa, A. Peres, and W. K.Wootters; *Phys.Rev. Lett.,* **70**1895 (1993).
[2]S. Pirandola, J. Eisert, C. Weedbrook, A. Furusawa, and S. L.Braunstein; *Nat. photonics,* **9** 641 (2015).
[3]N. Sehati, and M. K. Tavassoly, *Quantum Inf. Process.,* **16** 193 (2017).
[4]N. Sehati, M. K. Tavassoly, and M. Ghasemi;*Eur. Phys. J. Plus*,**134** 552 (2019).
[5]S. Salimian, M. K. Tavassoly, and N. Sehati, *Eur. Phys. J. D,* **74** 148 (2020).
[6]Devoret, Michel H and Schoelkopf, Robert J. *Science*, **339** 1169 (2013).
[7]Li, X, Ma, Y, Han, J, Chen, Tao, Xu, Y, Cai, W, Wang, H, Song, YP, Xue, Zheng-Yuan, Yin, Zhang-qi, et al. *Phys. Rev. Appl.*, **10**054009(2018).
[8]J. K. Xie, S. L. Ma, Z. P. Yang, Z. Li, and F. L. Li, *Phys. Lett. A,* **382** 2626 (2018).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۸۲-۱۰-A

مطالعه پذیرفتاری نوری غیرخطی در ساختارهای هیبرید اکسایتون-پلاسمون

مریم محمدبیگی، نادر دانشفر

گروه فیزیک، دانشگاه رازی، کرمانشاه

m.mohamadbeigi@stu.razi.ac.ir

چکیده – در این مقاله، پذیرفتاری‌های نوری غیرخطی مرتبه سوم و مرتبه پنجم یک مولکول هیبرید متشکل از یک کوانتوم دات و یک نانوذره پلاسمونیک کروی با استفاده از فرمالیزم ماتریس چگالی برای یک سیستم دوترازی مطالعه می شود. اثر فاصله بین نانوذره فلزی و نقطه کوانتومی روی پاسخ نوری غیرخطی نشان داده می شود.

کلید واژه-«نقطه کوانتومی،نانوذره فلزی، پذیرفتاری نور غیرخطی».

Study of nonlinear optical susceptibility in hybrid exciton-plasmon structures

Maryam Mohamadbeigi, Nader Daneshfar

Department of Physics, Razi University, Kermanshah

m.mohamadbeigi@stu.razi.ac.ir

Abstract- In this paper, the third- and fifth-order nonlinear optical susceptibilityof a hybrid molecule composed of asemiconductor quantum dot and a spherical plasmonic nanoparticle is studied using the density matrix formalism for a two-level system. The impact of distance between metallic nanoparticle and quantum dot on the nonlinear optical responseis shown.

Keywords: quantum dot, metal nanoparticle, nonlinear optical susceptibility.

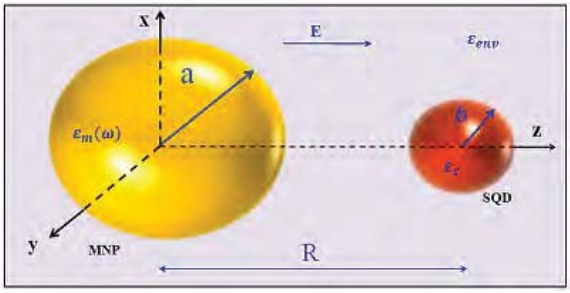
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

در سالهای اخیر، تحقیقات تجربی و نظری زیادی روی ساختارهای هیبریدی شامل نقطه کوانتومی نیمه رسانا و نانو ذرات فلزی انجام شده است. این ساختارهای هیبریدی از طریق حالتهای الکترونیکی کوانتومی یعنی اکسایتونها در نقاط کوانتومی و مدهای الکترومغناطیسی یا همان پلاسمونها در نانوذرات فلزی مشخص میشوند که بطور غیرمستقیمی توسط اندرکنش کولنی برهم اثر می-گذارند[۱]. هنگامیکه نقطه کوانتومی در مجاورت نانوذره فلزی قرار میگیرد در میدان الکترومغناطیسی که توسط سیستم کوانتومی احساس میشود تغییر قابل توجهی بوجود میآید که روی خواص نوری ساختار هیبریدی اثر می گذارد. از مهمترین پدیدههای حاصل از این ساختار می‌توان نوسانهای فرکانس رابی، انتقال جمعیت و نانو کلیدهای فراصوتی تنظیمپذیر را نام برد[۲]. در این مقاله با استفاده از فرمالیزم ماتریس چگالی برای سیستم دوترازی پذیرفتاری نوری غیرخطی مورد بررسی قرار خواهد گرفت.

مدل و تئوری مساله

مطابق شکل(۱)، نقطه کوانتومی به شعاع b و گذردهی $\boldsymbol{\varepsilon_s}$ توسط فاصله نانوذره ونقطه کوانتومی، R ، در مجاورت نانوذره فلزی با شعاع a و گذردهی $\boldsymbol{\varepsilon_m}$ در محیط میزبان قرار داده شده است.لازم به ذکر است که شعاع نقطه کوانتومی از فاصله بین ذرات و شعاع نانوذره بسیار کوچکتر است و این سیستم تحت تاثیر میدان الکترومغناطیسی $\vec{E}(t)=\vec{E}_0\cos(\omega t)$ در راستای محور $\hat{\boldsymbol{z}}$ ها قرار دارد [۱]. میدان اعمال شده، گذار بین باندی دو تراز $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ نقطه کوانتومی را با انرژی $\hbar\omega_0$ و پلاسمونهای سطح نانوذره فلزی را برانگیخته میکند.



شکل ۱: شمای ساده ای از نانوذره فلزی و نقطه کوانتومی که در محیط میزبان قرار دارند.

هامیلتونی سیستم دوترازی مطابق رابطه زیر نوشته می-شود[۳].

$$H=\hbar\omega_0|2\rangle\langle 2|-\mu E_{SQD}(|1\rangle\langle 2|+|2\rangle\langle 1|) \qquad (1)$$

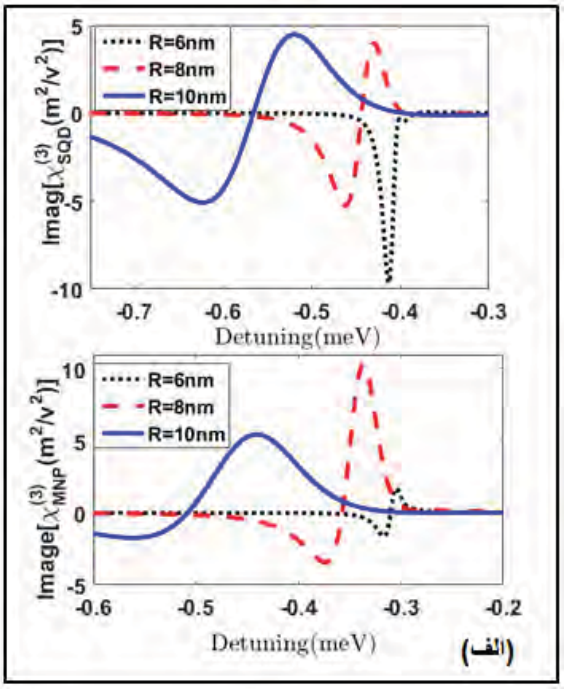
که E_{SQD} میدان الکتریکی درون کوانتوم دات و μ گشتاور دوقطبی آن است. با حل معادله ماتریس چگالی و استفاده از تقریب موج چرخان مولفه های ماتریس چگالی و اختلاف جمعیت بدست میآیند. بدون پرداختن به جزئیات و انجام عملیات جبری، پذیرفتاری‌های غیرخطی مرتبه سه و پنج برای نقطه کوانتومی و نانوذره فلزی بدست می‌آیند [۱و۳] که عبارتند از:

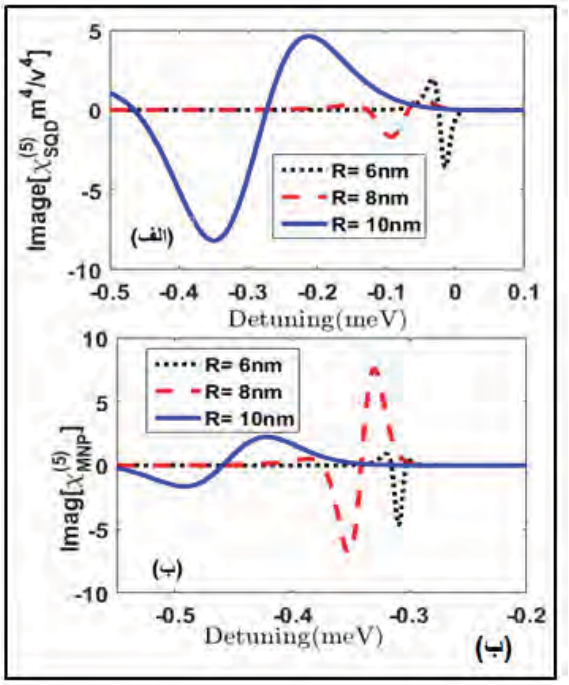
$$\chi^{(3)}_{SQD}=\frac{\Gamma}{V}\frac{4\mu^4\kappa|\kappa|^2}{3\hbar^3\varepsilon_0}\frac{T_1T_2^2(T_2\delta+i)[T_2(\delta+G_R)-i(1+T_2G_I)]^2}{[(1+T_2G_I)^2+T_2^2(\delta+G_R)^2]^3} \qquad (2)$$

$$\chi^{(5)}_{SQD}=-\frac{\Gamma}{V}\frac{8\mu^6\kappa|\kappa|^4T_1^2T_2^3}{5\hbar^5\varepsilon_0}\times\frac{(T_2\delta+i)[T_2(\delta+G_R)-i(1+T_2G_I)]^2[1+iT_2G+T_2^2(\delta^2-2|G|^2-\delta G)]}{[(1+T_2G_I)^2+T_2^2(\delta+G_R)^2]^5} \qquad (3)$$

$$\chi_{MNP}=\frac{3\gamma_1\varepsilon_{env}}{\varepsilon_0}+\frac{3\gamma_1 s_a V}{4\pi\varepsilon_{effs}\Gamma R^3}\chi_{SQD} \qquad (4)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.





اثر فاصله روی پذیرفتاری نوری غیرخطی

همانطور که از شکل (۲) مشاهده می شود پذیرفتاریهای غیرخطی مرتبههای سوم و پنجم برای مقدارهای مختلف فاصله بین نانوذره و نقطه کوانتوم برحسب پارامتر نامیزانی، $\delta = \omega - \omega_0$، رسم شده است. ثابت دیالکتریک نقطه کوانتومیو محیط $\Gamma/V = 5\times10^{23}\,m^{-3}, \varepsilon_{env} = \varepsilon_0, \varepsilon_S = 6\varepsilon_0$ ،همچنین $T_2 = 0.3ns, T_1 = 0.8ns, \hbar\omega_0 = 2.5eV$ میباشد[3].جنس نانوذره فلزی طلا در نظر گرفته شده است که پارامترهای مربوط به آن مطابق با رفرنس[۴و۵] می باشند.طیف پذیرفتاری غیرخطی نقطه کوانتومی و نانوذره فلزی برای قسمت موهومی $\chi^{(3)}$(الف) و هر دو قسمت حقیقی و موهومی $\chi^{(5)}$((ج) و (د))شکل‌هایی شبیه پاشندگی دارند در حالی‌که قسمت حقیقی $\chi^{(3)}$ (ب) شکل جذبی دارد[۳]. در تمام موارد بررسی شده، با افزایش فاصله مرکز به مرکز نانوذره فلزی و نقطه کوانتومی، طیف متحمل جابجایی فرکانسی می‌شود و انتقال فرکانسی نسبت به نامیزانی منفی است. علاوه براین، با افزایش فاصله بین نانوذره پلاسمونیک و نقطه کوانتومی، پهنای طیف تشدیدی افزایش می‌یابد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

نتیجه‌گیری

در نتیجه، پذیرفتاریهای نوری غیرخطی مرتبه بالا حاصل از یک مولکول هیبریدی متشکل از یک نانوذره طلاکه در مجاورت یک نیمرسانا همچون یک نقطه کوانتومی قرار گرفته بررسی شدند. با حل معادلات ماتریس چگالی، پذیرفتاریهای مرتبه سوم و پنجم برای سیستم هیبریدی محاسبه شد و برحسب پارامتر نامیزانی رسم گردید. مشاهده شد که این پاسخ نوری غیرخطی سیستم هیبریدی در نظرگرفته شده به شدت به فاصله بین نانوذره و نقطه کوانتومی وابسته است.

مرجع‌ها

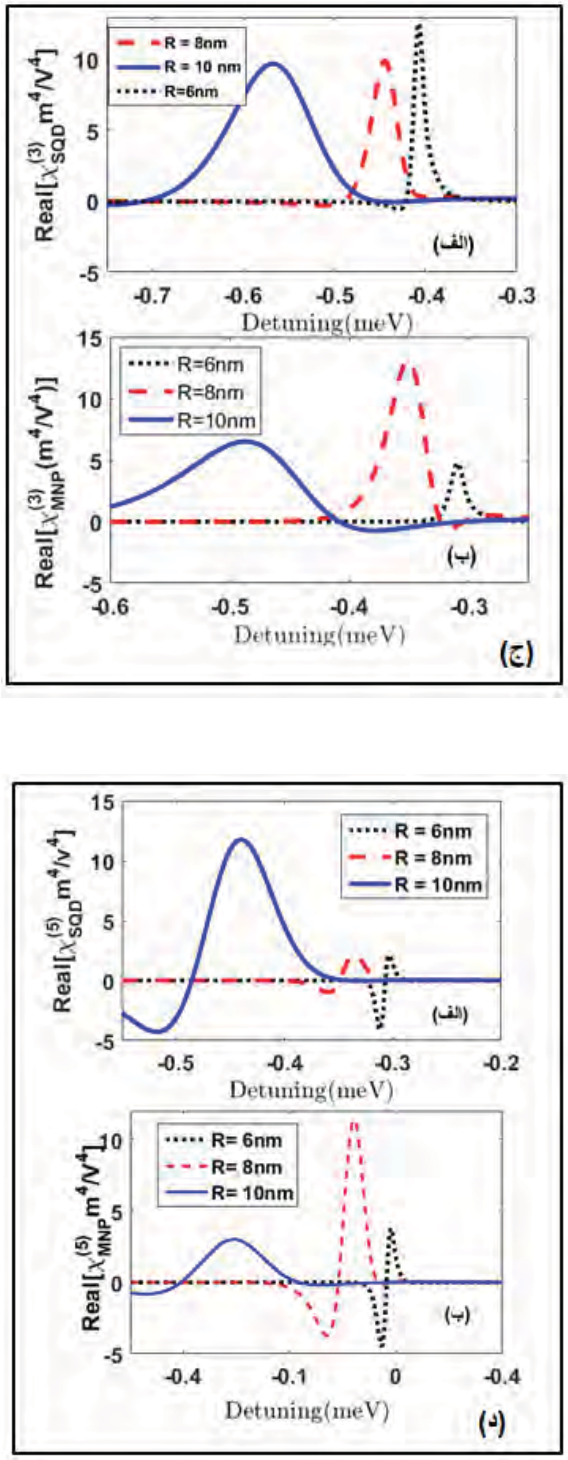
[1] Y. Jie-Yun, et.al .“Optical properties of coupled metal-semiconductor and metal-molecule nanocrystal complexes: Role of multipole effects”,Physical Review B, Vol. 77, pp.165301, 2008.

[2] R. D. Artuso and G. W. Bryant, “Strongly coupled quantum dot-metal nanoparticle systems: Exciton-induced transparency,discontinuous response, and suppression as driven quantum oscillator effects,” Phys. Rev. B, Vol. 82, 195419-1, 2010.

[3] A. F. terzis, S. G. Kosionis, J. Bovitsis and E. Paspalakis, “Nonlinear optical susceptibilities of semiconductor quantum dot – metal nanoparticle hybrids,”Jornal of Modern Optics, Vol. 63(5), 451-261, 2015.

[4] P. R. West, S. Ishii, G. V. Naik, N. K. Emani, V. M. Shalaev and A. Boltasseva, “Searching for better plasmonic materials,” Laser andphotonics Rev, Vol. 4(6), 795-808, 2010.

[5] S. G. Kosionis, A. F. Terzis, S. M. Sadeghi, E. Paspalakis, “Optical response of a quantum dot–metalnanoparticle hybrid interacting with a weak probe field,” J. Phys.: Condens. Matter 25, 0453042013.



شکل۲: نمودار نرمالیزه شده پذیرفتاریهای مرتبه سوم و پنجم سیستم کوانتومی - نانوذره فلزی برحسب تابعی از نامیزانی δ.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۲۱۳۶-۱۰-A

بررسی خواص اپتیکی غیرخطی پروسکایت‌های آلی- معدنی دوبعدی و سه بعدی

فاطمه ارشادی[۱]، صغری میرارشادی[۲] و فرهاد ستاری[۱]

[۱]گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل

[۲]گروه علوم مهندسی، دانشکده فناوری‌های نوین، دانشگاه محقق اردبیلی، نمین

Email:fatemehershadi733@gmail.com

چکیده –در این مقاله خواص اپتیکی غیرخطی ساختارهای دوبعدی و سه بعدی هیبریدی آلی- معدنی که کاربرد بسیاری در نسل جدید سلول‌های خورشیدی، دیودهای نورگسیل و ادوات اپتوالکترونیک یدارند، مورد مطالعه قرار گرفته است. برای بررسی خواص اپتیکی غیرخطی ساختار سه بعدی $CH_3NH_3FeCl_3$ و دوبعدی $(CH_3(CH_2)_3NH_3)_2FeCl_4$ و $(C_6H_5(CH_2)_2NH_3)_2FeCl_4$ روش جاروب-Z توسط لیزر پیوسته با طول موج ۵۳۲ نانومتر بکار گرفته شده است. این خواص شامل ضریب جذب غیرخطی، ضریب شکست غیرخطی و پذیرفتاری غیرخطی مرتبه سوم می‌باشد که به کمک نمودارهای آزمایش جاروب-Z محاسبه شده است. سپس تاثیر نوع کاتیون آلی بر روی خواص اپتیکی غیرخطی ساختارهای مذکور بطور تجربی مطالعه شده است. امید داریم که بتوان از این ساختارها در ادوات اپتیکی غیرخطی بهره برد.

کلید واژه- اپتیک غیرخطی، پروسکایت، جاروب-Z، ضریب شکست غیرخطی.

Investigation of nonlinear optical properties of 2D/3D organic-inorganicperovskites

Fatemeh Ershadi[1], Soghra Mirershadi[2] and Farhad Sattari[1]

[1]Department of Physics, Faculty of Sciences, University of MohagheghArdabili, Ardabil

[2]Department of Engineering Sciences, Faculty of Advanced Technologies, University of MohagheghArdabili, Namin

Abstract -In this paper, the nonlinear optical properties of two-dimensional and three-dimensional structures of organic-inorganic hybrids used in the new generation of solar cells, light emitting diodes and optoelectronic devices are presented. We investigated the nonlinear optical properties of 3D $CH_3NH_3FeCl_3$ hybrids and 2D $(CH_3(CH_2)_3NH_3)_2FeCl_4$ and $(C_6H_5(CH_2)_2NH_3)_2FeCl_4$ using a Z-Scan technique, by continuous laser beam with a wavelength of 532 nm. Nonlinear refractive index, nonlinear absorption coefficient and third order susceptibilities is determined under laser excitation. The effect of organic cation on the nonlinear optical properties of the structures have been studied experimentally. We hope to use these structures in nonlinear optical devices.

Keyword - Perovskite, Nonlinear optical properties, nonlinear repulsion ratio, Organic-inorganic hybrids, Z-Scan

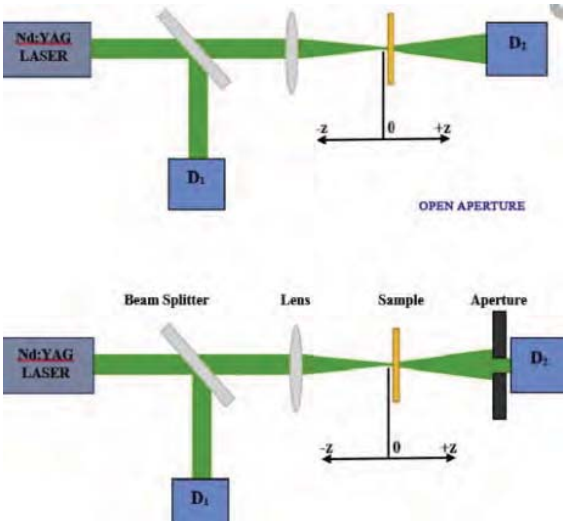
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

در طی دهه‌های اخیر، مطالعات بسیاری برای دستیابی به خواص نوری غیرخطی صورت گرفته است. یکی از ویژگی‌های قابل توجه ساختارهای دو بعدی و سه بعدی، خواص اپتیکی غیرخطی آن‌ها می‌باشد.پاسخ نوری غیرخطی این ساختارها به باریکه‌های پرشدت لیزرها، نوید بکارگیری این مواد را در ادوات نوری مختلف مانند دیودهای نورگسیل و سلول‌های خورشیدی می‌دهد[۱]. روش جاروب-Zکه تکنیکی ساده و با حساسیت بالا برای مطالعه خواص اپتیکی غیرخطی است، توسط شیخ بهایی در سال ۱۹۸۹ ابداع شد[۲]. از سوی دیگر اخیرا ساختارهای هیبریدی آلی- معدنی با تلفیقی از خواص مطلوب مواد آلی و معدنی مورد توجه قرار گرفته است.

روش آزمایش

در این مقاله برای بررسی خواص اپتیکی غیرخطی ساختارهای دوبعدی و سه بعدی پروسکایتی از روش جاروب-Zبهره بردیم. این روش شامل دو چیدمان است:۱- جاروب-Zبا دیافراگم باز برای تعیین ضریب شکست غیرخطی(n_2) ۲-جاروب-Zبا دیافراگم بسته برای اندازه-گیری ضریب جذب غیر خطی(β).ابتدا یک پرتو باریک از لیزرگاوسی با عبور از عدسی به سمت ماده فرستاده می‌شود. آشکار ساز D_1شدت باریکه ها را به عنوان پرتو مرجع اندازه‌گیری می‌کند، این پرتو ازنمونه‌ای که حول کانون عدسی است عبور کرده و سپس شدت پرتو لیزر عبوری توسط آشکارساز D_2ثبت می‌شود. تحت این شرایط تابندگی در محل کانون توسط رابطه$I_0=\frac{2p_0}{\pi\omega_{0f}^2}$بدست می‌آید.($P_0$)توان ورودی و ω_{0f}شعاع باریکه در محل کانون است. شعاع باریکه در محل کانون (ω_{0f}=۳/۳۸۸cm) و نیز طول رایلی که از رابطه $z_0=\frac{k\omega_0^2}{2}$ تقریبا ۶۷/۷mm حاصل شد. همچنین توان لیزرmW ۵۵ و تابندگی در محل کانون برابر(cm^2/W) ۳/۰۶۶ ×۱۰^{۳} محاسبه شد. تراگسیلندگی خطی طبق رابطه$S=1-exp\,(-2\,r_a^2/\omega_a^2)$ برابر S=۰/۹۵ بدست آمد. و همچنین شعاع باریکه در روزنه توسط رابطه $\omega_a^2=\omega_{0f}(1+z^2/z_0^2)$ بدست می‌آید که r_a شعاع روزنه و z_a شعاع پرتو در محل روزنه است.



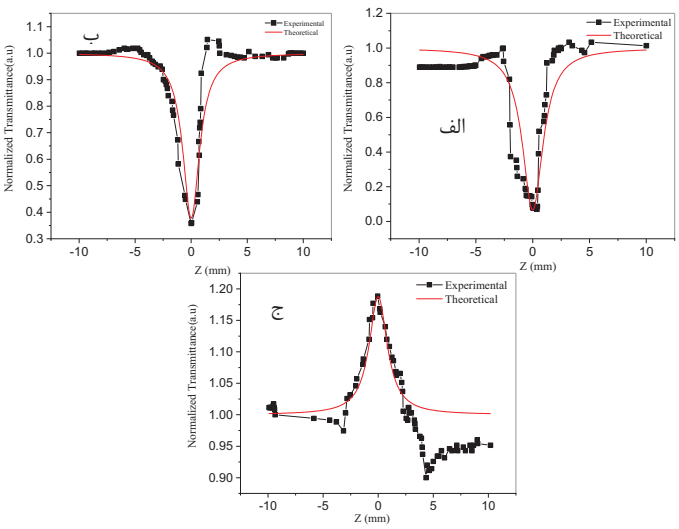
شکل ۱: شکل چیدمان با دیافراگم باز و دیافراگم بسته[۵].

بحث و بررسی

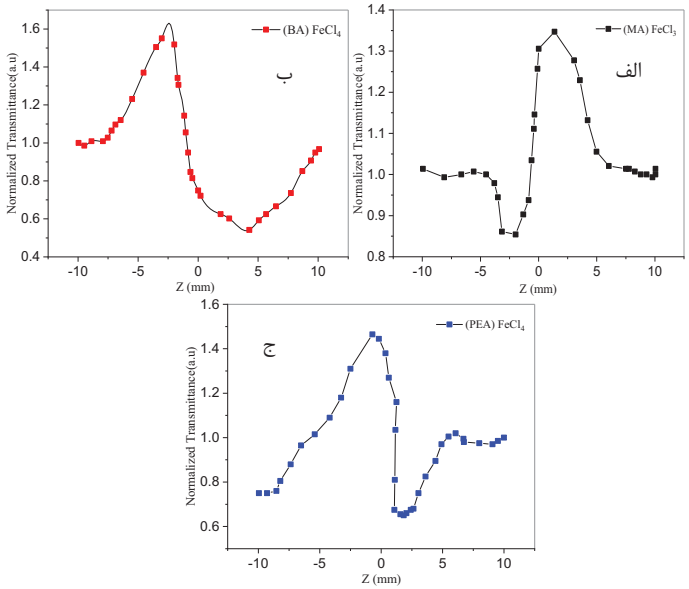
در این تحقیق خواص اپتیکی غیرخطی مرتبه سوم ساختار دو بعدی و سه بعدی هیبریدهای آلی-معدنی، از جمله ضریب شکست غیرخطیn_2 و ضریب شکست غیر خطی βو پذیرفتاری غیرخطی مرتبه سوم$\chi^{(3)}$ مورد بررسی قرار گرفته است.همچنین ضریب جذب خطی توسط روش مرسوم وتحت تابش با شدت‌های کم پرتو لیزر و در ناحیه خطی پاسخ ماده، توسط رابطه $\alpha=-\frac{1}{L}Ln\left(\frac{I}{I_0}\right)$ تعیین گردید که در آن I_0وIبیانگر شدت نور تابشی و عبوری از نمونه وl ضخامت آن است.همچنین طول موثر را می‌توان توسط رابطه $L_{eff}=(1-e^{-\alpha l})/\alpha$ بدست آورد. تغییرات فاز در محل کانون از رابطه $|\Delta\varphi_0|$=$0.406(1\text{-}S)^{0.27}$$\Delta T_{P\text{-}V}$بدست می‌آید. که در این رابطه $\Delta T_{P\text{-}V}$ بیانگر اختلاف شدت دره و قله در نمودار بهنجار شده تراگسیلندگی است. با جاگذاری مقدار$\Delta\varphi_0$ در رابطه $|\Delta\varphi_0|=\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)n_2I_0L_{eff}$می‌توان ضریب شکست

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

غیرخطی رامحاسبه کرد[۳].در این تحقیق برای دست یابی به ضریب جذب غیرخطی از روش جاروب-Z با روزنه باز استفاده شده است. بطور خلاصه هنگام جاروب با روزنه باز، اگر با حرکت نمونه به طرف کانون یک بیشینه (کمینه) در نمودار تراگسیلندگی دیده شود به پدیده جذب اشباع (جذب دوفوتونی) اشاره می‌کند و بیانگر ضریب جذب غیرخطی منفی (مثبت) است[۴].نمودار تراگسیلندگی جاروب-Z با روزنه باز برای ساختار هیبریدی آلی- معدنی $MAFeCl_3$با کاتیون آلی متیل آمین در شکل (۲-الف) آورده شده است. وجود یک کمینه (دره) در نمودار دلیل بر جذب دوفوتونی می‌باشد،که همین امر باعث غلبه دره بر قله و عدم تقارن در نمودار تراگسیلندگی جاروب-Z با روزنه بسته خواهد شد. نمودار تراگسیلندگی جاروب-Z با روزنه باز برای ساختار هیبریدی آلی-معدنی$(BA)_2FeCl_4$با کاتیون آلی بوتیل آمیندر شکل (۲-ب) آورده شده است، در این نمودار نیز به دلیل وجود یک کمینه پدیده جذب دوفوتونی اتفاق افتاده است. همچنین نمودار تراگسیلندگی جاروب-Z با روزنه باز برای ساختار هیبریدی آلی-معدنی $(PEA)_2FeCl_4$با کاتیون آلی فنتیل آمین در شکل(۲-ج) آورده شده است. در این نمودار وجود یک بیشینه (قله) حاکی از این است که پدیده جذب اشباع اتفاق افتاده است که باز هم این پدیده جذب اشباع باعث ایجاد عدم تقارن نمودار تراگسیلندگی جاروب-Z با روزنه بسته وغلبه‌ی قله به دره، در آن خواهد شد. همچنین این ساختار دارای جذب اشباع بالایی نسبت به سایر نمونه‌ها می‌باشد. در ادامه نتایج حاصل از تراگسیلندگی جاروب-Zبا روزنه بسته برای ساختارهای هیبریدی با کاتیون‌های آلی مختلف در شکل(۳) آورده شده است. افزایش شدت نور عبوری برای حالتی که نمونه قبل از کانون قرار گرفته باشد و کاهش شدت برای حالتی که نمونه بعد از کانون قرار می‌گیرد، برای ساختارهای هیبریدی با کاتیون آلی بوتیل آمین و فنتیل آمین در شکل(۳-بوج) نشان دهنده‌ی خودواکانونی که بیانگر رفتار غیرخطی منفی است، و همچنین کاهش شدت نور عبوری برای حالتی که نمونه قبل از کانون قرار دارد و افزایش شدت برای حالتی که نمونه بعد از کانون قرار دارد برای ساختارهای هیبریدی با کاتیون آلی متیل آمین در شکل (۳-الف) نشان دهنده‌ی خود کانونی متناظر با رفتار غیرخطی مثبت است.



شکل ۲: نمودار تراگسیلندگی بهنجار شده در حالت روزنه باز هیبریدهای الف) $MAFeCl_3$ب) $(BA)_2FeCl_4$و ج) $(PEA)_2FeCl_4$



شکل ۳: نمودار تراگسیلندگی بهنجار شده در حالت روزنه بسته هیبریدهای الف) $MAFeCl_3$ب) $(BA)_2FeCl_4$و ج) $(PEA)_2FeCl_4$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

جدول ۱: نتایج مربوط به محاسبات ضرایب اپتیکی غیرخطی

نـــوع ســـاختار هیبریدی	$\alpha(cm^{-1})$	$L_{eff}(nm)$
$MAFeCl_3$	۲/۶۳×۱۰^{۱۳}	۲۷۸
$(BA)_2FeCl_4$	۳/۸۷×۱۰^{۱۳}	۲۲۱/۰۷
$(PEA)_2 FeCl_4$	۲/۲۷×۱۰^{۱۳}	۲۹۸

به وسیله برازش منحنی‌های حاصل از داده های تجربی با رابطه تقریبی $\Delta T(Z)\approx\frac{q_0}{2\sqrt{2}}\left[\frac{1}{1+Z^2/Z_0^2}\right]$ می‌توان مقدار ضریب q_0 را تعیین نمود و با معلوم بودن آن طبق رابطه $q_0=\beta I_0 L_{eff}$ می‌توان ضریب جذب اشباع βرا بدست آورد[۱].

مقادیر حاصل از این محاسبات و همچنین قسمت های حقیقی و موهومی پذیرفتاری غیرخطی برای هریک از ساختارهای هیبریدی تعیین گردیده و نتایج حاصل از آن در جدول (۱) آورده شده است. همچنین نتایج حاصل از محاسبات ضریب جذب خطی و طول موثر در جدول (۲) آورده شده است.

نتیجه گیری

می‌توان نتیجه گرفت در این ساختارهای پروسکایتی آلی-معدنی با تغییر نوع ماده آلی می‌توان خواص اپتیکی مختلف و همچنین انواع مختلف پدیده‌های غیرخطی، مانند جذب اشباع یا جذب دوفوتونی و نیز خودکانونی و خودواکانونی نیز حاصل می‌شود. امید می‌رود که از این ساختارها بتوانند در آینده‌ای نزدیک در ادوات اپتومغناطیسی نوین مورد استفاده قرار گیرند.

جدول ۲: نتایج مربوط به محاسبات ضریب جذب خطی و طول موثر ساختارهای هیبریدی

نوع ساختار هیبریدی	n_2 (cm^2/w)	cm/w)(	(m^2/v^2)	(esu)	(esu)	γ (esu)
$MAFeCl_3$	۲/۸۰ ×۱۰$^{-۴}$	۳۰/۵۰	۹/۸۴×۱۰$^{-۲}$	۴/۲۸×۱۰$^{-۲}$	۲/۹۶×۱۰$^{-۲}$	۰/۰۸۸۳×۱۰$^{-۲}$
$(BA)_2FeCl_4$	-۷/۲۲×۱۰$^{-۴}$	۲۵	۷/۵×۱۰$^{-۲}$	۳/۹۳×۱۰$^{-۲}$	۸/۵۴×۱۰$^{-۲}$	۰/۰۸۰۱×۱۰$^{-۲}$
$(PEA)_2 FeCl_4$	-۴/۳۲×۱۰$^{-۴}$	-۵/۷۴	۲/۹۲×۱۰$^{-۲}$	-۵۸/۰۱×۱۰$^{-۲}$	۳/۲۸×۱۰$^{-۲}$	۰/۱۸۴×۱۰$^{-۲}$

مرجع ها

[1] S. Mirershadi, S. Ahmadi-Kandjani, A. Zawadzka, H Rouhbakhsh, B.Sahraoui"Third order nonlinear optical properties of organometal halide perovskite by means of the Z-scan technique", *Chem. Phys. Lett*, Vol. 647, pp.7-13, 2016.

[2] M. Era, S. Morimoto, T. Tsutsui, S. Saito, "Organic-inorganic heterostructure electroluminescent device using a layered perovskite semiconductor $(C_6H_5C_2H_4NH_3)_2PbI_4$", *Applied physics lett*, Vol.65, pp.676-678, 1994.

[3] S. Mirershadi,F. Sattari, A. Alipour, S. Z. Mortazavi, "Non-linear Thermo-Optical Properties of MoS_2Nanoflakes by Means of the Z-Scan Technique", *Frontiers in Physics*, Vol.8, pp.96-100, 2020.

[4] M. C. Sreenath, S. Mathew, I. H. Joe, V. K. Rastogi, "Z-scan measurements of the third-order optical nonlinearities and vibrational spectral studies by DFT computations on azo dye 1-(2-Methylphenylazo)-2-napthol",*Optics & Laser Technology*, Vol. 97, pp.390-399, 2017.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۵۵-۱۰-A

بررسی پارامترهای لیزری در جوش‌کاری صفحات ضخیم فولادی با لیزر فیبر توان بالا

محمدجواد سبحانی، علی چهرقانی، محمدجواد ترکمنی، سید حسن نبوی

مرکز ملی علوم و فنون لیزر ایران(sajem.physics@gmail.com)

چکیده –در جوش‌کاری لیزری انواع ورق‌های فولادی با ضخامت بیش از ۲ میلی‌متر لازم است از لیزرهای پیوسته و توان بالا برای حفظ دوام سوراخ‌کلیدی در عمق قطعه کار استفاده شود.به دلیل ضخامت بالای ورقو افزایش توان ورودی که با ناپایداری ذاتی سوراخ‌کلیدی همراه است، عیوبی مانند افت و خیز سطح جوش و تخلخل در عمق جوش افزایش پیدا می‌کند و منجر به کاهش خواص مکانیکی آن می‌گردد.بنابراین دستیابی به پارامترهای مناسب جهت کاهش این عیوب ضروری است.در این مقاله تاثیر پارامترهای توان، اندازه لکه، سرعت جوش‌کاری و فاصله بین دو صفحه در جوش‌کاری لب‌به‌لب ورق‌های فولادی به ضخامت ۵ میلی-متر با استفاده از لیزر فیبر ۳کیلووات بررسی شده است.

کلید واژه- پارامترهای لیزری، جوش‌کاری لیزری،ورق فولاد st52،لیزر فیبر 3-kW.

Investigation of Laser Parameters in Laser Welding of Thick Steel Sheets by High Power Fiber Laser

M.J. Sobhani, A. Cherghani, M.J. Torkamany, S.H. Nabavi

Iranian National Center for Laser Science and Technology (sajem.physics@gmail.com)

In laser welding of steel plates for more than 2mm in thickness, it is necessary to use high-power continuous-wave lasers to maintain the keyhole in the depth of the workpiece. Due to high thickness of the sheets and increase in the input power, defects e.g. underfill, root humping, and porosity in the weld depth will increase, lead to inhomogeneity of the weld, and reduce its mechanical properties. Therefore, determination of appropriate laser parameters is highly effective and plays a crucial role in reducing those defects. In this paper, the effect of laser parameters such as its power, welding speed, beam diameter, and the gap between two plates in butt welding of the 5mm-thick steel plates has been investigated using a 3-kW fiber laser.

Keywords: 3-kW Fiber Laser, St-52 steel sheet, Laser Parameter, Laser Welding.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

اتصال صفحات و ساختارهای ضخیم در صنایع گوناگونی مانند فولادسازی، کشتی‌سازی، خطوط تولید لوله و صنایع انرژی به طور گسترده‌ای به کار گرفته می‌شود. فرآیندهای متداول برایاتصال این سازه‌های ضخیم عبارتند از جوش قوس الکتریکی، جوش پرتوی الکترونی و جوش پرتوی لیزری. بازدهی محدود، سرعت پایین، عدم یکنواختی در شکل جوش و نیاز به چندین عبور خط جوش از معایب جوش های متداول مانند قوس الکتریکی هستند. در دهه-های گذشته جوش پرتوی الکترونی و لیزری به دلیل بازدهی بالا، یکنواختی شکل جوش و باریک بودن عرض آن، کاربرد بیشتری در صنایع پیدا کردهاست. از طرفی جوش پرتوی الکترونی برای اتصال سازه‌های بزرگ به اتاق یا اتاقک خلاء نیازمند است. ازین رو جوش پرتوی لیزری نسبت به این دو روش، برتری بسیاری دارد [۱].

جوش‌کاری لیزری ورق‌هایفولاد در خطوط تولید و در فرآیند نَورد امری بسیارکاربردی می‌باشد. در این فرآیند معمولا از لیزرCO_2 به دلیل توان بالا و کیفیت پرتو بسیار مطلوب، استفاده می‌شود.یکنواخت بودن شکل جوش بدون هیچ‌گونه پستی و بلندی، پارامتری کلیدی در فرآیند نَورد می‌باشد و موجب افزایش طول عمر خط نَورد می-گردد.بدین منظور، پس از بهینه‌سازی پارامترهای جوش، با استفاده از سیستم غلتک در دو سطح بالایی و پایینی جوش،برآمدگی‌هاحذف شده و سطح جوش هموار می-گردد[۲و۳].در ده‌های اخیر، در میان لیزرهای توان بالا، لیزرهای فیبر و دیسک به دلیل عمق نفوذ زیاد و سرعت جوش‌کاری بالا در فلزات مختلف،به‌صورت گسترده به کار گرفته می‌شود[۴]. کیفیت پرتو، بازدهی بالا و امکان انتقال باریکه لیزر به وسیله فیبر قابل حمل،دیگر ویژگی‌هایی هستند که باعث توسعه بیشتر این لیزرهاشده است [۵].از مزایای استفاده از لیزر فیبر (طول موج 1μm) نسبت به لیزرCO_2 (طول موج10μm)، پهنای جوش باریک‌تراست. همچنین در صورتیکه از جوش‌کاری با طول موج 10μmاستفاده گردد، میزان مواد مذاب پاشیده شده بیشتر خواهد گردید[۶].

مواد و روش تحقیق

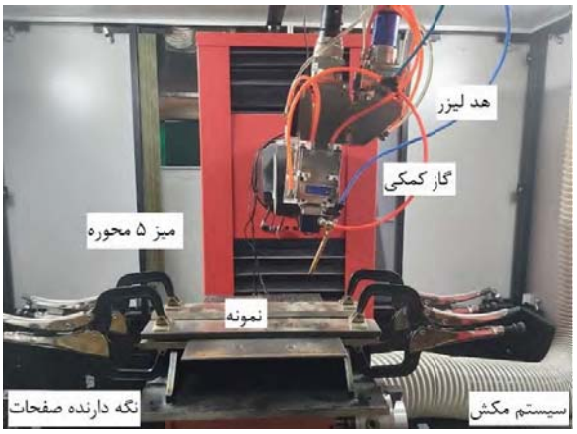
در این تحقیق با استفاده از لیزرفیبر پیوسته مالتی مُد، مدلYFL-3000-MM با دمش دیودی، بیشینه توان3000Wو طول موج 1080nm، جوش‌کاری ورقه‌های فولاد ساده کربنی به ضخامت 5mm انجام شده است. کیفیت پرتو (M^2)این لیزر کوچک‌تر از 20 می‌باشد. چیدمان لیزری مطابق شکل (۱) و نمونه با توان‌های 2400-2600W تابش‌دهی شده‌اند. فاصله کانونی سیستم اپتیکی برابر با 75mm و نمونه در ارتفاع‌های 75-77mm قرار داده شده‌اند. برای جابه‌جایی نمونه‌ها در سرعت‌های مختلف، از میز متحرک ۵ محوره استفاده شده است. برای محافظت از جوش و جلوگیری از اکسید شدن آن، گاز آرگون با خلوص 99.995 و با سرعت شارش 10lit/min برروی نمونه جریان دارد. برای تهیه تصاویر نیز از میکروسکوپ نوری استفاده گردیده است. در فرآیند جوش‌کاری لیزری پارامترهای متعددی وجود دارند و بهینه‌سازی هریک از آن‌ها موجب بهبود کیفیت جوش می‌گردد. توان لیزر و اندازه لکه (چگالی توان)،سرعت حرکتو فاصله بین دو لبه ورق (گپ)، پارامترهایی هستند که در اینپژوهش مورد بررسی قرار گرفته‌اند.هدف از این مطالعه دستیابی به پارامترهای بهینه لیزری برای حذف فرورفتگی و برآمدگیدر دو سطح بالایی و پایینی خط جوش می‌باشد، به طوری که سطح همواری در شکل جوش حاصل شود. همچنین به منظور بررسی استحکام جوش‌های ایجاد شده، از دستگاه تست اریکسون استفاده شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

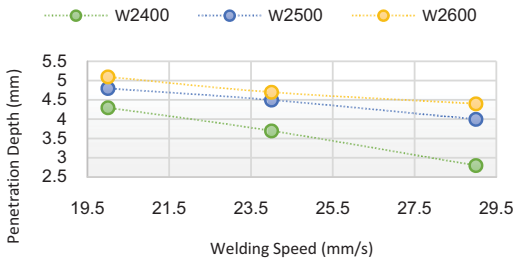
نتایج و بحث

(الف) تعیین پارامترهای جوش‌کاری برای دستیابی به نفوذ کامل پرتو در ورق 5mm

برای دستیابی به عمق جوش مناسب در ورق 5mm ابتدا می‌بایست پارامترهایی برای این فرآیند تعیین شود. بدین منظور با استفاده از ورق با ضخامت بیشتر از 5mm و از همان جنس، عمق نفوذ پرتو با توان و سرعت‌های متفاوت اندازه‌گیری شده‌اند. این قسمت از آزمایش به صورت جوش برروی تک ورق انجام شده است. در نمودار شکل (۲) نتایج این بخش مشاهده می‌شود. از این نمودار می‌توان دریافت که برای دستیابی به عمق نفوذ 5mm، توان‌های بالای 2500W و سرعت‌های کمتر از 25mm/s مورد تایید می‌باشند.



شکل ۱: چیدمان آزمایشگاهی جوش‌کاری با لیزر فیبر 3-kW.



شکل ۲: میزان عمق نفوذ پرتو لیزر بر حسب سرعت به صورت bead on plate و در توان‌های 2400, 2500, 2600W.

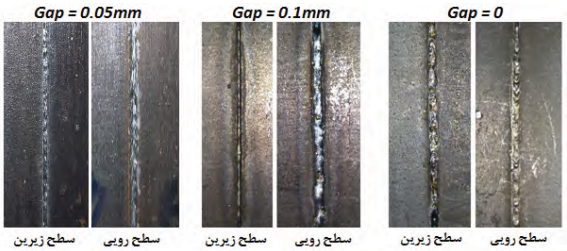
(ب) بهینه‌سازی پارامترهای لیزری برای حذف فرورفتگی و برآمدگی حاصل از جوش‌کاری

برای دست‌یابی به جوش لیزری با کیفیت مناسب، تنظیم باریکه لیزری روی لبه‌های ورق به درستی انجام گردید.همچنین برای کاهش حساسیت سیستم وبهبود کیفیت جوش از "گپ" بین لبه‌ها استفاده می‌شود.پساز دستیابی به سرعت و چگالی توان مناسب، نقش گپ در بین دو لبه‌ی ورق‌ها بررسی و پارامترهای نهایی، بهینه-سازی شده است. میزان گپ نیز در دو مرحله، به مقدار 50 و 100 میکرومتر درنظر گرفته شده است. در جدول (۱) پارامترهای آزمایش برای بهینه‌سازی فرآیند جوش‌کاری گردآوری شده است.نتایج نشان می‌دهند زمانی که جوش-کاری لیزری "بدون گپ" انجام می‌شود،برآمدگی سطح جوش در بالا تقریبا حذف می‌گردد ولی ریشه جوش در پایین افزایش می‌یابد. هنگامی‌که گپ افزایش می-یابد(100µm)، اثر فرورفتگی در سطح بالایی افزایش می-یابد. بنابراین یافتن میزان گپ مناسب برای رفع این عیوب بسیار مهم است. در این آزمایش گپ 50µm کمک شایانی برای بهبود کیفیت جوش نمود. همچنین برای حذف فرورفتگی نیزمی‌توان از سرعت‌های بالاتر بهره برد. در شکل (۳) تصاویر مربط به تغییرات گپ گردآوری شده است.

Sample	H (mm)	P (W)	PD (kW/mm²)	V (mm/s)	Gap (mm)
1	75	2600	115	24	0
2				29	
3				24	0.05
4				29	
5				24	0.1
6				29	
7	77	2600	41	24	0
8				29	
9				24	0.05
10				29	
11				24	0.1
12				29	

جدول ۱: شرایط جوش‌کاری لب به لب فولاد ساده کربنی به ضخامت 5mm.

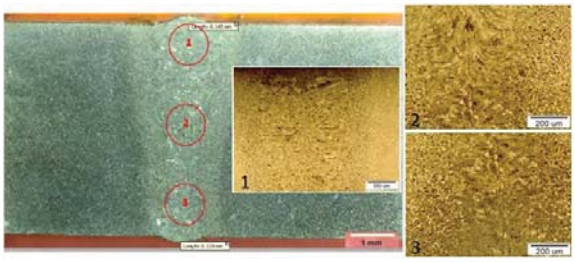
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



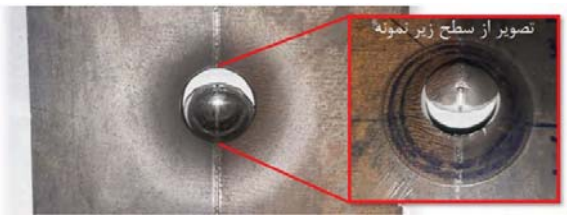
شکل ۳: تاثیر پارامتر گپ برروی شکل جوش. نمونه‌ها به ترتیب از راست به چپ ۷، ۱۱ و ۹ متناظر با جدول ۱.

(ج) بررسی میکروساختاری جوش

در شکل (۴) تصاویر میکروساختاری از جوش لیزری تهیه شده است.همان‌گونه که در تصاویر مشاهده می‌شود، مقاطع جوش کاری دارای ساختارهای فریتی-پرلیتیمی- باشند. با توجه به تصاویر، مشاهده می‌شودکه تقارنجوش به طور کامل حفظ شده و برآمدگی در هر دو سطحجوش کمتر از 150µm می‌باشد. بنابراین شکل جوش تا حد قابل قبولییکنواخت می‌باشد.در نهایت برای بررسی استحکام جوش، تست اریکسون انجام گردید. در شکل (۵) مشاهده می‌شود که جدا شدگی صفحه از خط جوش نمی‌باشد و استحکام جوش مورد تایید است.



شکل ۴: تصاویر میکروساختاری از جوش ورق فولاد 5mm (نمونه ۹).



شکل ۵: تست اریکسون از جوش نمونه ۹ متناظر با جدول ۱.

نتیجه‌گیری

در این مقاله با استفاده از لیزر 3-kW فیبر، جوش‌کاری صفحات 5mm فولاد ساده کربنی انجام شد. شرایط بهینه برای حذف فرورفتگی و برآمدگی ناشی از جوش عبارتند از P=2600W, H=77mm, V=24mm/s, PD=41kW/mm^2, Gap=0.05mm. باتوجه به نتایج آزمایش، گپ 100µmبرای این نوع جوش‌کاری زیاد است و موجب افزایش فرورفتگی درسطح بالای جوش می‌گردد. گپ صفر نیز منجر به کاهش برآمدگی سطح بالا و افزایشبرآمدگی پایین می‌گردد. در گپ50µmایدآل‌ترین فاصله برای هموار نمودن سطح جوش می‌باشد.

مرجع‌ها

[1] Zhang M, Chen G, Zhou Y, Liao S. Optimization of deep penetration laser welding of thick stainless steel with a 10 kW fiber laser. Materials & Design. 2014 Jan 1;53:568-76.

[2]Kido M, Sugihashi A, Yamamoto H, Maeda K, Hamada N, Minamida K, Kikuma T. Development of 45kW Laser Welding System for Continuous Finish-Rolling. SHINNITTETSU GIHO. 2003:80-3.

[3]Lienert T, Siewert T, Babu S, Acoff V. Roll Welding and Laser Roll Welding.

[4]Zhang X, Ashida E, Katayama S, Mizutani M. Deep penetration welding of thick section steels with 10 kW fiber laser. Quarterly Journal of the Japan Welding Society. 2009;27(2):64s-8s.

[5] Kawahito Y, Mizutani M, Katayama S. High quality welding of stainless steel with 10 kW high power fibre laser. Science and Technology of Welding and Joining. 2009 May 1;14(4):288-94.

[6] Frostevarg J. Factors affecting weld root morphology in laser keyhole welding. Optics and Lasers in Engineering. 2018 Feb 1;101:89-98.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۱۳۳-۱۰-A

طراحی تقویت‌کننده فیبری تک-عبوری Tm:ZBLAN با درنظر گرفتن اثر ASE

مریم ایلچی قزاانی

پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده فوتونیک و فناوری‌های کوانتومی، تهران، ایران

milchi@aeoi.org.ir

چکیده – در این مقاله، یک تقویت‌کننده فیبری تک عبوری ZBLAN با آلاییدگی تولیم (Tm) در محدوده طول‌موجی IR ارائه شده است. مدل‌سازی عددی بر اساس حل معادلات نرخ پایا (موج پیوسته) با درنظر گرفتن اثر نویز گسیل خودبخودی تقویت شده (ASE) انجام شده است. از طول‌موج ۱۰۵۰ nm به منظور تقویت ناحیه باند-S مخابراتی استفاده شده است و سیگنال در طول‌موج ۱۴۶۰ nm تقویت می‌شود. به این ترتیب، با بررسی عملکرد پارامترهای مختلف، شرایط بهینه تقویت به دست آمده است.

کلید واژه- تقویت‌کننده فیبری، تولیم-فلوراید، ZBLAN، گسیل خودبخودی تقویت شده (ASE)، مدل‌سازی عددی.

Design of the single-passTm:ZBLAN Fiber Amplifier by Considering the ASE Effect

Maryam Ilchi-Ghazaani

Nuclear Science and Technology Research Institute, Photonics and Quantum Technologies Research School,Tehran, Iran

Abstract- In this paper, a single-pass ZBLAN fiber amplifier with thulium (Tm) dopantin the IR wavelength range is presented. Numerical modeling is based on solving steady-state(continuous wave) rate equations taking into account the effect of spontaneously amplified emission noise (ASE). A wavelength of 1050 nm is used to amplify the S-band communication area, and the signal is amplified to a wavelength of 1460 nm. Furthermore, by investigating the performance of various parameters, the optimal conditions of the amplifying is obtained.

Keywords: Fiber Amplifier, Thulium-Fluoride, ZBLAN, Amplified Spontaneous Emission (ASE), Numerical Modeling.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

امروزه، تقویت‌کننده‌های فیبری بر پایه تولیم(TDFA) درناحیه طول‌موجی مادون قرمز به دلیل کاربردهای چشمگیر در مخابرات نوری، مسافت‌یابی، سنجش از راه دور و زیست پزشکی بسیار مورد توجه‌اند.همچنین، آلاینده تولیم در ۱۴۷۰ nm می‌تواند برای تقویت باند-Sمخابراتی (۱۴۶۰-۱۵۲۰ nm) بسیار کاربردی باشد [۱].

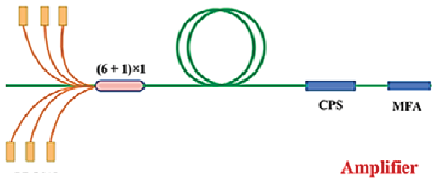
فیبرهای مختلفی مانند سیلیکای استاندارد [۲، ۳] و شیشه فلوراید (ZBLAN) [۴، ۵]به عنوان ماده میزبان برای آلاینده تولیم مورد استفاده قرار می‌گیرند.فیبرهای بر پایه فلوراید در مقایسه با فیبرهای سیلیکا انرژی فونونی پایین‌تری دارند و در نتیجه، بازده کوانتومی بالایی را در گذارهای لیزری تولیم ایجاد می‌کنند و نیز سبب کاهش احتمال واهلش متقاطع چند فونونی می‌شوند.در نتیجه، توان خروجی و بازده کوانتومی لیزرهای فیبری سیلیکا Tm^{+3} کاملاً محدود است.

روش‌های مختلفی که برای فیلتر کردن ASE ناخواسته بر روی فیبر آلاییده پیشنهاد شده است شامل؛ توری‌های فیبری با دوره تناوب زیاد نوسانات، قطر میدان مدی (MFD) بزرگ‌تر، تلفات خمش و فیلتر گاف باند می‌باشند.عملکرد این فیلتر برای فرونشانی گسیل خودبهخود تقویت شده (ASE) در مناطق طول موج‌های ۸۰۰ nm و۱۸۰۰ nm است و بنابراین عملکرد تقویت‌کننده را در ناحیه باند-S بهبود می‌بخشد.

در این مقاله، یک مدل نظری برای طراحی لیزرفیبری آلاییده بهTm در بستر ZBLAN تک-عبوری ارائه شده است که در آن، اثر نویز گسیل خود به خودی تقویت‌شده (ASE)،برای دو خط ۸۰۰ nm و ۱۸۰۰ nm درنظر گرفته شده است تا شرایط بهینه عملکرد تقویت‌کننده در ناحیه باند-S مخابراتی به دست آید.

تئوری

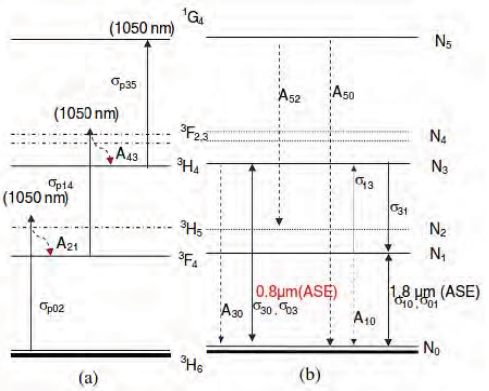
شکل (۱)، طرحواره یک تقویت‌کننده فیبری تک-عبوری را نشان می‌دهد که از لیزرهای دایودی دمش، کمباینر، محیط بهره Tm در بستر ZBLAN، شکافنده غلاف پمپ (CPS)و تعدیل‌کننده‌های میدان مدی (MFA) تشکیل شده است.



شکل ۱: طرحواره تقویت کننده فیبری تک-عبوری Tm:ZBLAN

لیزرهای دیودی دمش با توان بیشینه ۰/۴W در طول‌موج ۱۰۵۰ nm کار می‌کنند و باریکه سیگنال با توان ورودی ۰/۱ W در طول‌موج ۱۴۶۰ nm را در فیبر فعال به طول ۲۵ mتقویت می‌کنند. همچنین، اثرات نویز ASE در خط‌های ۸۰۰ nm و ۱۸۰۰ nm درنظر گرفته شده است.

شکل (۲)، نمودار ترازهای انرژی یون‌های Tm^{+3}در شیشه فلوراید را نشان می‌دهد. جمعیت ترازهای $^3H_6$، $^3F_4$، $^3H_5$، $^3H_4$، $^3F_2$ و $^1G_4$ به ترتیب با N_0، N_1، N_2، N_3، N_4 و N_5 نشان داده می‌شوند. همچنین، در مدل معادلات نرخ، ترازهای $^3F_2$ و $^3F_3$ به دلیل نزدیکی فاصله، یک تراز ($^3F_{2,3}$) درنظر گرفته شده‌اند.



شکل ۲: مکانیسم دمش TDFA در ۱۰۵۰ nm (الف) جذب دمش و (ب) گسیل سیگنال و ASE [۶]

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

با توجه به شکل (۲)، تغییرات جمعیت ترازها در سیستم ۶- ترازی یون‌های Tm سه ظرفیتی به صورت زیر است [۶]:

$$\frac{dN_0}{dt}=-\left(W_{p02}+W_{18a}+W_{8a}\right)N_0+(A_{10}+W_{18c})N_1+(A_{30}+W_{8c})N_3+A_{50}N_5 \quad (۱)$$

$$\frac{dN_1}{dt}=\left(W_{18a}\right)N_0-(A_{10}+W_{p14}+W_{sa}+W_{18c})N_1+(A_{20})N_2+A_{se}N_3 \quad (۲)$$

$$\frac{dN_2}{dt}=\left(W_{p02}\right)N_0+(A_{21}^{nr})N_2+(W_{52})N_5 \quad (۳)$$

$$\frac{dN_3}{dt}=\left(W_{8a}\right)N_0+(W_{sa})N_1-(A_{30}+W_{p35}+W_{se}+W_{8a})N_3+(A_{43})N_4$$

$$\frac{dN_4}{dt}=\left(W_{p14}\right)N_1-(A_{43}^{nr})N_4 \quad (۴)$$

$$\frac{dN_5}{dt}=\left(W_{p35}\right)N_3-(A_{50}+A_{52})N_5 \quad (۵)$$

$$\sum_i N_i=\rho=\frac{2}{b^2}\int_0^\infty n(r)rdr \quad (۶)$$

به علاوه، معادلات آهنگ برای دمش ناهمسو با درنظر گرفتن اثر نویز ASEدر حالت پایا به صورت زیر است [۸]:

$$\frac{dP_p^+}{dz}=-\Gamma(\lambda_p)\left(\sigma_{p02}N_0+\sigma_{p14}N_1+\sigma_{p02}N_3\right)P_p^+-\alpha P_p^+ \quad (۷)$$

$$\frac{dP_s^-}{dz}=+\Gamma(\lambda_s)\left(\sigma_{se}N_3-\sigma_{sa}N_1-\sigma_{p01}N_0\right)P_s^-+\alpha P_s^- \quad (۸)$$

$$\frac{dP_{ASE}^{\pm}}{dz}=\pm\Gamma(\lambda_{ASE})\left(\sigma_{se}N_3-\sigma_{se}N_1+\sigma_{p01}N_0\right)P_{ASE}^{\pm}\pm\Gamma(\lambda_{ASE})2h\nu\Delta\nu\sigma_{se}N_3\mp\alpha P_{ASE}^{\pm} \quad (۹)$$

$$\frac{dP_{ASE}^{8\pm}}{dz}=\pm\Gamma(\lambda_8)\left(\sigma_{30}N_3-\sigma_{03}N_1\right)P_{ASE}^{8\pm}\pm\Gamma(\lambda_8)2h\nu\Delta\nu\sigma_{30}N_3\mp\alpha P_{ASE}^{8\pm} \quad (۱۰)$$

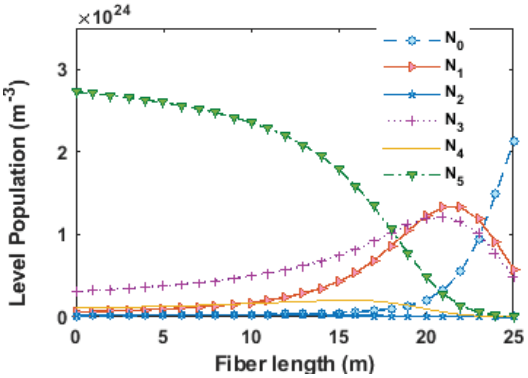
$$\frac{dP_{ASE}^{18\pm}}{dz}=\pm\Gamma(\lambda_{18})\left(\sigma_{10}N_{13}-\sigma_{01}N_0\right)P_{ASE}^{18\pm}\pm\Gamma(\lambda_{18})2h\nu\Delta\nu\sigma_{10}N_1\mp\alpha P_{ASE}^{18\pm} \quad (۱۱)$$

در این معادلات، W_{p01}،W_{p02} و W_{p35}نرخ گذار طول‌موج ۱۰۵۰ nm پمپاست. جذب و گسیل القایی سیگنال به ترتیب توسط W_{sa} و W_{se} توصیف می‌شوند.نرخASEدر nm ۸۰۰ و ۱۸۰۰ nm به ترتیب با W_8 و W_{18} و نرخگذار غیرتابشی به ترتیب با A_{43nr} و A_{21nr} تعریف می‌شود. A_{ij}نرخ تابش از تراز i به ترازj و b شعاع ناحیه آلاییده است.

بحث و نتیجه‌گیری

برای دست‌یابی به بهترین عملکرد سیستم‌های کاربردی، لازم است ویژگی‌های تقویت‌کننده‌ها با استفاده از مدل‌سازی نظری و شبیه‌سازی بهینه شوند. در اینجا، از روش رانگ کوتای مرتبه ۴ برای حل معادلات دیفرانسیل خطی مرتبه اول، (۱۱)-(۱)، استفاده شده است.

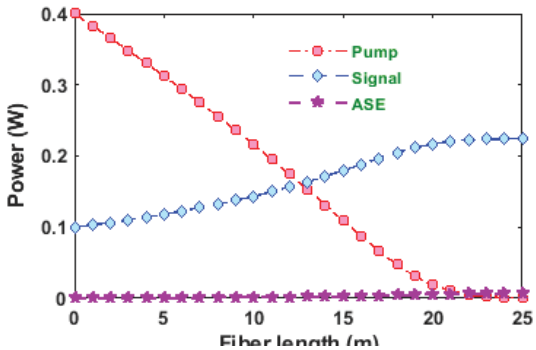
شکل (۳)، تغییرات جمعیت ترازهای مختلف انرژی در طول فیبر محیط فعال را نشان می‌دهد. مطابق شکل، توزیع جمعیت در ترازهای ۲ و ۴ تقریباً صفر است. در ابتدای فیبر که محل تزریق توان دمش است، بیشتر اتم‌ها در تراز تحریکی ۵ قرار داند در حالی‌که در نقطه پایانی فیبر، جمعیت تراز زمینه بیشتر است.



شکل ۳: توزیع جمعیت ترازهای مختلف انرژی در یون‌های Tm در طول فیبر فعال

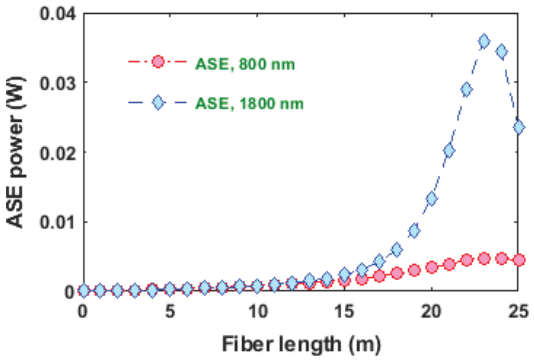
شکل (۴)، توزیع توان‌های دمش، سیگنال و ASE کل در طول تقویت‌کننده تک-عبوری آلاییده به Tmرا نشان می‌دهد. مطابق شکل، با افزایش طول بهره، توان دمش کاهش و توان سیگنال به صورت غیرخطی افزایش می‌یابد. از سوی دیگر، تغییرات توان ASE ناچیز است. همچنین، طول بهینه با درنظر گرفته کمینه ASEدر حدود m ۲۰تخمین زده شده است که با شکل ۵ در توافق است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

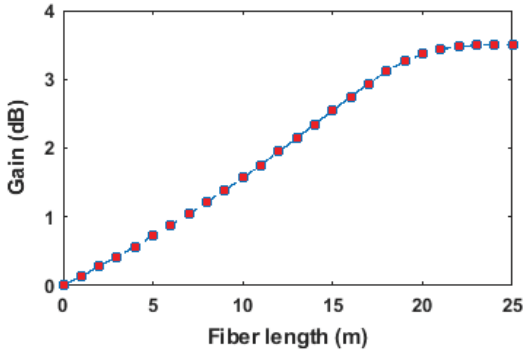


شکل ۴: توزیع توان‌های دمش، سیگنال و ASE در طول فیبر فعال

توزیع توان ASE در طول فیبر برای طول‌موج‌های ۸۰۰ nm و ۱۸۰۰ nm در شکل (۵) آمده است. از آنجا که سیگنال لیزر از انتهای فیبر تزریق می‌شود، نویز ASE در جهت مخالف و از ابتدای فیبر شروع به افزایش کرده و در نقاط پایانی فیبر به بیشینه مقدار خود می‌رسد. مطابق شکل، اثر ASE در طول‌موج ۱۸۰۰ nm قوی‌تر از ۸۰۰ nm است.



شکل ۵: توزیع توان ASE در خطهای ۸۰۰ nm و ۱۸۰۰ nm در طول فیبر فعال



شکل ۶: توزیع بهره Gain (dB) در طول فیبر فعال

در انتها، رفتار منحنی بهره gain (dB) در طول فیبر در شکل (۶) مورد بررسی قرار گرفته است. با تقویت سیگنال ۰٫۱ W و به کارگیری توان دمش ۰٫۴ W می‌توان به بیشینه بهره حدود ۳٫۵ dB دست یافت. همچنین، رفتار غیرخطی منحنی بهره از رفتار سیگنال تقویت تبعیت می‌کند.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، تقویت‌کننده فیبری تک-عبوری Tm در محیط ZBLAN مورد بررسی قرار گرفته است. به کمک معادلات آهنگ به همراه اثر نویز ناخواسته ASE، شرایط عملکرد بهینه تقویت‌کننده به منظور استفاده در باند-S مخابرات نوری به دست آمده است. نتایج نشان می‌دهند که در این تقویت‌کننده، سیگنال ورودی ۰٫۱ W تا توان بیشینه ۰٫۲۲ W با بهره ۳٫۵ dB تقویت می‌شود و طول بهینه حدود ۲۲ m برآورد شده است.

مرجع‌ها

[1] B. Samson, et al., "Thulium-doped silicate fiber amplifier at 1460-1520 nm," in Optical Amplifiers and Their Applications, 2000, p. OTuD6.

[2] P. Peterka, et al., "Theoretical modeling of fiber laser at 810 nm based on thulium-doped silica fibers with enhanced 3H4 level lifetime," Optics express, vol. 19, pp. 2773-2781, 2011.

[3] Z. Li, et al., "90 nm gain extension towards 1.7 μm for diode-pumped silica-based thulium-doped fiber amplifiers," in 2014 The European Conference on Optical Communication (ECOC), 2014, pp. 1-3.

[4] Y. Nomura and T. Fuji, "Ultrafast Thulium-Doped ZBLAN Fiber Amplifier Utilizing Nonlinear Spectral Broadening," in *Advanced Solid State Lasers*, 2017, p. JTh2A. 47.

[5] K. Kohno, et al., "1 W single-frequency Tm-doped ZBLAN fiber MOPA around 810 nm," *Optics Letters,* vol. 39, pp. 2191-2193, 2014.

[6] Emami S. D., et al., “Optimization of the 1050nm Pump Power and Fiber Length in Single-pass and Double-pass Thulium Doped Fiber Amplifier” Progress in Electromagnetics Research C, MIT Press,PIER14, pp. 431448, 2009.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک
ایران،دانشگاه سیستان و بلوچستان
زاهدان، ایران
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۴ ۲۵۰-۱۰-A

تولید تابش تراهرتز در نانو لوله های کربنی توسط برهمکنش لیزرچیرپ و پلاسما در حضور میدان مغناطیسی باریک شونده خارجی

زینب قایم منیری، ربابه نعمتی سیاهمزگی،ساعد جعفری[۱]

[۱]گروه فیزیک،دانشکده علوم پایه، دانشگاه گیلان

چکیده - در این مقاله به تاثیر میدان مغناطیسی باریک شونده بر تابش تراهرتز در نانو لوله های کربنی می‌پردازیم. با زنش دو لیزر (ω_1,k_1) و (ω_2,k_2) در آرایه های یک نانولوله که بر روی بستر دی‌الکتریک قرار گرفته‌اند، می‌توان تابش تراهرتز تولید کرد. الکترونهای آزاد نانولوله ها دارای سرعت نوسانی بزرگی می‌شوند. در حضور میدان مغناطیسی باریک شونده، لیزر یک نیروی پاندرموتیو بر الکترون‌های آزاد نانولوله کربنی وارد می کند.این نیرو باعث ایجاد چگالی جریان غیر خطی می‌شود.هر نانولوله به صورت یک دو قطبی الکتریکی نوسانی عمل می‌کند و در فرکانس زنش، یعنی در $\omega_1-\omega_2$، تولید تابش تراهرتز می‌کند.حضور میدان مغناطیسی باریک شونده، توان تابش تراهرتز را در تشدید پلاسمون $\omega_T\approx 0.7\omega_P$ به صورت تشدیدی افزایش می‌دهد.

کلید واژه- تابش تراهرتز، چگالی جریان غیر خطی، میدان مغناطیسی باریک شونده، نانولوله کربنی، نیروی پاندرموتیو

THz generationviathe interaction of chirped laser pulse with plasma in presence of the external tapered magnetic field in carbon nanotubes

ZeynabGhayemmoniri, RobabehNematiSiahmazgi, SaedJafari

z.moniri1327@gmail.comsjafari@guilan.ac.ir, rnemati@phd.guilan.ac.ir,

Abstract- In this paper, we discuss the effect of a tapered magnetic field on terahertz generation in carbon nanotubes. Terahertz radiation is generated by beating of two lasers (ω_1,k_1) and (ω_2,k_2) in nanotube array on a dielectric substrate. The free electrons of nanotubes acquire a large oscillatoryvelocity. In the presence of a tapered magnetic field, the laser exerts a ponderomotive force on the free electrons of carbon nanotubes. This force causes a nonlinear current density. Each nanotube acts as an oscillating electric dipole to produceterahertz radiationat beat frequency, i.e. $\omega_1-\omega_2$. Our numerical simulations reveal that terahertz generation powernoticeably increases at plasmonresonance $\omega_T\approx 0.7\omega_P$ in the presence of a tapered magnetic field.

Keywords: Terahertz generation, Nonlinear current density, Tapered magnetic field,Carbon nanotubes,Ponderomotive forces.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

تابش تراهرتز محدوده طیف الکترومغناطیسی است که بین نواحی مادون قرمز و مایکروویو قرار دارد بنابراین خواصی از هر دو ناحیه را شامل می‌شود. یکی از مهم ترین وظایف محققان ایجاد یک منبع فشرده از تابش تراهرتز است که بدلیل کاربردهای گسترده نظیر فنآوری اطلاعات و ارتباطات، رویدادهای غیرمخرّب، امنیت داخلی، کنترل کیفیت محصولات غذایی و کشاورزی، مونیتورینگ محیطی، تصویربرداری بافتهای بیولوژیکی و مخصوصا طیف‌سنجی حوزه زمانی می‌باشد[۳-۲-۱]. تابش تراهرتز می‌تواند با مکانیسمهایی نظیر تابش سیکلوترونی، تابش گزار، لیزر الکترون آزاد و ... تولید شود. در این روشها تابش تراهرتز بوسیله‌ی شتاب دادن باریکه های الکترونی حاصل می‌شود. اما در روش تولید تراهرتز با استفاده از برهمکنش پالس لیزر با محیط پلاسمایی، می‌توان شدت لیزر را به هر میزان بالا برد و تراهرتز قویتری تولید کرد، بدون این که ماده آسیب ببیند.

نانو لوله های کربنی مولکول های کربن استوانه ای شکل اند که دارای قطر نانومتر و طول میکرومتر هستند. نانولوله های کربنی دارای فرکانس پلاسمای الکترونی در محدوده تراهرتز هستند.بنابراین می‌توانند محیط مناسبی برای تولید تابش تراهرتز از طریق جفت شدگی غیر خطی با لیزر باشند.همچنین استفاده از نانو لوله های کربنی(*CNT*) به خاطر ابعاد نانو بسیار موثر و قابل اعتماد است[۴و۵].

تولید تابش تراهرتز

دو پالس لیزر چیرپ با فرکانس های $\omega_j = \omega_{0j}(1-\beta t)$ را تحت زاویه θ ***Error! Bookmark not defined.*** در صفحه y-z به نانولوله های کربنی به طول l_c و شعاع r_c می تابانیم. β پارامتر چیرپ شدگی لیزر است.

پالس لیزر در برهمکنش با محیط گازی، این محیط را یونیده می‌کند. به دلیل اینکه پالس لیزر دارای ماندگاری پایین در حد فمتوثانیه است،میزان یونیده شدن مولکول های محیط گازی به اندازه ای است که محیطی پلاسمایی تولید می‌شود.

دامنه میدان الکتریکی باریکه های لیزری به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\vec{E}_j = E_j e^{i(k_j \cos\theta x - k_j \sin\theta y - \omega_j t)}\hat{z} \quad (۱)$$

سرعت خطی پالس های لیزری در چنین محیطی به صورت زیر بدست می آید:

$$\vec{v}_{\omega_1} = \frac{\omega_0 eE_1[1-2\beta t+\alpha\beta][-i(\omega_0^2(1-2\beta t+\alpha\beta)^2-\frac{\omega_P^2}{2})+4\omega_0\beta}{m(\omega_0^2(1-2\beta t+\alpha\beta)^2-\frac{\omega_P^2}{2})^2} e^{i\omega_1(\alpha-t)}\hat{z}$$

$$\vec{v}_{\omega_2} = \frac{\omega_0 eE_2[1-2\beta t+\alpha\beta-\frac{\omega_T}{\omega_0}][-i(\omega_0^2(1-2\beta t+\alpha\beta-\frac{\omega_T}{\omega_0})^2-\frac{\omega_P^2}{2})+4\omega_0\beta]}{m(\omega_0^2(1-2\beta t+\alpha\beta-\frac{\omega_T}{\omega_0})^2-\frac{\omega_P^2}{2})^2}$$

$$e^{i(\omega_1-\omega_T)(\alpha-t)}\hat{z} \quad (۲)$$

که در آن $\omega_T=\omega_1-\omega_2$ فرکانس تراهرتز و فرکانس پلاسما برابر با $\omega_P=(4\pi n_e e^2/m)^{1/2}$ است. e و m به ترتیب بار و جرم الکترون هستند.همچنین $\alpha=\frac{x\cos\theta}{c}-\frac{y\sin\theta}{c}$ در نظر گرفته شده است.

یک میدان مغناطیسی باریک شونده(میدان مغناطیسی غیریکنواخت محوری) به صورت $B\cong B_0(1+\delta x)\hat{x}$ در نظر می‌گیریم[۶] و سپس نیروی پاندرموتیو موازی با الکترون های نانو لوله های کربنی ناشی از میدان مغناطیسی باریک شونده را بدست می‌آوریم:

$$\vec{F}_{P_j} = -\frac{e}{2c}[\vec{v}_j\times\vec{B}] = -\frac{e}{2c}B_0(1+\delta x)$$

$$(A_1E_1e^{i\omega_1(\alpha-t)}+A_2E_2e^{i(\omega_1-\omega_T)(\alpha-t)})\hat{y} \quad (۳)$$

که در این رابطه A_1 و A_2 را به صورت زیر تعریف کرده ایم:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$$A_1=\frac{\omega_0 e[1-2\beta t+\alpha\beta][-i(\omega_0^2(1-2\beta t+\alpha\beta)^2-\frac{\omega_p^2}{2})+4\omega_0\beta]}{m(\omega_0^2(1-2\beta t+\alpha\beta)^2-\frac{\omega_p^2}{2})^2}$$

$$A_2=\frac{\omega_0 e[1-2\beta t+\alpha\beta-\frac{\omega_T}{\omega_0}][-i(\omega_0^2(1-2\beta t+\alpha\beta-\frac{\omega_T}{\omega_0})^2-\frac{\omega_p^2}{2})+4\omega_0\beta]}{m(\omega_0^2(1-2\beta t+\alpha\beta-\frac{\omega_T}{\omega_0})^2-\frac{\omega_p^2}{2})^2}$$

با در نظر گرفتن میدان مغناطیسی لیزر و محاسبه نیروی پاندرموتیو برای ($\omega_T=\omega_1-\omega_2$) چگالی جریان غیر خطی بدست می‌آید:

$$\vec{J}_{\omega_T}^{NL}=\frac{-e^3 n_0\omega_T}{4m^2c^2}E_1E_2^*B_0(1+\delta x)\sin\theta*\frac{1}{(\omega_T^2-\frac{\omega_p^2}{2})}\quad(۴)$$
$$[\frac{\omega_1}{(\omega_1^2-\frac{\omega_p^2}{2})}A_1-\frac{\omega_2}{(\omega_2^2-\frac{\omega_p^2}{2})}A_2^*]e^{i\omega_T(\alpha-t)}\hat{z}$$

نوسان الکترون ها در نانولوله های کربنی باعث ایجاد دو قطبی مغناطیسی می‌شود. برای نقطه بسیار دور p که نقطه قابل مشاهده است با در نظر گرفتن مختصات کروی(r,θ',φ) در راستایy-z برای دو نقطه (n_1d,n_2b) پتانسیل برداری و بردار پوئین تینگ را محاسبه کرده و در نهایت نسبت توان تابش تراهرتز به توان لیزر به صورت زیر حاصل می‌شود:

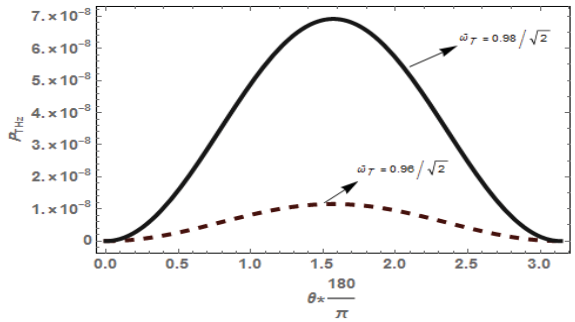
$$\frac{p_{THz}}{p_{laser}}=\frac{\bar{S}_{av}A\pi r^2}{\frac{|E_1^2|}{2\mu_0c^2}\pi r^2}=\frac{\varpi_1^4\varpi_2^2a^2}{16(\varpi_T^2-\frac{1}{2})^2}(\frac{\omega_p^2r_c^2}{c^2}\frac{l_c}{r_0})^2(1+\delta x)^2\sin^2\theta\sin^2\theta\times S^2(\psi)\quad(۵)$$
$$\times[\frac{\varpi_1}{(\varpi_1^2-\frac{1}{2})}(\bar{A})_{t-\frac{r_N}{c}}-\frac{\varpi_2}{(\varpi_2^2-\frac{1}{2})}(\bar{A}_2)_{t-\frac{r_N}{c}}][\frac{\varpi_1}{(\varpi_1^2-\frac{1}{2})}(\bar{A}^*)_{t-\frac{r_N}{c}}-\frac{\varpi_2}{(\varpi_2^2-\frac{1}{2})}(\bar{A}_2^*)_{t-\frac{r_N}{c}}]$$

در رابطه بالا $a=\frac{eE_2}{m\omega_2c}$ و $\omega_c=\frac{eB_0}{mc}$ فرکانس سیکلوترونی است.همچنین داریم:

$$S(\psi)=\frac{\sin(N_1\psi_1/2)}{\sin(\psi_1/2)}\frac{\sin(N_2\psi_2/2)}{\sin(\psi_2/2)}$$

تحلیل نتایج حاصل از حل عددی

با توجه به رابطه (۵) برای مقادیر $\overline{\omega_T}=0.98/\sqrt{2}$ و $\overline{\omega_T}=0.96/\sqrt{2}$ و $\overline{\omega_0}=0.065$ نمودارها را رسم می-کنیم.فرکانس اولیه پالس های لیزر را $\overline{\omega_1}=0.061$ و $\overline{\omega_2}=0.066$ در نظر می‌گیریم. $\omega_p r_c/c=0.002$ و $a=0.03$ و $l_c/r_0=0.016$ و برای پارامتر باریک شوندگی $\delta=0.09$ و $x=200$ و لیزر چیرپ در مدت زمان فمتوثانیه و فاصله بین نانولوله ها $\overline{b}=0.11$، $\overline{d}=0.1$ و $N_1=20$ و $N_2=60$ و $\overline{r}=10$ است.شکل (۱) نمودار نسبت توان تراهرتز به زاویه θ در $\theta'=90^\circ$ را نشان می‌دهد. نمودار خط پر برای $\overline{\omega_T}=0.98/\sqrt{2}$ و نمودار خط چین برای $\overline{\omega_T}=0.96/\sqrt{2}$ است.



شکل(۱): نمودار توان تابش تراهرتز در زوایای مختلف

توان با زاویه افزایش می‌یابد. در زاویه $\theta\approx90^\circ$ بیشترین مقدار توان را برای تابش تراهرتز داریم. سپس به تدریج برای مقادیر بالاتر،کاهش می‌یابد.قدرت توان تراهرتز بیشترین مقدار را در جهاتی دارد که در شرط زیر صادق باشند:

$$\psi_1=\frac{\omega_T d}{c}\cos\theta'=2m_1\pi\ m_1=1,2,3,\ldots$$

$$\psi_1=\frac{\omega_T b}{c}(\sin\theta+\sin\theta'\sin\varphi)=2m_2\pi\ m_2=1,2,3,\ldots$$

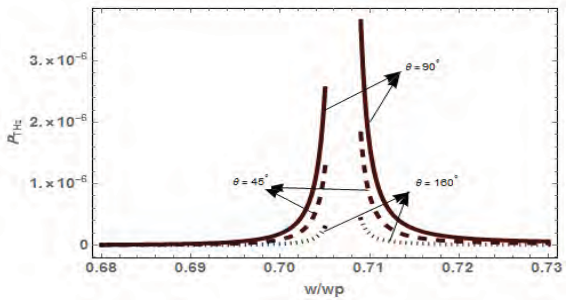
و این حالت زمانی است که $S=N_1^2N_2^2$ برای $\psi_1=0$و $\psi_2=0$ ویا اینکه ψ_1و ψ_2 مضربی از 2π **Error! Bookmark not defined.** باشند.

شکل (۲)تغییرات توان تراهرتز به فرکانس نرمال شده ی تراهرتز را نشان می دهد. برای سه زاویه $\theta=90^\circ$ (نمودار خط پر)و $\theta=45^\circ$ (نمودار خط چین) و $\theta=160^\circ$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

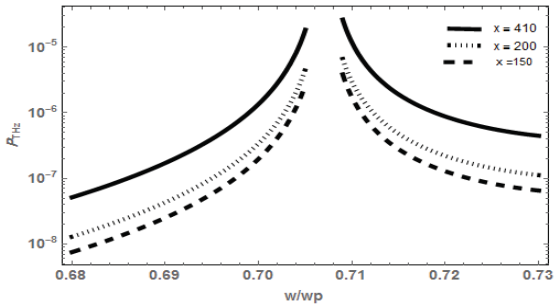
(نمودارنقطه چین) در $\overline{\omega}_T = 0.96/\sqrt{2}$ رسم می کنیم.

همان طور که ملاحظه می‌شودتوان تراهرتز وابستگی شدیدی به فرکانس تراهرتز دارد. تقویت توان تراهرتز در اثر تشدید پلاسمون در $\frac{\omega_T}{\omega_p}$ رخ می‌دهد. تا جایی که $\omega_T \approx 0.7\omega_P$. هرچه از نقطه تشدید دور می‌شویم کاهش شدیدی در توان تراهرتز مشاهده می‌شود.



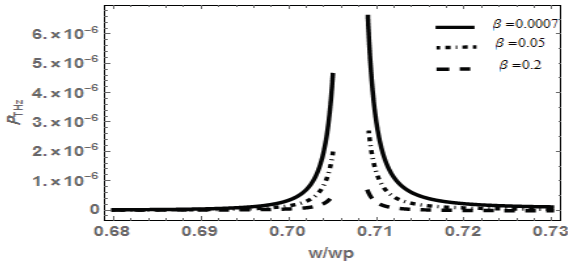
شکل (۲) تغییرات توان تراهرتز به فرکانس نرمال شده $\frac{\omega_T}{\omega_p}$

شکل (۳)تغییرات توان تراهرتز نسبت به فرکانس نرمال شده در ازای مقادیر مختلف ضریب شیب δ را نشان می-دهد.هر چقدر مقدار ضریب شیب δافزایش می یابد توان تراهرتز افزایش می‌یابد که این ناشی از تاثیر میدان مغناطیسی باریک شونده بر سیستم است.



شکل (۳)تغییرات توان تراهرتز به ازای مقادیر مختلف ضریب شیب δ.

شکل (۴) تغییرات توان تراهرتز را در فرکانس نرمال شده به ازای مقادیر مختلف پارامتر چیرپ شدگی نشان می-دهد. هرچقدر پارامتر β افزایش می‌یابد توان تابش تراهرتز کاهش می‌یابد.



شکل (۴) تغییرات توان تراهرتز به ازای مقادیر پارامتر چیرپ شدگی β

نتیجه‌گیری

تولید تابش تراهرتز در نانولوله های کربنی توسط برهمکنش پالس لیزر و پلاسما روش مناسبی است. نوسان الکترون ها در نانولوله های کربنی باعث ایجاد دو قطبی مغناطیسی می‌شودو تابش تراهرتز در $\omega_T = \omega_1 - \omega_2$ حاصل می‌شود.حضور میدان مغناطیسی باریک شونده، توان تابش تراهرتز را افزایش می‌دهد. تغییرات عمده در توان تراهرتز با زاویه تابش لیزر حاصل می‌گردد. به طوری که در $\theta \approx 90^\circ$ بیشترین مقدار توان تابش تراهرتز ایجاد می-شود.زمانی که ،بدلیل تشدید پلاسمون، توان تراهرتز افزایش می‌یابد.

مرجع ها

1. B. Ferguson, X. Zhang. Materials for terahertz science and technology. Nature Mater. **1**, 26-33 (2002).
2. M. Tonouchi. Terahertz Technology. Ohmsha. Tokyo.(2006).
3. A. Hematizadeh, S.M. Jazayeri, AND B. GHafary. Physics of Plasmas **34**, 569–575 (2016).
4. S. Vij, N.Kant, V.Takur. Springer Science+Business Media, LLC, Plasmonics**14**,5, part of Springer Nature (2019).
5. R.Malik, R.Uma, Physics of Plasmas **25**, 013106 (2018).
6. S Zhang, X. Liang, Y. Liu, and J. Jin, IEEE. **27**,2 (1999).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۹۴-۱۰-A

تابش تراهرتز توسط زنش باریکه‌های لیزر گاوسی و پلاسمای نانوخوشه

ربابه نعمتی سیاهمزگی، ساعد جعفری

دانشکده فیزیک دانشگاه گیلان, rnemati@phd.guilan.ac.ir, SJafari@guilan.ac.ir

چکیده –در این مقاله تولید تابش تراهرتز (THz) توسط زنش دوباریکه‌ی لیزر فوق گاوسی با فرکانس‌های ω_1 و ω_2 در یک محیط پلاسما نانو خوشهبه لحاظ تئوری بررسی شده است. میدان الکتریکی پرتوهای لیزر با نانوساختار ارتباط برهمکنش می‌کند، منجر به یونیزه شدن اتمهای خوشه و تولید نانوپلاسما می‌شود. برهم کنش پرتوهای لیزر با ابرهای الکترونیکی نانوپلاسما، نیروپیاندرماتیو ایجاد می کند که منجر به ایجاد جریان الکترون ماکروسکوپی در فرکانس زنش می‌شود که می‌تواند تابش THz را ایجاد کند. معادلات موج THz و بازده THz به صورت تحلیلی در محیط پلاسمای نانوخوشه استخراج می‌شوند. اثرات چگالی و شعاع نانو خوشه ها، عرض و شدت پرتوی لیزر و لیزرهای فوق گاوسی بر بازده تابش THz در یک ساطع کننده THz مبتنی بر نانوپلاسما بررسی شده است. نتایج نشان داد که حداکثر دامنه میدان برای تابش THz نزدیک به فرکانس $f \approx 13.57THz$ است، یعنی وقتی فرکانس موج زنش به فرکانسهای موثر پلاسمون نانوپلاسما نزدیک می شود.

کلید واژه- تولید تابش تراهرتز، نانوپلاسما، نانوخوشه، کانال انرژی الکترواستاتیکی،بازده تابش تراهرتز.

Terahertz radiation via beating Gaussian laser beams and nanocluster plasma

RobabehNematiSiahmazgi, SaedJafari

Department of Physics, University of Guilan,rnemati@phd.guilan.ac.ir, SJafari@guilan.ac.ir

Abstract- In this paper, generation of terahertz (THz) radiation by the beating of two super- Gaussian laser beams in a nanocluster plasma is investigated, theoretically. The electric field of laser beams interact with the nanocluster, leads to the ionization of the cluster atoms, and producing nanoplasma. Interaction of laser beams with the electronic clouds of nanoplasma generates ponderomotive force that leads to the creation of a macroscopic electron current at the beat frequency which can generate THz radiation. The THz wave equations and THz efficiency are analytically derived in nanocluster plasma medium. The effects of the density and radius of nanoclusters, the laser beam width and intensity of super- Gaussian lasers on the THz radiation efficiency has been investigated in a nanoplasma- based THz emitter. The results indicated the maximum value of the field amplitude for THz radiation is the near the frequency of $f \approx 13.57THz$, that is, when the beat- wave frequency approaches the effective plasmon frequencies of the nanoplasma.

Keywords: Generation of Terahertz radiation, Nanoplasma,Nanocluster,Electrostatic energy channel, Efficiency of THz radiation.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

در سالهای اخیر، تولید تابش تراهرتز (THz) توسط نانوخوشه‌ها، کامپوزیتهایی در ابعاد نانو و نانولوله به واسطه‌ی اندازه‌ی بسیار جمع‌وجور (ابعادنانو) وکارآیی منابع تابش THz برای توسعه وسایل نوری و آنتن THz مورد توجه بوده است. تابشهای تراهرتز دارای کاربردهای بالقوه در ارتباطات بیسیم، تصویربرداری پزشکی، طیف‌سنجی، علومپزشکی، نجوم و غیره است. طیف تابش THzمربوط به ناحیه‌ی بین باند مادون قرمز و امواج مایکروویو از طیف الکترومغناطیسی است [۱-۳].

تابش تراهرتز

ما یک هدف خوشه را با چگالی n_c و شعاع خوشه های اتمی در که تحت تابش دو باریکه‌ی لیزر فوق العاده گاوسی با فرکانس ω_1 و ω_2،وعددموجدر k_1 و k_2 که جهت انتشار آنها z و جهت قطبش آن‌ها در جهت y قرار دارند، یعنی به صورت $\mathbf{E}_j = E_0 \exp[-(\frac{y}{a_0})^q]e^{i(k_j z-\omega t)}\hat{e}_y + c.c$ نظر می گیریم. در اینجا a_0 عرض باریکه، $j = 1,2$ ، و $q \geq 2$ شاخص باریکه‌ی لیزر فوق گاوسی است.

نیروی یکه بر روی الکترونهای خوشه (یا به عبارتی بر نانو ذرات کروی در خوشه‌ها) وارد می‌شود عبارت است از مقدار جابجایی ابرالکترونی نسبت به یون‌ها، نیروی لورنتس و نیروی برخورد است. بنابراین می‌توان معادله حرکت اندرکنش ابرالکترونییک الکترونان نانوذره را با میدان الکتریکی پرتولیزرزام به صورت زیرنوشت:

$$\frac{d\mathbf{v}_j}{dt} = -\frac{e}{m}\mathbf{E}_j - \frac{\omega_p^2}{3}\mathbf{r}_j - \upsilon\mathbf{v}_j \qquad (۱)$$

که m، $\omega_p = (4\pi e^2 n_0/m)^{1/2}$، و υ به ترتیب، جرم الکترون، فرکانس پلاسما، و فرکانس برخورد الکترون و یون است. با حل معادله‌ی (۱) نوسانات الکترون $\mathrm{r_j}$ و $\mathrm{v_j}$به دست می-آید. با استفاده از پتانسیل اثر گذار $\phi_p = (-m/2e)\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_2^*$، ما میتوانیم نیروی اثرگذار حاصل ازتعامل لیزر – نانوپلاسما به شرح زیر به دست می‌آید.

$$\mathbf{F}_p^{NL} = \frac{-e^2E_0^2\omega_1\omega_2}{(\omega_1^2 - \frac{\omega_p^2}{3} + i\upsilon\omega_1)(\omega_2^2 - \frac{\omega_p^2}{3} - i\upsilon\omega_2)} \qquad (۲)$$
$$[-2q\frac{y^{q-1}}{a_0^q}\hat{e}_y + ik\hat{e}_z]\exp(-2(\frac{y}{a_0})^q)e^{i(kz-\omega t)} + c.c,$$

بنابراین، سرعت غیرخطی الکترون، که در نتیجه‌ی نیروی اثرگذار است به صورت زیر به دست می‌آید

$$\mathbf{v}^{NL} = \frac{i\omega\mathbf{F}_p^{NL}}{m(\omega^2 - \frac{\omega_p^2}{3} + i\upsilon\omega)}, \qquad (۳)$$

چگالی جریان غیرخطی، که وظیفه تولید تابش THz را برعهده دارد، با استفاده از $\mathbf{J}^{NL} = -n_\alpha e\mathbf{v}^{NL}/2$محاسبه می-شود. با قرار دادن معادله‌ی (۳) درمعادله مربوط به چگالی جریان غیرخطی و با در نظر گرفتن $n_\alpha = 4\pi r_c^3 n_c n_e/3$، چگالی جریان غیرخطی به شرح زیر نوشته می‌شود

$$\mathbf{J}^{NL} = \frac{in_c r_c^3 eE_0^2}{12m(\omega^2 - \frac{\omega_p^2}{3} + i\upsilon\omega)}$$
$$\frac{\omega_p^2\omega\omega_1\omega_2}{(\omega_1^2 - \frac{\omega_p^2}{3} + i\upsilon\omega_1)(\omega_2^2 - \frac{\omega_p^2}{3} - i\upsilon\omega_2)} \qquad (۴)$$
$$[-2q\frac{y^{q-1}}{a_0^q}\hat{e}_y + ik\hat{e}_z]\exp(-2(\frac{y}{a_0})^q)e^{i(kz-\omega t)} + c.c,$$

انتشار امواج تراهرتز را می‌توان با استفاده از معادلات حاکم برمعادلات ماکسول $\nabla(\nabla\cdot\mathbf{E}) - \nabla^2\mathbf{E} = \frac{i4\pi\omega}{c^2}\mathbf{J}^{NL} + \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mathbf{E}$, را به دست آورد.دراینجاگذردهی الکتریکی پلاسما نانوخوشه $\varepsilon = 1 - \omega_p^2/(\omega^2 + i\upsilon\omega - \omega_p^2/3)$ است. با فرض تغییرات فاز سریع برای میدان الکتریکی، و

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

فرض اینکه میدان الکتریکی به شکل یک موج عرضی، با جبهه‌ی موج تخت بینهایت باشد، پس مولفه‌ی y رابطه‌ی را می‌توان به صورت زیر به دست آورد

$$[-2ik\frac{dE_{T0y}}{dz}+(k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon)E_{T0y}]e^{i(kz-\omega t)}=\frac{4i\pi\omega}{c^2}\mathbf{J}^{NL}, \quad (۵)$$

و میدان الکتریکی تراهرتز به صورت زیر به دست می‌آید.

و بازده تابش تراهرتز نیر به صورت زیر به دست می‌آید

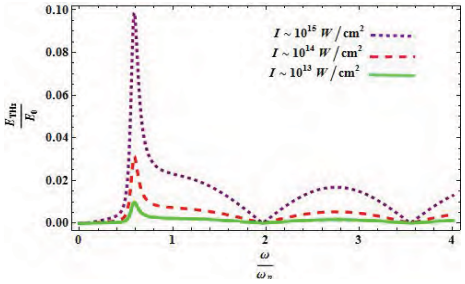
$$\eta=\frac{W_{THz}}{W_{Beam}}= \frac{\pi^2 r_c^6 n_c^2 e^2 z^2 q^2}{3m^2c^4k^2a_0^2 2^{3-\frac{1}{q}}((\omega^2-\frac{\omega_p^2}{3})^2+\omega^2\upsilon^2)} \frac{\omega_p^4\omega^4\omega_1^2\omega_2^2}{((\omega_1^2-\frac{\omega_p^2}{3})^2+\omega_1^2\upsilon^2)((\omega_2^2-\frac{\omega_p^2}{3})^2+\omega_2^2\upsilon^2)} \frac{\Gamma(2-\frac{1}{q})}{\Gamma(\frac{1}{q})} \quad (۶)$$

از طرف دیگر با در نظر گرفتن جمله یاولدر معادله ماکسول $(\nabla\cdot\mathbf{E}\neq 0)$ معروف به کانال انرژی الکترواستاتیک، می توان معادله را حل کرد. با در نظر گرفتن دیورژانس از دو طرف معادله مربوط به ماکسول، $\mathbf{E}=-\frac{4i\pi}{\omega\varepsilon}\mathbf{J}^{NL}$ به دست می‌آید. میدان الکتریکی تراهرتز را در این حالت به صورت زیر به دست آوریم

$$E_{THz}=\frac{-2\pi\alpha}{k}[\frac{\omega}{c^2}2q\frac{y^{q-1}}{a_0^q}+\frac{1}{\omega\varepsilon}(2q(q-1)(q-2)\frac{y^{q-3}}{a_0^q}-12q^2(q-1)\frac{y^{2q-3}}{a_0^{2q}}+(2q\frac{y^{q-1}}{a_0^q})^3)\exp[\frac{-2y^q}{a_0^q}], \quad (۷)$$

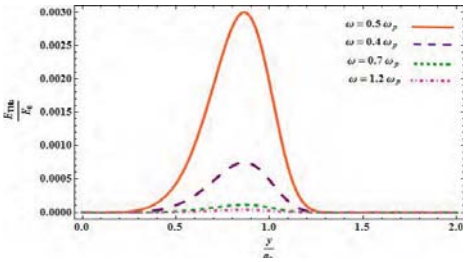
تحلیل عددی

تولید تابش THz را در برهمکنش پرتوهای لیزر با پلاسمای نانوساختار برخوردی به صورت عددی بررسی می‌کنیم. ما اثرات چگالی و شعاع نانو خوشه‌ها ، عرض پرتو و شدت کارایی لیزر فوق گاوسی تابش THz را بررسی می‌کنیم. در این بخش، ما لیزرهای فوق گاوسی با فرکانس های زاویه ای $\omega_1=1.9\times10^{14}\,rad/s$ $(\lambda_1=9.91\mu m)$ و $\omega_2=1.8\times10^{14}\,rad/s$ $(\lambda_2=10.4\mu m)$ را در نظر می گیریم که به ترتیب می‌توان از لیزرهای گازی CO2 و لیزر N2O بدست آورد. شعاع نانو خوشه $r_c=2\times10^{-6}cm$ و چگالی نانو خوشه $n_c=5\times10^{14}cm^{-3}$، فرکانس پلاسما $\omega_p=1.5\times10^{14}\,rad/s$ (که متناظر باچگالی پلاسمای الکترون $n=6.37\times10^{28}cm^{-3}$ است) و فرکانس برخورد $n=6.37\times10^{28}cm^{-3}$ در نظر گرفته می‌شوند.



شکل ۱: میدانتابشتراهرتز نرمالیزهبرحسبتابعیازفرکانستراهرتزنرمالیزه برای شدتهای مختلف با $r_c=2\times10^{-6}cm$ ، $n_c=5\times10^{14}cm^{-3}$ و $q=2$.

شکل ۱ تغییرات میدان نرمالیزه تابش THz را برحسب تابعی از فرکانس THz نرمالیزه برای مقادیر مختلف شدت لیزر نشان می‌دهد. در این شکل، مشاهده می‌شود که با افزایش شدت لیزر، میدان نرمال شده تابش THz افزایش میابد.

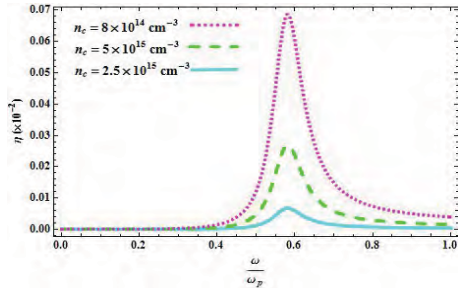


شکل ۲: میدانتابشتراهرتز نرمالیزهبرحسبتابعیازفاصلهعرضیازمحورZدرفرکانسهای مختلف $\omega=0.5\omega_p,0.5\omega_p,0.7\omega_p$, و $1.2\omega_p$وقتی $q=6$.

شکل ۲، تغییرات میدان نرمالیزه تابش THz را برحسب تابعی از فاصله عرضی از محور Z برای فرکانسهای مختلف THz نرمال ترسیم می کنیم. واضح است که وقتی فرکانس THz برابر با آن $\omega=0.5\omega_p$ باشد، نزدیک به

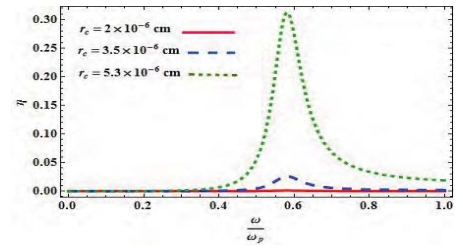
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

است، $\omega = \omega_p/\sqrt{3} \approx 0.57\omega_p$ دامنه تابش نرمال THz دارای ماکزیمم مقادیر است. در واقع، زمانی که تشدید اتفاق می-افتد فرکانس موج زنش به فرکانسهای موثر پلاسمون پلاسمای‌نانوساختار نزدیک شود، و حداکثر دامنه میدان تابشیTHz را بدست می آورد.

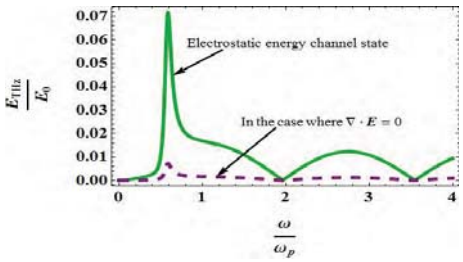


شکل ۳: بازدهتابشتراهرتز نرمالیزهبرحسبتابعیازفرکانستراهرتزنرمالیزه برای چگالیهای مختلف خوشه.

در شکل ۳، میدان تابشی نرمالیزهTHz را به عنوابرحسب تابعی از فرکانس THz نرمالیزه برای پرتوهای لیزرگاوسی و فوق گاوسیرسم می‌کنیم.



شکل ۴: بازدهتابشتراهرتز نرمالیزهبرحسبتابعیازفرکانستراهرتزنرمالیزه برای شعاعهای مختلف خوشه.



شکل۵: میدان تابشینرمالیزه‌ی THzبرحسبتابعیازفرکانسنرمالیزهTHzبرایلیزرسوپرگاوسی $q = 4$ در دومورد: حالتکانالانرژیالکتریکی $\nabla \cdot \mathbf{E} \neq 0$ ،وحالت $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ ،با $y = 0.5a_0$ و $a_0 = 0.005mm$.

شکل ۴ بازده تولید تابش THz را برحسب تابعی از فرکانس THz نرمالیزه نشان می‌دهد. علاوه بر این، در شکل ۵، بازده تولید تابش THz را برحسب تابعی از فرکانس THz نرمالیزه برای شعاع‌های مختلف نانوساختار رسم می‌کنیم. مشخص شده است که با افزایش شعاع نانوساختار، بازده تابش THz افزایش مییابد

نتیجه‌گیری

دراین مقاله، تولید تابش THzحاصل از زنش دو پرتوی لیزر فوق گاوسی در یک نانوپلاسمای برخوردی بررسی شده است. وابستگی تولید تابش THz به تراکم و شعاع پلاسما نانوساختار، شدت و شاخص پرتوهای لیزر گاوسی برای دو مورد مورد بررسی قرار گرفت. مطالعات عددی نشان داده‌اند که بهترین وضعیتی که می‌توان تابش THz را بدست آورد، در فرکانس $\omega = \omega_p/3 \approx 0.56\omega_p$ اتفاق می افتد. حداکثر دامنه میدان برای تابش THz تولید شده ، فرکانس نزدیک به $f \approx 13.57THz$ است، یعنی وقتی فرکانس موج زنش به فرکانسهای موثر پلاسمون پلاسمای نانوساختار نزدیک می‌شود ، تشدید رخ می‌دهد. علاوه بر این، مطالعات نشان داده است که با افزایش شدت لیزر فوق العاده گوسی در تعامل با نانوذرات با چگالی بالاتر و اندازه بزرگ (شعاع بزرگتر) می توان بازده بهتر تابش THz را با فرکانس حدود $\approx 13.57THz$ به دست آورد.

مراجع

[1] E. Pickwell and V. P. Wallace, J. Phys. D. **39**, R301-R310, 2006.

[2] E. Matsubara, M. Nagai, and M. Ashida, J. Opt. Soc. Am. B, **30**, 2013.

[3] A. V. Balakin, M. S. Dzhidzhoev, V. M. Gordienko, M. N. Esaulkov, I. A. Zhvaniya, K. A. Ivanov, I. A. Kotelnikov, N. A. Kuzechkin, I. A. Ozheredov, V. Y. Panchenko, IEEE Trans. THz Sci. Technol. **7**, 70- 79, 2016.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۳-۱۴۳۲-۱۰-A

شبیه‌سازی دینامیک و مشخصه های خروجی لیزرهای آبشار کوانتومی در ناحیه‌ی تراهرتز

فائزه،پاک‌فطرت[۱] ؛ حسن،پاکارزاده[۱] ؛ محسن،حاتمی[۱]

[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، ایران

F.pakfetrat@sutech.ac.ir

چکیده –یکی از منابع مهم تولید تابش تراهرتز، لیزرهای آبشار کوانتومی (QCLs) با کاواک‌های پلاسمونیکی هستند. مشخصات خروجی یک QCL را می‌توان با معادلات نرخ سه ترازی شرح داد. با حل این معادلات به تحول وارونگی جمعیت و تعداد فوتون‌ها برحسب زمان دست پیدا می‌کنیم. در این مقاله، تاثیر جریان الکتریکی را بر وارونگی جمعیت و تعداد فوتون‌ها بررسی می‌کنیم و خواهیم دید که اعمال جریان الکتریکی تا مقدار ۲/۵ آمپر باعث افزایش وارونگی جمعیت شده و به قله می‌رسد و بعد از آن وارونگی جمعیت کاهش می‌یابد. همچنین با استفاده از رابطه‌ی بین توان خروجی و تعداد فوتون‌ها، نمودار P-Iرا برای لیزرهای آبشار کوانتومی تراهرتز با دو نوع ساختار (توری با گام ثابت و توری چرپ شده) با دو افت متفاوت، رسم می کنیم خواهیم دید که مقدار جریان آستانه و بازدهی شیب برای این دو توری کاملا متفاوت است.

کلید واژه- تراهرتز، توان خروجی، جریان الکتریکی، لیزرهای آبشار کوانتومی، وارونگی جمعیت.

Simulation ofDynamics and Output Characteristics of Quantum Cascade Lasers and in Terahertz Region

Faezeh Pakfetrat[1], Hasan Pakarzadeh[1], Mohsen Hatami[1]
[1]Department of Physics, Shiraz University of Technology, Iran
F.pakfetrat@sutech.ac.ir

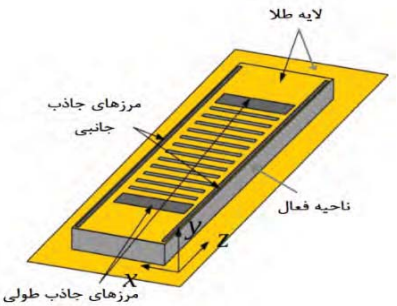
Abstract-One of important sourcesfor terahertz radiation is quantum cascade lasers (QCLs) with plasmonic cavities. The output characteristics of a QCL can be described by three-level rate equations. By solving these equations, we obtain the time evolution of population inversion and the number of photons. In this paper, we examine the effect of injection current on the population inversion and the number of photons, and we will see that applying current up to 2.5 A increases the population inversion and reaches the peak, and then the population inversion decreases.Also, using the relationship between the output power and the number of photons, we plot the P-I diagram for terahertz quantum cascade lasers based on two types of structures (fixed-pitch grating and chirped grating) and we observe that the threshold current and slop efficiency for these two structures are totally different.

Keywords: Injectioncurrent, Output power, Population inversion, quantum cascade lasers, Terahertz

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

تابش تراهرتز بازه فرکانسTHz ۱۰-۰/۱ ،و طول‌موج۳mm - ۳۰ µmاز طیف الکترومغناطیسی را شامل می شود. امروزه تابش تراهرتز کاربردهای مهمی در تصویربرداری زیست پزشکی، بازرسی‌های غیرتهاجمی، زمینه‌ی نجومو غیره دارد[۱]. تابش تراهرتز از طریق منابع مختلفی مانند لیزرهای گازی و لیزرهای آبشار کوانتومی (QCLs)با توان متوسط بالا، تولید می‌شود[۲]. لیزرهای آبشار کوانتومی مبتنی بر گذارهای درون‌باندی(intersubband)عمل می‌کنند. ماهیت تک قطبی گذارهای درون‌باندی،احتمال آبشاری شدن را ایجاد می‌کند. در اینجا، مطابق شکل ۱QCLها با استفاده از توری‌های خارج از کاواک و ناحیه فعالGaAs/ AlGaAsنشان داده شده‌اند.

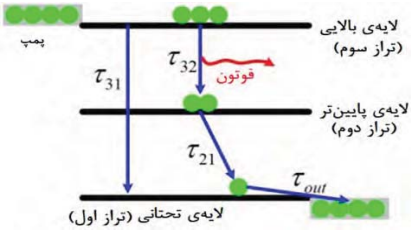


شکل ۱: طرح کلی یک کاواک پله‌ای با صفحات موازی فلز-فلز (لایه‌ی فلزی بالایی به‌صورت توری همراه با مرزهای جاذب) [۳].

در این مقاله، با حل معادلات نرخ سه ترازی تحول جمعیت ترازهای ۳ و ۲ و تعداد فوتون داخل کاواک را برای لیزرهای آبشار کوانتومی شبیه‌سازی و تاثیر جریان الکتریکی بر روی آن را بررسی می کنیم. همچنین،نمودار P-Iرا برای دو نوع ساختار مختلف (توری با گام ثابت و توری چرپ شده) با دو افت متفاوت، رسم می کنیم.

مبانی نظری

به کمک چند روش مختلف عددی، مانند مدل معادلات نرخ خودسازگار و فرم تابع گرین غیرتعادلی[۴]، عملکردQCLهای ترا هرتز را می‌توان به طور دقیق توصیف کرد. شکل۲،طرحواره‌ای از ساختار الکترونی سه ترازی QCLها را نشان می‌دهد. انتشار شبیه‌سازی شده توسط وارونگی جمعیت بین تراز ۳و ۲ لیزر امکانپذیر است[۵].



شکل ۲: طرحوارهساختار الکترونی سه ترازی QCLها[۵].

مشخصات خروجی یکQCLرا می‌توان با معادلات نرخ سه ترازی ذیل شرح داد [۵] و به کمک نرم افزار متلب حل کرد:

$$\frac{dN_3}{dt} = \eta\frac{I}{q} - \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_3}{\tau_{31}} - g_0 S\Delta N \quad (۱)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}} + g_0 S\Delta N \quad (۲)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{31}} + \frac{N_2}{\tau_{21}} - \frac{N_1}{\tau_{out}} \quad (۳)$$

$$\frac{dS}{dt} = [\, m g_0 \Delta N - \frac{1}{\tau_p}]S + m\beta\frac{N_3}{\tau_{sp}} \quad (۴)$$

که ηبازده تزریق، Iجریان تزریق،qبار الکتریکی، N_1،N_2،N_3به ترتیب جمعیت حامل‌ها در سه تراز، $\Delta N = N_3 - N_2$ وارونگی جمعیت،g_0ضریب بهره است،Sتعداد فوتون‌ها را مشخص می‌کند و τ_{31} ,τ_{32}وτ_{21}طول عمر هستند که نشان دهنده گذار بین ترازهای مربوطه است،τ_{out}نرخ تونل زنی را نشان می‌دهد، τ_{sp}طول عمر گسیل خود به خودی، τ_pطول عمر فوتون،m ضریب چندگانگی بهره و βنشان‌دهنده‌ی ضریب جفت شدگی گسیل خود به خودی است.

همچنین می‌توان توان خروجی مورد نیاز QCL را با استفاده از معادلات نرخ محاسبه کرد[۶]و تاثیر پارامترهای مختلف از جمله فرکانس، ضریب شکست و وارونگی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

جمعیت را بر روی آن بررسی کرد. توان خروجی این لیزر از رابطه‌ی زیر بدست می‌آید:

$$P = \frac{\pi c \hbar \omega_0}{4nL\pi} \ln\left(\frac{1}{R}\right) S \qquad (۵)$$

که S تعداد فوتون، L طول کاواکلیزر، $\hbar$ مقدار ثابت پلانک، c سرعت نور، nضریب شکست موثر لیزر و R ضریب بازتاب وجه کاواک می‌باشد.

نتایج شبیه‌سازی

در ابتدا به کمک نرم‌افزارMaple، معادلات ۴-۱ را با استفاده از داده های جدول ۱، حل می‌کنیم:

g_0	τ_{31}	τ_{32}	τ_{21}	τ_{sp}	τ_p	τ_{out}	β	m
5.3×10^4 (1/S)	2.4 (ps)	2.0 (ps)	0.5 (ps)	7.0 (ns)	3.7 (ps)	0.5 (ps)	10^{-6}	30

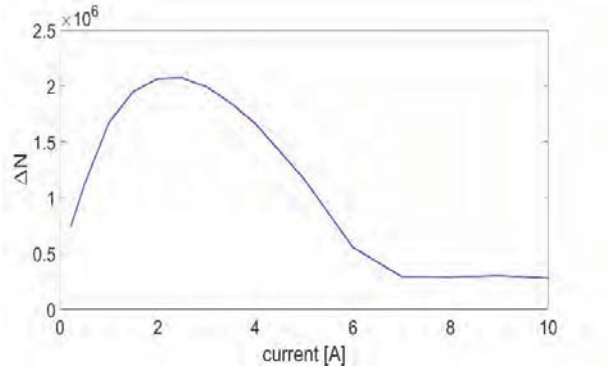
جدول ۱: مقادیر پارامترهای مختلف برای شبیه‌سازیQCLها[۴].

و بیشینه مقادیر N_1،N_2،N_3 و Sرابدست می‌آوریم.

با نرم‌افزار متلب و اعمال جریانI، طبق جدول ۲ به مقادیر مختلفی برای وارونگی جمعیت و Sدست پیدا می‌کنیم:

I(A)	4	S
0.2	7.4388×10^5	2.0355×10^6
0.5	1.1167×10^6	4.1610×10^7
1.0	1.6697×10^6	1.4364×10^8
1.5	1.9497×10^6	2.4390×10^8
2.0	2.0657×10^6	3.4361×10^8
2.5	2.0720×10^6	4.4303×10^8
3.0	1.9928×10^6	5.4248×10^8
3.5	1.8458×10^6	6.4206×10^8
4.0	1.6632×10^6	7.4139×10^8
5.0	1.1652×10^6	9.3994×10^8

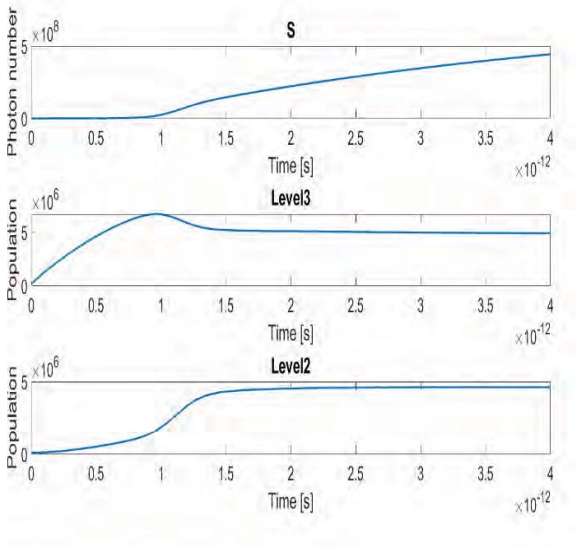
جدول ۲: مقادیر بدست آمده برای وارونگی جمعیت و Sبا اعمال جریان.



شکل ۳: نمودار وارونگی جمعیت برحسب جریان.

همانطور که از شکل ۳ ملاحظه می‌کنید، تا جریان ۲/۵ آمپر روند افزایشی، تا جریان ۷ آمپر روند کاهشی و بعد از آن وارونگی جمعیت تقریبا ثابت می‌ماند. اما در آزمایشگاه این لیزرهای آبشار کوانتومی تراهرتز تا حدود جریان ۴ آمپر را می‌توانند تحمل کنند.

همچنین می‌توان نمودار دینامیک جمعیت حامل‌ها در تراز ۳ و ۲ و تعداد فوتون‌ها را در جریان‌های مختلف رسم کرد. در شکل ۴، نمودارهای جمعیت را در جریان ۲/۵ آمپر مشاهده خواهید کرد:

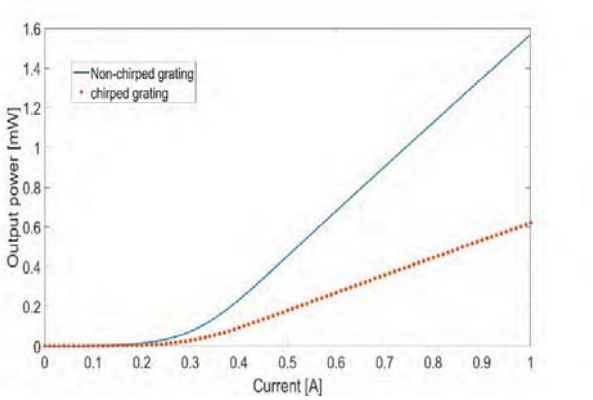


شکل ۴:جمعیت حامل‌ها در تراز ۳ و ۲ و Sدر جریان ۲/۵ آمپر.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

با استفاده از رابطه‌ی بین توان خروجی نوری Pو تعداد فوتون‌هایSکه در معادله‌ی (۵) آورده شده، می‌توان نمودار P-Iرا در طول کاواک ۱/۴ میلی‌متر و ضریب شکست موثر تقریبا ۳/۶ بدست آورد.

شکل ۵، زمانی است که نمودار خطی دارای گام توری روی سطح کاواک با مقدار ثابت ۲۱/۷ میکرومتر، افت cm^{-1}۱۲و فرکانس تشدید ۳/۱۲ تراهرتز ونمودار بصورت نقطه چین برای توری چرپ شده با گام توری $\Lambda_t= \Lambda_{t-1}+1$، افت$30/31 cm^{-1}$و فرکانس تشدید ۲/۹۷ تراهرتز است بطوریکه tشماره‌ی شکاف توری می‌باشد. انتشار پرتویی این لیزر در مرجع[۷] شبیه‌سازی شده است.



شکل ۵: نمودار P-I. نمودار خط ممتد آبی رنگ برای توری با گام ثابت و نمودار قرمز رنگ نقطه چین، برای توری با گام چرپ شده می‌باشد.

همانطور که مشاهده می شود،در شکل ۵ توان خروجی در جریان ۱ آمپر برای توری با گام ثابت حدود ۱/۵ میلی‌وات و برای توری چرپ شده حدود ۰/۶ میلی‌وات است. همچنین، QCL با توری چرپ شده، دارای جریان آستانه بیشتر و بازدهی شیب کمتر نسبت به QCL با توری با گام ثابت است. این امر به دلیل افت بیشتر ایجاد شده توسط توری چرپ شده است.

نتیجه‌گیری

در QCLهای تراهرتز، با حل معادلات نرخ سه ترازی دینامیک جمعیت حامل‌ها در تراز ۳ و ۲ و تعداد فوتون‌های کاواک را در جریان ۲/۵ آمپر شبیه سازی کردیم که روند تغییر جمعیت حامل‌ها در این جریان الکتریکی به وضوح قابل رویت است. در آخر با استفاده از رابطه‌ی بین توان خروجی و تعداد فوتون‌ها، نمودار P-Iرابرای دو نوع ساختار لیزری با گام‌های توری ثابت و چرپ شده با افت‌های به ترتیب$12 cm^{-1}$ و$30/31 cm^{-1}$ رسم کردیم. مشاهده شد کهQCL با توری چرپ شده بخاطر افت بیشتر، دارای جریان آستانه بیشتر و بازدهی شیب کمتر نسبت به QCL با توری با گام ثابت است.

مرجع‌ها

[1] B. S. Williams, “ Terahertz quantum cascade lasers”, Nature. Photonics.,Vol. 1, 517–525,2007.

[2] G. Chattopadhyay, “Technology, capabilities, and performance of low power terahertz sources”, IEEE Trans. THz Sci. Technol., Vol. 1, 33-53, 2011.

[3] C. Wu, “Terahertz Plasmonic Lasers with Distributed-Feedback”, Lehigh University, Theses and Dissertations., 2882, 2016.

[4] S. Lee, A. Wacker, “Nonequilibrium Green’s function theory for transport and gain properties of quantum cascade structures”, Phys. Rev. B., Vol. 66, 245314-18, 2002.

[5] X. G. Wang, F. Grillot, C. Wang, “Rate equation modeling of the frequency noise and the intrinsic spectral linewidth in quantum cascade lasers”, Opt. Express,Vol. 26, 002325-002334, 2018.

[6] C. Yao, T. H. Xu, W.J. Wan, Y.H. Zhu, J. C. Cao, “An equivalent circuit model for terahertz quantum cascade lasers: Modeling and experiments”, Chin. Phys. B., Vol. 9,094208-4, 2015.

[۷]پاک‌فطرت. فائزه، پاکارزاده. حسن، شریف. وحید، "تاثیر ساختار هندسی بر لیزرهای پلاسمونیکی تراهرتز با پسخوراند توزیع‌شده"، اولین همایش نانوفوتونیک ایران، زاهدان، در دست چاپ، ۱۳۹۹.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۶۴-۱۰-A

نوسانگر پارامتریک تراهرتز بر پایهٔ ترکیب چهار موج در سیلیکون نیترید

طاهره امینی، فاضل جهانگیری

F_jahangiri@sbu.ac.ir

چکیده - در این مقاله، یک نوسانگر پارامتریک تراهرتز (TPO)، بر مبنای ترکیب چهار موج (FWM) تبهگن، با قابلیت نوسان‌دهی هر چهار موج شرکت کننده در فرآیند با استفاده از مادهٔ غیرخطی مرتبهٔ سوم سیلیکون نیترید، در یک کاواک فابری- پرو گزارش شده است. با تنظیم شرایط جورشدگی فاز و تغییر طول موج پمپ در بازهٔ ۱.۰۵۵- ۱.۰۵۹۹ µm می‌توان موج تراهرتز با فرکانس مرکزی در بازهٔ ۰.۵۸۸- ۲.۶۸۲۶ THz تولید کرد. بهترین شرایط جور شدگی فاز در فرکانس مرکزی ۱THz رخ می‌دهد و در یک بار رفت و برگشت امواج درون کاواک، قلهٔ توان موج تراهرتز تولید شده به ۳.۶ µW می‌رسد.

کلید واژه- جورشدگی فازی، سیلیکون نیترید، کوک‌پذیری، موج تراهرتز، نوسانگر پارامتریک.

Terahertz Parametric Oscillation Based on Degenerate Four Wave Mixing in Silicon Nitride

Tahereh Amini, Fazel Jahangiri

F_jahangiri@sbu.ac.ir

Abstract- In this paper, we report, a terahertz parametric oscillator (TPO), based on degenerate four waves mixing, with the ability to oscillate all four waves participating in the process in a Fabry-Perot cavity using nonlinear third-order nonlinear material of silicon nitride. By adjusting the phase matching conditions as well as the pump wavelength in a range of 1.055-1.0559, terahertz waves with central frequency in the range of 0.588-2.6826 THz are obtained. The best phase matching conditions occur at central frequency of 1THz, and the peak power of the generated terahertz wave reaches 3.6 µW in a single round trip of the waves within the cavity.

Keywords:phase matching, silicon nitride, terahertz wave ,tunability, parametric oscillator.

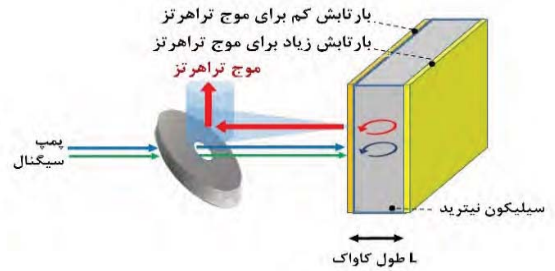
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

در حوزهٔ اپتیک، موج تراهرتز به بخشی از موج الکترومغناطیس گفته می‌شود که دارای فرکانس *THz* ۰.۱ تا ۱۰ است[۱]. این ناحیهٔ فرکانسی، به دلیل خواص منحصر به فرد در زمینه‌های مختلف داروسازی و پزشکی[۲]، صنعت[۳]، امنیتی[۴] کاربردهای ویژه‌ای دارد، ارائهٔ روش تولید موج تراهرتز کوک‌پذیر، پرتوان و مقرون‌به‌صرفه از اهمیت خاصی برخوردار است. برای تولید موج تراهرتز با استفاده از روش‌های غیرخطی، راهکارهای متنوعی وجود دارد[۵]. در این بین نوسانگرهای پارامتریک (*PO*)[۱] به دلیل توانایی در تولید موج تراهرتز کوک‌پذیر، تکفام، همدوس و پرانرژی جایگاه خاصی به خود اختصاص داده‌اند و بر مبنای تولید تفاضل فرکانسی و ترکیب چهارموج (*FWM*)[۲] عمل می‌کنند. از آنجا که مواد مورد استفاده در *DFG*هاباید دارای تقارن غیرمرکزی باشند،به موادی محدود می‌شوند که دارای جذب به نسبت بالایی در ناحیهٔ تراهرتز هستند[۶] و جورشدگی فازی در اپتیک غیرخطی مرتبهٔ دوم تنها وابسته به طول‌موج امواجِ فرآیند هستند. اما، مواد مورد استفاده در *FWM* بر مبنای اصول اپتیک غیرخطی مرتبهٔ سوم عمل می‌کنند و محدودیتی در انتخاب نوع مادهٔ غیرخطی برای آنها وجود ندارد. همچنین، شرایط جورشدگی فاز در این فرآیند نه تنها وابسته به طول‌موج امواج است، بلکه با تغییر ویژگی‌های پمپ، می‌توان بهترین شرایط جورشدگی فاز را در آنها ایجاد نمود. استفاده از *PO*ها مبتنی بر *FWM* برای تولید موج تراهرتز اولین بار در سال ۲۰۰۶ به صورت تئوری در فیبر نوری معرفی شد[۷]. در سال ۲۰۱۲، استفاده از فیبر فوتونیک کریستالی در *PO*، برای تولید موج تراهرتز، پشنهاد شد [۸]. در سال ۲۰۲۰، نوسانگر پارامتریک تراهرتز (*TPO*)در سیلیکون نیترید (*SN*) معرفی شد که ضمن معرفی مادهٔ جدید در این حوزه، دارای بازدهٔ بالا، چیدمان ساده و کوک‌پذیری بالا *THz* ۵.۷۳ - ۳.۶ است[۹].

در این مقاله، با توجه به کاربردهای خاص تراهرتز در فرکانس‌های حدود *THz* ۱، *TPO* با استفاده از *SN* بر مبنای *FWM* برای فرکانس‌های کمتر ارائه شده است و بهینه سازی کاواک، ویژگی‌های پرتو و شرایط جورشدگی فاز به گونه‌ای انجام شده است که فرکانس موج تراهرتز تولیدشده به سمت فرکانس *THz* ۱ سوق پیدا کند.

در بخش اول این مقاله روابط ریاضی ارائه می‌شود، در بخش دوم نتایج شبیه‌سازی عددی مورد بحث و بررسی قرار می‌گیرد و در بخش آخر نتیجه‌گیری آورده شده است.



شکل ۱ : چیدمانمورداستفادهدرشبیه‌سازی.

روابط ریاضی

برای بررسی *TPO* بر مبنای*FWM*از چیدمانی مشابه شکل(۱) استفاده شده است. ابتدا شرایط جورشدگی فاز را بررسی می‌کنیم:

$$2\omega_p = \omega_S + \omega_{THz} \quad (۱)$$

$$\Delta k = \Delta k_{NL} + \Delta k_L (۲)$$

$$\Delta k_{NL} = 2P\gamma = 2P(\gamma_{sp} + \gamma_{tp} - \gamma_p) (۳)$$

$$\Delta k_L = \beta_{2p}\Omega_{sp}{}^2 + 2\sum_{m=2}^{\infty}\frac{\beta_{2mp}}{(2m)!}\Omega_{sp}{}^{2m} \quad (۴)$$

معادلهٔ (۱) رابطهٔ فرکانسیِ *FWM* تبهگن است، ω_p، ω_sو ω_{THz} به‌ترتیب فرکانس‌های موج پمپ، سیگنال و تراهرتز هستند. معادله‌های(۳) و (۴) به‌ترتیب، بخش غیرخطی و خطی رابطهٔ جورشدگی فاز معادلهٔ (۲) هستند. P قلهٔ توان

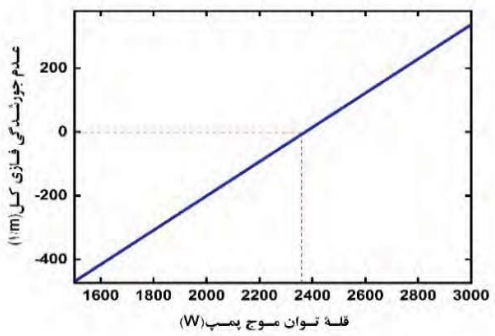
[۱] Parametric Oscillator
[۲] Four wave mixing

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

پمپ است. γ_{ij} (p و s و $i=t$ و j) مدولاسیون فاز متقاطع و γ_i خودمدولاسیون فازی هستند. β_{2p} و β_{2m} به‌ترتیب پاشندگی سرعت گروه و پاشندگی‌های مراتب بالاتر زوج و $\Omega_{sp} = \omega_s - \omega_p = \omega_p - \omega_{THz}$هستند.

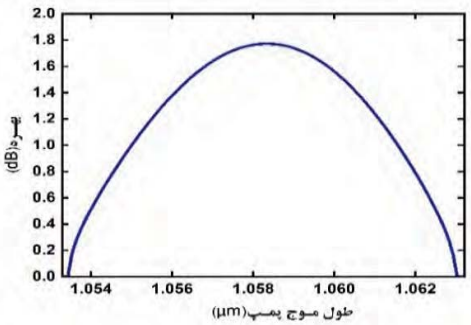
در بررسی پاشندگی SN از مرجع [۹] استفاده شده‌است. برای برقراری معادلهٔ (۱) باید فرکانس موج تراهرتز $1\ THz$ و طول‌موج سیگنال و پمپ به ترتیب باید $530\ nm$ و $1058.1\ nm$باشند. بنابراین، بخش خطی جورشدگی فاز$-11.2760\ /mm$ است.همچنین $\gamma(\omega) = \frac{\omega n_2(\omega)}{c\bar{A}_{eff}}$ ضریب غیرخطی،$n_2(\omega)$ ضریب کر و $\bar{A}_{eff}$ سطح مقطع مؤثر مدی هستند. مقدار پارامتر$(\gamma_{sp} + \gamma_{tp} - \gamma_p)$در موج‌گوسی که قطر باریکهٔ آن به اندازهٔ سه برابر طول‌موج پرتو کانونی شده‌باشد، $1.2688\ /W$ است. شکل(۲)، عدم‌جورشدگی فاز را برحسب پیک توان پمپ نشان‌می‌دهد. در جورشدگی فاز قلهٔ توان پمپ تقریباً $2373.5\ W$است. در این حالت عدم‌جورشدگی فاز$1\ /m$ است.

از شکل (۱) مشاهده می‌شود FWM در کاواک فابری-پرو انجام می‌گیرد. ضریب غیرخطی کاواک $\gamma^c = \gamma^c_{sp} + (\gamma^c_{tp} - \gamma^c_p)1.972\ THz/j \times 10^{-4}$است. همچنین $\gamma^c_{ijkl} = \frac{\omega_i n_2(\omega_i) c}{\sqrt{n_i n_j n_k n_l}\bar{V}_{ijkl}}$، است،$\bar{V}_{ijkl}$ حجم مدی‌مؤثر و n_i ضریب‌شکست امواج هستند.



شکل ۲: تغییرات عدم جورشدگی فازی برحسب تغییر قلهٔ توان پمپ.

شکل (۳)، بهرهٔ نهایی در TPO مورد بحث را نشان می‌دهد. تغییر طول‌موج پمپ در محدودهٔ $1055.9\ nm$–1055.1 منجر به تولید موج تراهرتز در بازهٔ $2.6826\ THz$ - 0.588 می‌شود.



شکل ۳: تغییرات بهره بر حسب طول‌موج پمپ.

در بررسی TPO از روابط کوپل‌شدهٔ زیر استفاده می‌کنیم:

$$\frac{dA_p}{dt} = -\frac{A_p}{2\tau_{lp}} + i\left(\gamma^c_p U_p + 2\gamma^c_{ps} U_s + 2\gamma^c_{pt} U_t\right)A_p + 2i\gamma^c_{pspt} A_s A_t A^*_p + \frac{iA_{pinp}}{\sqrt{\tau_{ep}}} \quad (۵)$$

$$\frac{dA_s}{dt} = -\frac{A_s}{2\tau_{ls}} + i\left(\gamma^c_s U_s + 2\gamma^c_{sp} U_p + 2\gamma^c_{st} U_t\right)A_s + i\gamma^c_{sptp} A^2_p A^*_t + \frac{iA_{ins}}{\sqrt{\tau_{es}}} \quad (۶)$$

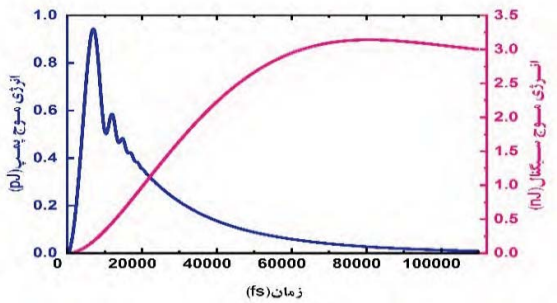
$$\frac{dA_t}{dt} = -\frac{A_t}{2\tau_{lt}} + i\left(\gamma^c_t U_t + 2\gamma^c_{tp} U_p + 2\gamma^c_{ts} U_s\right)A_t + 2i\gamma^c_{tpsp} A^2_p A^*_s \quad (۷)$$

که در آن $U_j = |A_j|^2$انرژی موج jهستند، $\tau_{lj} = (\frac{1}{\tau_{ej}} + \frac{c\alpha_j}{n_j})^{-1}$و $\tau_{ej} = \frac{2n_j L}{c}\ (ln\ (1/R_f R_r))^{-1}$؛ α ضریب‌جذب، n ضریب‌شکست و R_f و R_r و Lبه‌ترتیب بازتابش آینه‌های جلو، عقب و طول کاواک هستند. جملهٔ آخر روابط (۵) و (۶) توان‌های ورودی کاواکهستند.

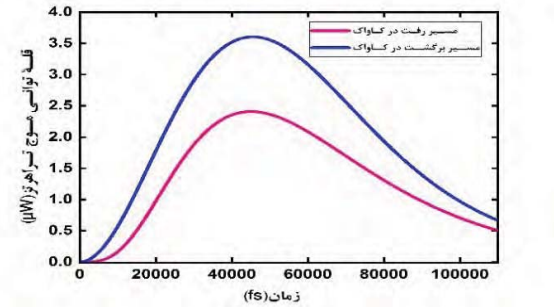
نتایج شبیه سازی عددی

شکل (۴)، تحول زمانی موج پمپ با طول‌موج$1055.1\ nm$ با قلهٔ توان $2373.5\ W$، پهنای زمانی $100\ fs$ و بذر سیگنال با طول‌موج $530\ nm$ و توان $2\ W$، را نشان می‌دهد. شکل(۵) نشان می‌دهد که همزمان با این تحول تولید موج تراهرتز شروع می‌شود. طبق انتظار، نوسانگر سبب تولید و تقویت موج تراهرتز می‌شود و بیشینه توان خروجی موج تراهرتز در یک رفت وبرگشت $3.6\ \mu W$ است.

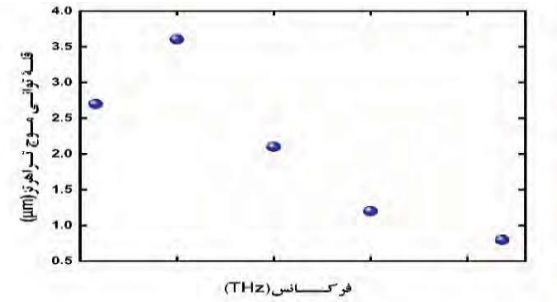
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل۴: تحولات زمانی پمپ و سیگنال طی رفت و برگشت درون کاواک.



شکل ۵: مقایسهٔ توان موج تراهرتز تولید شده در مسیرهای رفت و برگشت درون کاواک.



شکل ۶: قلهٔ توان موج تراهرتز تولید شده طی کوک‌پذیری *TPO*.

با دور شدن از فرکانس ۱ *THz* و رفتن به سمت فرکانس-هایی با عدم جورشدگی فازی بیشتر، قلهٔ توان موج تراهرتز کم می‌شود. این رفتار در شکل (۶) نشان داده‌شده است.

نتیجه‌گیری

تولید موج تراهرتز به روش *TPO* بر مبنای *FWM* در مادهٔ *SN*بررسی شده است. پمپ*fs* با قلهٔ توان*W* ۲۳۷۳.۵ و طول‌موج مرکزی *nm* ۱۰۵۸.۱و بذر سیگنال *W* ۲با طول-موج *nm* ۵۳۰، منطبق بر جورشدگی فازی موج تراهرتز با فرکانس *THz* ۱ مورد استفاده قرار گرفته است. کوک-پذیری این سیستم *THz* ۰.۵۸۸-۲.۶۸۲۶است که تا کنون به روش بیان شده در این مقاله گزارش نشده است.

مرجع‌ها

[1] X.-C. Zhang, “Terahertz wave imaging: horizons and hurdles, ”*PHYSICS IN MEDICINE AND BIOLOGY,* vol. 47, no. 21, p. 3667–3677, 2002.

[2] V. I. Fedorov, “The Biological Effects of Terahertz Laser Radiation as a Fundamental Premise for Designing Diagnostic and Treatment, ”*BIOPHYSICS,* vol. 62, no. 2, pp. 324-330, 2017.

[3] J. Axel Zeitler, Yao-Chun Shen, “Industrial Applications of Terahertz Imaging, ”*Terahertz Spectroscopy and Imaging,* vol. 171, pp. 451-489, 2012.

[4] N. Laman, S. Sree Harsha, D. Grischkowsky, and J. S. Melinger, “7 GHz resolution waveguide THz spectroscopy of explosives related solids showing new features, ”*Opt. Express,* vol. 16, p. 4094–4105, 2008.

[5] Herath P. Piyathilaka, Rishmali Sooriyagoda, Vikum Dewasurendra and others, “Terahertz generation by optical rectification in chalcopyrite crystals ZnGeP2, CdGeP2 and CdSiP2, ”*Optics Express,* vol. 27, no. 12, pp. 16958-16965, 2019.

[6] B. Sun, S. Li, J. Liu, E. Li, and J. Yao, “Terahertz-wave parametric oscillator with a misalignment-resistant tuning cavity, ”*Opt. Lett,* vol. 36, no. 10, p. 1845–1847, 2011.

[7] K. Suizu, Y. Suzuki, Y. Sasaki, H. Ito, and Y. Avetisyan, “Surface-emitted terahertz-wave generation by ridged periodically poled lithium niobate and enhancement by mixing of two terahertz waves, ”*Opt. Lett,* vol. 31, no. 7, p. 957–959, 2006.

[8] S. Li, H.Liu, N.Huang, Q.ibing Sun, and X. Li, “High efficiency terahertz-wave photonic crystal fiber, ”*APPLIED OPTICS,* vol. 51, no. 22, pp. 5579-5584, 2012.

[9] T. Amini, F. Jahangiri, “Optimized design for a terahertz parametric oscillator based on degenerate four- wave mixing in silicon nitride, ”*JOSA B,* vol. 37, no. 9, pp. 2725-2731, 2020.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۲۵۴۱-۱۰-A

سنتز پلیمر قالب مولکولی جهت بررسی کیفی هگزانال به‌عنوان یک ترکیب آلی فرار برای تشخیص سرطان ریه با استفاده از طیف‌سنجی رامان

عباس شمس، مرضیه موسی زاده، مریم نیکخواه، سید حسن توسلی

تهران، ولنجک، دانشگاه شهید بهشتی، پژوهشکده لیزر و پلاسما

یکی از بیماریهای رایج در عصر کنونی سرطان می‌باشد که در این میان بیشترین میزان ابتلا و مرگ و میر را سرطان ریه داشته است. تشخیص به موقع و غیرتهاجمی سرطان می‌تواند به پیشگیری و درمان آن کمک کند. در بازدم افراد مبتلا به سرطان ریه ترکیبات آلی فراری موجود هستند، که نشانگر زیستی مناسبی محسوب می‌گردند. در میان ترکیبات آلی فرار مختلفی که در بازدم وجود دارند، فراوان‌ترین نشانگر زیستیه گزانال است که در افراد بیمار به صورت افزایشی خود را نشان می‌دهد. در این پژوهش با سنتز پلیمر قالب مولکولی به صورت اختصاصی و استفاده از طیف‌سنجی رامان به بررسی کیفی هگزانال به‌عنوان یک ترکیب آلی فرار جهت کاربرد در تشخیص سرطان ریه پرداخته شده است.

کلید واژه - پلیمر قالب مولکولی، ترکیبات عالی فرار، سرطان ریه، طیف‌سنجی رامان، هگزانال

Synthesis of MolecularlyImprinted Polymer for Qualitative Evaluation of Hexanal as a Volatile Organic Compound for The Diagnosis of Lung Cancer Using Raman Spectroscopy

Abbas Shams, MarziyehMousazadeh, Maryam Nikkhah, Seyed Hassan Tavassoli

ab.shams@mail.sbu.com, m.mosazadeh@modares.ac.ir, m_nikkhah@modares.ac.ir, h-tavassoli@sbu.ac.ir

One of the most common diseases in the current era is cancer, among which lung cancer has the highest incidence and mortality. Early and non-invasive diagnosis of cancer can help prevent and treat it. In exhalation of people with lung cancer, volatile organic compounds are present, which are considered good biomarkers. Among the various Volatile Organic Compounds present in exhalation, Hexanal is the most abundant biomarker that shows itself incrementally in patients. In this study, with the synthesis of MolecularlyImprintedPolymer and using Raman spectroscopy, the qualitative study of hexane as a volatile organic compound for use in the diagnosis of lung cancer has been performed.

Keywords: Hexanal, Lung Cancer,Molecular Imprinted Polymer, RamanSpectroscopy, Volatile Organic Compound

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

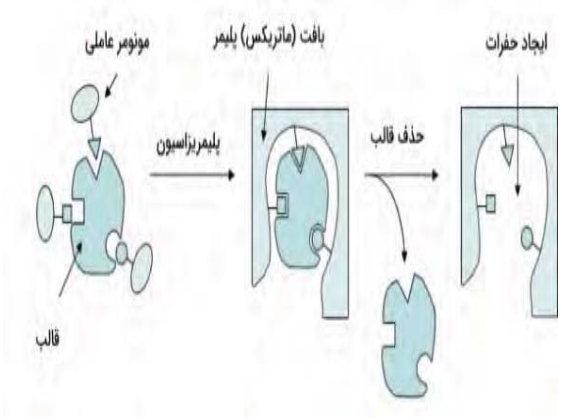
مقدمه وتئوری

در سال های اخیر طیف سنجی رامان به عنوان یک روش قدرتمند حسگری برای نمونه های مختلف به خصوص نمونه های زیستی توجه محققان را به خود جلب کرده است. طیف سنجی رامان بر اساس پراکندگی غیرالاستیک نور در فرکانس های پایین جهت اندازه گیری مد های ارتعاشی مولکول می‌باشد که حضور بستره هایی از نانوذرات فلزی مثلنقره و طلا باعث تقویت این مد های ارتعاشی می شوند[۱].

یکی از عوامل موثر در ایجاد مرگ و میر در جهان سرطان است. سرطان در سال2018 تعداد9.6 میلیون نفر را به کام مرگ بردکهچنین آماری تشخیص و درمان سرطان را مورد توجه قرار داده است.اما در زمینه تشخیص به علت اینکه اکثر روش ها تهاجمی هستند محققان را بر آن داشته که در پی روش های غیرتهاجمی و سریع باشند.آمار نشان میدهد سرطان ریه بیشترین آمار مرگ را در میان سرطان ها به خود اختصاص داده است. آمار سرطان ریه در مردان بیشتر از زنان است. از عوامل موثر در تشخیص سرطان نشانگر های زیستی می‌باشند،که گروهی از نشانه های پزشکی است که وضعیت بیمار را خارج از بدن نشان می‌دهند. نشانگرهای زیستی در کیت های زیستی و حسگر ها استفاده زیادی دارند و حضور مقدار زیاد آنها در بدن افراد بیمار و کم بودن آنها در افراد سالم مزیت مناسبی است تا به عنوان حسگر های زیستی شناخته شوند.نمونه ای از این نشانگر های زیستی ترکیبات آلی فرار[۱] با فشار بخار بالا هستند. این ترکیبات در نمونه‌های مختلف بدن انسان مانند بزاق ، ادرار، عرق، خون و بازدم یافت می‌شوند. بر اساس آمار پایگاه داده مربوط به ترکیبات آلی فرارسرطان‌های مختلف، هگزانال در میان نشانگر های زیستی مختلف برای تشخیص سرطان ریه مناسب است [۲].

هگزانال که یک آلدهید درون سلولی است، به عنوان بهترین نشانگر این سرطان در بخار بازدم تنفس انسان گزارش می‌شود. پلیمرهای قالب مولکولی[۲]، پلیمرهایی هستند متشکل از مونومر، الگو (در اینجا هگزانال) و مولکول آغازگر که در حلال های مخصوص سنتز می‌شوند[۳].

چنین پلیمر های با توجه به اینکه اختصاصی عمل کرده می‌تواند جایگزین مناسب برای آنتی بادی‌ها باشند(شکل ۱).هدف از مقاله پیش رو ساخت سنسوری مناسب جهت تشخیص هگزانال است .سنسوری که بر پایه‌ی پلیمرهای قالب مولکولی بوده و با استفاده از نانو ذرات طلا جهت تقویت میدان نوری پراکندگی رامان ساخته شده باشد تا بتوان بر اساس آنالیز طیفی پلیمر به بررسی جهتمندی در این نوع سنسورهادست یافت.



شکل ۱: فرایند تشکیل پلیمر قالب مولکولی

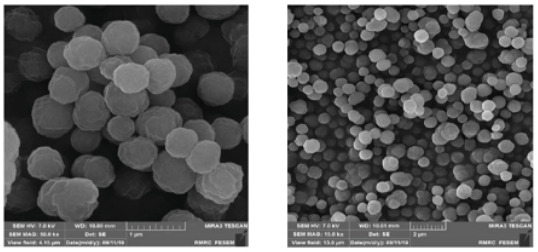
[۱] Volatile Organic Compound

[۲] MolecularlyImprinted Polymer

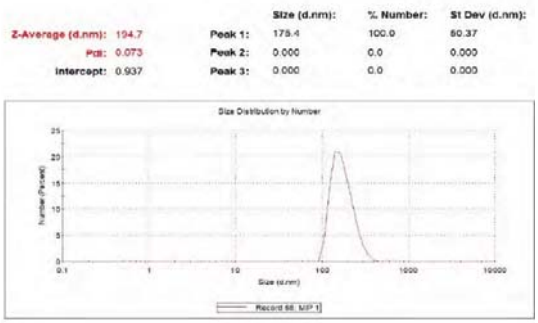
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مواد و روش ساخت

جهت ساخت پلیمر برای شروع، ابتدا مونومر (متاکرلیک اسید) و الگو(هگزانال) در حلال(استونیتریل)حلو فرایند پلیمریزاسیون آغاز می‌شود، استحکام این برهمکنش به شکل گیری تعداد پیوند های بین مونومر و الگو وابسته است. در ادامه، کراسلینک(اتیلن گلیکول) و آغازگر(آزوبیسایزوبوتیرونیتریل) برای تکمیل سنتز پلیمریزاسیون افزوده می‌شوند. حرارت دهی برای انجام فرایند پلیمریزاسیون الزامی می‌باشد .در ادامه مولکول الگو با شست و شو به کمک دستگاه سوکسله از پلیمر خارج شده تا جایگاه نمونه خالی بماند .فرایند به گونه ای است که مونومر ها اطراف الگو را احاطه کرده تا بعد از شست و شو، پلیمر بتوانند در صورتی که الگو اطراف آنها وجود داشت آن را به دام بیندازند [۴].برای بررسی بهتر و رسیدن به یک سنتز یکنواخت از سطح بستره MIP تصویر SEM و DLS گرفته می شود که در شکلهای(۳)و (۴) نشان داده شده ، اندازه قطر نانوذرات پلیمر در حدود ۲۰۰ نانومتر هستند. جهت خارج کردن هگزانال از MIP ، پلیمرسنتز شده درون کاغذ صافی ریخته شده و توسط سیم به خوبی محکم گردید تا امکان خروج MIP از اطراف آن وجود نداشته باشد. سپس درون دستگاه سوکسله به مدت ۱۶ ساعت قرارداده شد تا تبخیر و میعان است و نیتریل و عبور پیوسته آن از روی MIP به شسته شدن و خروج هگزانال از پلیمر کمک کند . همچنین برای ساخت نانوذرات طلا که به روش کلوئیدی سنتز می‌شوند از تری سیدیم سیترات (7O5H6C3Na)، کلروآریک اسید (4HAuCl)، آب(HPLC) استفاده شده است که به روش کاهش سیترات سنتز شده[5].



شکل ۲ : تصویر SEMاز بستره پلیمر قالب مولکولی ،تصویر سمت چپ بزرگنمایی شده.

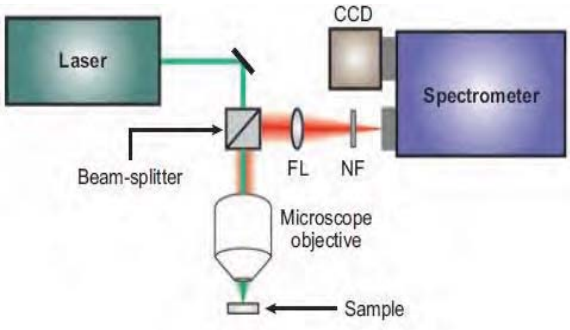


شکل ۳ : DLSمربوط به پلیمر قالب مولکولی

چیدمان رامان

چیدمان حاصل برای دریافت بیشترین پراکندگی به صورت بازتابی بسته شده است به گونه ای که نور لیزر پس از بازتاب از آینه دیکرویک مستقیما روی نمونه خورده و پراکندگی بعد از عبور مجدد از آینه دیکرویک به ناچ رسیده تا نور لیزر و پراکندگی ریلی حذف گردد و تنها پراکندگی رامان عبور داشته باشد. سپس پراکندگی توسط لنز به داخل فیبر متمرکز می‌شود و از آنجا به اسپکترومتر می رسد و بعد از آن با نرم افزار تانسو اطلاعات ورودی تحلیل می‌گردد. برای طیف سنجی رامان، از طول موج لیزری ۵۳۲ نانومتر (هماهنگ دوم Nd:YAG) استفاده می‌شود که توان آن ۱۰۰ mW است شکل (۴).

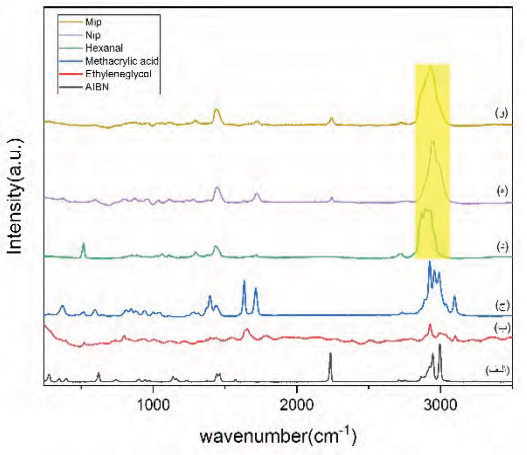
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۴: شمایی از چیدمان آزمایشگاهی برای طیف سنجی رامان۵۳۲ نانومتر.

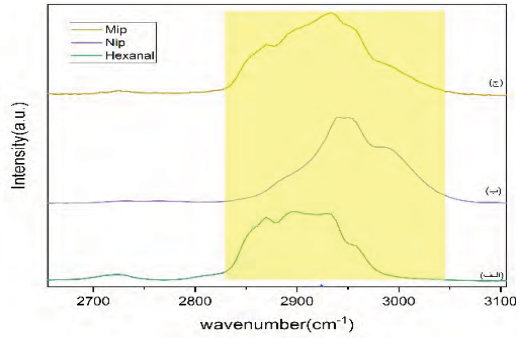
نتایج و بحث تجربی

ابتدا از تمام عوامل سازنده پلیمر قالب مولکولی مورد نظر از قبیل مونومر(متاکرلیک اسید)،کراسلینک(اتیلن گلیکول)،آغازگر(آزوبیسایزوبوتیرونیتریل) و نمونه هدف(هگزانال) طیف گرفته شد سپس بعد از ساخت پلیمر، از پلیمری که هگزانال از حفرات آن خارج شده بود نیز طیف گرفته شدو بعد از آن از پلیمر قالب مولکولی که هگزانال روی آن قرار گرفته بود و در محفظه استیل با شرایط دمایی خاص حضور داشت بعد از یک ساعت با استفاده از نانوذرات طلا جهت تقویت مد های ارتعاشی طیف گیری شده که نتایج آن در شکل (۵) مشاهده می‌شود.



شکل ۵ : طیف رامان الف) آغازگر ب) اتیلنگلیکول ج)متاکرلیک اسید د)هگزانال ه)پلیمر بدون قالب مولکولی و) پلیمر قالب مولکولی

ناحیه مورد توجه ما تغییرات ۲۸۰۰-۳۱۰۰ رامان شیفت بوده که بعد از اضافه شدن هگزانال به پلیمر قالب مولکولی، که فاقد هگزانال است طیف پهن تری را مشاهده کردیم شکل (۶). با توجه به این تغییرات پلیمر قالب مولکولی توانایی جذب اختصاصی هگزانال به عنوان یک ترکیب آلی فرار را داشته و با طیف سنجی رامان می تواندبه عنوان یک سنسور غیر تهاجمی و سریع در زمینه تشخیص سرطان ریه مورد استفاده قرار گیرد.



شکل ۶: بزرگنمایی طیف رامان الف)هگزانال ب) پلیمر قالب گیرینشده ج) پلیمر قالب مولکولی در ناحیه ۲۸۰۰-۳۱۰۰ رامان شیفت

مرجع‌ها

[1] E. Le Ru and P. Etchegoin, *Principles of Surface-Enhanced Raman Spectroscopy*, Elsevier press,2008.

[2] Schott M, Wehrenfennig C, Gasch T, Vilcinskas A. “Insect antenna-based biosensors for in situ detection of volatiles. Yellow Biotechnology II: Springer”, Pub. Med., pp. 101-22,2013.

[3] T. Alizadeh,“Imprinting in Molecular and Atomic Dimensions, A new approach in Chemical Sensors Design”, University of Tehran Press,2016.

[4] Janfaza S, Nojavani MB, Nikkhah M, Alizadeh T, Esfandiar A, Ganjali MR. “A selective chemiresistive sensor for the cancer-related volatile organic compound hexanal by using molecularly imprinted polymers and multiwalled carbon nanotubes”. Microchimica Acta.186(3):137, 2019.

[5] Martin, M. N., Basham, J. I., Chando, P., &Eah, S.-K. “Charged Gold Nanoparticles in Non-Polar Solvents: 10-min Synthesis and 2D Self-Assembly”.Langmuir,7410–7417,2010.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۶۰-۱۰-A

ساخت فیلتر لایه نازک میان نگذر با استفاده از کریستال‌های مایع نماتیک کایرال

محمد محمدی مسعودی*، فرید خوش خطی

دانشکده علوم و فنون نوین، دانشگاه تهران

Mo.masoudi@ut.ac.ir

چکیده –یک فیلتر نوری لایه نازک با استفاده از مونومرهای کریستال مایع نماتیک کایرال ساخته شده‌است. این فیلتر در بازه‌ی طول موج ۶۵۰ تا ۷۲۰ نانومتر، ۵۰ درصد نور ورودی را منعکس می‌نماید. بازه پهنای باند انعکاسی وابسته به غلظت افزونه کایرال اضافه شده به مخلوط کریستال مایع می‌باشد. عدم پراکندگی نور، شفافیت، مقاومت شیمیایی در برابر حلال‌های پروتیک، مقاومت گرمایی تا دمای ۱۱۰ درجه سانتی‌گراد، امکان جدا شدن از شیشه و قابلیت نصب بر روی ادوات اپتیک از ویژگی‌های این فیلتر می-باشد. این فیلترهای نوری در بعضی ادوات اپتیکی از جمله لیزرها و قطبنده‌ها کاربرد دارند.

کلید واژه- پهنای باند فتونیکی، فیلتر نوری، فیلم بدون پراکندگی، کریستال مایع نماتیک کایرال

Thin Film Optical Filter Based on Chiral Nematic Liquid Crystal

Mohammad Mohammadimasoudi *, Farid Khoshkhati

University of Tehran, Faculty of New Sciences and Technologies, Tehran, Iran.

***Corresponding author: Mo.masoudi@ut.ac.ir**

Abstract- A thin film optical filter is fabricated using chiral nematic liquid crystals (CLCs).The filter can reflect the half of incident unpolarized light in the region of 650 to 720 nm without any significant scattering. The photonic bandgap varies by varying the concentration of chiral dopant. The optical filter has chemical stability for protic solvents and thermal stability to 110 °C. Thickness of the film is 6.75 µm and can be delaminated from the substrates. The stand free film can be also used in other optical devices such as lasers, displays, and optical shutters.

Keywords: Chiral nematic liquid crystal, color filter, photonic bandgap

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

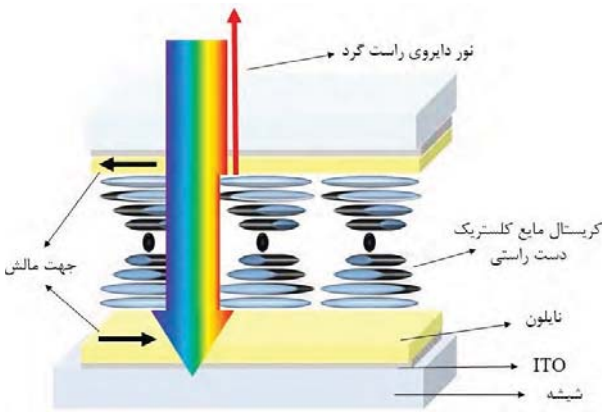
مقدمه

فیلترهای میان نگذر نوری جزو اساسی‌ترین ادوات برای دست‌کاری طول موج نور در حوزه‌ی پردازش سیگنال اپتیکی هستند. از این فیلترها در موارد مختلفی مانند میکروسکوپ‌های چند فوتونی، تلسکوپ‌های فضایی و طیف‌سنجی بر پایه‌ی رامان استفاده می‌شود[۱]. علاوه بر این، در محدوده‌ی مرئی می‌توان از این فیلترها به عنوان فیلتر رنگی و یا در کاواک لیزرها استفاده نمود[۲-۴]. تا به امروز از روش‌های مختلفی برای کنترل پهنای باند نور مانند ادوات میکروالکترومکانیکی[۵]، فیلترهای فابری_پرو(FP)[۶]و فیلترهای الکترواپتیکی[۷]استفاده شده است. کریستال‌های مایع بدلیل تنوع فازی و خواص الکترواپتیکی کاربردهای فراوانی دارند. یک فاز از نحوه چینش کریستال‌های مایع، فاز کلستریک می‌باشد که در کاربردهای متنوعی از جمله انواع مختلف فیلترهای رنگی، لیزرهای با طول موج خروجی متغیر، فناوری اطلاعات فوتونیکی و بازتابنده‌های تعویض پذیر مورد استفاده قرار گرفته‌اند[۴, ۸-۱۲].

کریستال‌های مایع نماتیک کایرال با افزودن مقدار مشخصی از افزونه کایرال در کریستال مایع نماتیک ایجادشده و یک ساختار کلستریک و مارپیچی بین لایه-های کریستال مایع ایجاد می‌کنند. این ساختار متناوب است و ضریب شکست نیز با همین تناوب تغییر کرده و در نتیجه ساختار مانند بازتابنده‌هایBraggرفتار می‌نماید و دارای یک پهنای باند فوتونیکی است که مقدار آن از معادله (۱)بدست می‌آید که در آن$\Delta n = n_e - n_o$اختلاف ضرایب دوشکستی کریستال مایع بودهوP طول یک دور چرخش کامل مولکول کریستال مایع است که به آن گام می‌گوییم[۱۳]:

$$\Delta\lambda = \Delta n P \quad (۱)$$

بسته به ماهیت افزونه کایرال، پیچش ایجاد شده می‌تواند راست دستی و یا چپ دستی باشد که نور قطبیده‌ی دایروی همانند خود را در محدوده‌ی پهنای باند فتونیکی منعکس کرده و قطبش مخالف بدون مانع انتشار می‌یابد (شکل ۱)[۱۴]. در نتیجه، میزان کل بازتاب در یک سلول حاوی کریستال مایع کلستریک برای نور غیر قطبیده، نمی‌تواند از ۵۰٪تجاوزنماید[۱۵].



شکل ۱: نمای کلی ساختار فیلتر رنگی و عدم عبور نور هم‌جهت با چرخش کریستال‌های مایع در پهنای باند انعکاسی

برای یک ترکیب کریستال مایعی، مقدارΔnبه طور معمول بین ۰.۰۵ تا ۰.۲ است، بنابراین، برای تنظیم پهنای باند بایدPرا تغییردهیم. توانایی افزونه کایرال برای ایجاد پیچش در فاز نماتیک با *(HTP)*بیان می‌شود[۱۴]. با کمک معادله (۲)مقدار عددی گام (P) بدست می‌آید که در آن ee مقدار مازاد انانتیومریکو*[C]*غلظت افزونه کایرال می‌باشد.

$$P = \frac{1}{HTP \times [C] \times ee} \quad (۲)$$

خواص مختلف کریستال‌های مایع کلستریک مانند پهنای باند فتونیکی، می‌تواند توسط عملیات سطحی مناسب و یا پلیمرهای پراکنده کنترل شود[۱۶].بعلاوه، با استفاده از مزوژن‌های مونومری همراه با گروه آکریلات و در حضور یکآغازگر، پس از پلیمریزاسیون با استفاده از اشعه ماورا بنفش، می‌توان ساختار مارپیچ را در یک شبکه پلیمری ثابت کرد[۱۴].

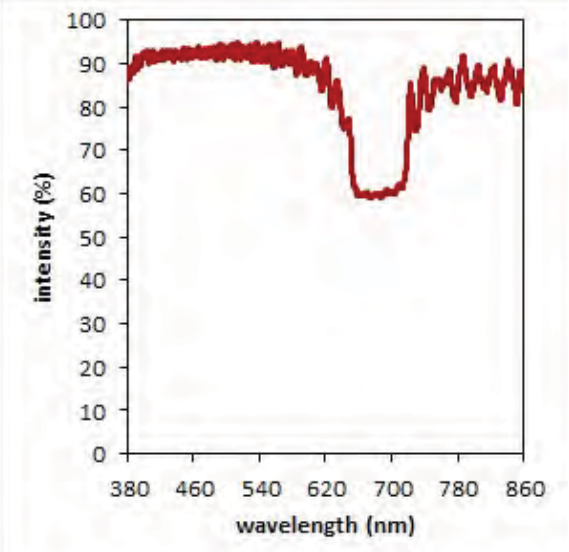
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

در این تحقیق، یک فیلتر لایه نازک میان نگذر بسیار پایدار ساخته شده است که بسته به غلظت افزونه کایرال-، ۵۰٪ از نور غیر قطبیده ورودی در محدوده‌ی ۶۵۰ تا ۷۲۰ نانومتر را بدون تخریب یا انکسار، منعکس کرده در حالیکه در سایر محدوده مرئی کاملاً شفاف و بدون پراکندگی باقی می‌ماند.

بخش تجربی

برای دست‌یابی به ساختار مارپیچ، ترکیبی ازکریستال‌های مایع مونومری به همراه افزونه کایرال دست راستی (BDH1305) و مانع‌شونده (tert-Butylhydroquinone) و آغازگر (Irgacure 81) در فاز آیزوتروپیک با کمک خاصیت موبینگی به یک سلول خالی انتقال یافت. سلول شامل دو بستر شیشه‌ای با ابعاد ۲.۵ در ۲.۵ سانتی‌متر با الکترودهای رسانا ایندیوم تین اکساید (ITO) به ضخامت ۳۰ نانومتر بود که یک لایه نایلون به ضخامت ۳۰۰ نانومتر روی لایه ITOپوشانده شده و شیار داده شده است. بدین ترتیب مولکول‌های کریستال مایعکه وارد سلول می‌شوند در جهت شیارها قرار گرفته و کریستال مایع‌های بعدی نسبت به لایه اول زاویه می‌سازند و به همین منوال محورهای مارپیچ عمود بر زیرلایه ی شیشه شکل می‌گیرند (شکل ۱).

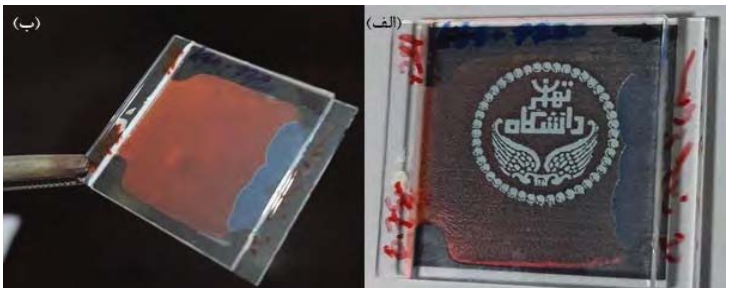
بعد از شکل گیری فاز کلستریک، سلول در معرض اشعه ماورابنفش ۳۶۵ نانومتر به مدت ۱ دقیقه قرار می‌گیرد تا یک فیلم پلیمری لایه نازک فیلتر نوری شکل بگیرد. طیف عبوری نمونه ساخته شده توسط یک طیف سنج اندازه-گیری شده و در شکل ۲ به نمایش درآمده است. فیلم-ساخته شده پهنای باند کلی تقریباً ۷۰ نانومتر با محوریت ۶۸۵ نانومتر دارد. این فیلتر ۵۰٪ از نور مرئی ورودی در محدوده پهنای باند خود را منعکس نموده در حالیکه در مابقی ناحیه ی مرئی شفاف باقیمانده است.



شکل ۲: طیف عبوری فیلتر برحسب طول موج‌های مختلف

عدم پراکندگی نور و شفافیت و بهترین ویژگی‌های این فیلتر هستند. برای اثبات این ویژگی‌ها، نشان سفید رنگ دانشگاه تهران رابر روی یک سطح سیاه چاپ نموده و سپس، فیلتر را بر روی آن کاغذ قرار دادیم و همانطور که در شکل ۳ الف مشاهده می‌شود، یک فیلم بدون پراکندگی نوری داریم که هیچ بخشی از نور مرئی راپراکنده نکرده و نشان دانشگاه تهران به وضوح دیده می‌شود. شکل ۳ ب نیز یکنواختی بازتاب رنگ قرمز فیلتر ساخته شده را نشان می‌دهد. علاوه بر ویژگی‌های فوق، این فیلتر دارای مقاومت شیمیایی در برابر حلال‌های پروتیک و مقاومت گرمایی تا دمای ۱۱۰ درجه سانتی‌گراد بوده و امکان جدا شدن از شیشه و قابلیت نصب بر روی ادوات اپتیکی مختلف را دارد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۳: تصویر فیلتر نوری ساخته شده در طیف قرمز (الف) بر روی صفحه‌ای سیاه منقش به طرح سفید دانشگاه تهران که وضوح طرح سفید نشان از عدم پراکندگی کل طیف مرئی دارد، (ب) با زاویه برای نشان دادن یکنواختی فیلتر ساخته شده. ابعاد شیشه‌های سلول ۲.۵ در ۲.۵ سانتی‌متر می‌باشد.

مرجع‌ها

[1] M.-Y. Jeong and K. Kwak, "Continuously Tunable and Bandwidth Variable Optical Notch/Band-Pass Filters Over 500 nm Spectral Range Using Cholesteric Liquid Crystals," (in 5), *IEEE Photonics Journal,* vol. 11, no. 1, pp. 1-11, 2018.

[2] M. Mohammadimasoudi, K. Neyts, and J. Beeckman, "Thin film polarizer and color filter based on photo-polymerizable nematic liquid crystal," in *Emerging Liquid Crystal Technologies X*, 2015, vol. 9384: International Society for Optics and Photonics, p. 93840E.

[3] J. Lub, D. Broer, R. Wegh, E. Peeters, and B. I van der Zande, "Formation of optical films by photo-polymerisation of liquid crystalline acrylates and application of these films in liquid crystal display technology," (in 9), *Molecular Crystals and Liquid Crystals,* vol. 429, no. 1, pp. 77-99, 2005.

[4] M. Mohammadimasoudi, J. Beeckman, J. Shin, K. Lee, and K. Neyts, "Widely tunable chiral nematic liquid crystal optical filter with microsecond switching time," (in 14), *Optics express,* vol. 22, no. 16, pp. 19098-19107, 2014.

[5] J.-W. Jeong, I. W. Jung, H. J. Jung, D. M. Baney, and O. Solgaard, "Multifunctional tunable optical filter using MEMS spatial light modulator," (in 15), *Journal of microelectromechanical systems,* vol. 19, no. 3, pp. 610-618, 2010.

[6] J. Stone and L. Stulz, "Pigtailed high-finesse tunable fibre Fabry-Perot interferometers with large, medium and small free spectral ranges," (in 16), *Electronics letters,* vol. 23, no. 15, pp. 781-783, 1987.

[7] D. Sadot and E. Boimovich, "Tunable optical filters for dense WDM networks," (in 17), *IEEE Communications Magazine,* vol. 36, no. 12, pp. 50-55, 1998.

[8] V. Belyakov, "Low threshold DFB lasing at the edge and defect modes in chiral liquid crystals," (in 10), *Molecular Crystals and Liquid Crystals,* vol. 488, no. 1, pp. 279-308, 2008.

[9] A. Chanishvili *et al.*, "Lasing in dye-doped cholesteric liquid crystals: two new tuning strategies," (in 11), *Advanced Materials,* vol. 16, no. 9-10, pp. 791-795, 2004.

[10] H. Shirvani-Mahdavi, E. Mohajerani, and S.-T. Wu, "Circularly polarized high-efficiency cholesteric liquid crystal lasers with a tunablenematic phase retarder," (in 12), *Optics express,* vol. 18, no. 5, pp. 5021-5027, 2010.

[11] Y. Inoue, H. Yoshida, K. Inoue, A. Fujii, and M. Ozaki, "Improved lasing threshold of cholesteric liquid crystal lasers with in-plane helix alignment," (in 13), *Applied Physics Express,* vol. 3, no. 10, p. 102702, 2010.

[12] L. Penninck, J. Beeckman, P. De Visschere, and K. Neyts, "Numerical simulation of stimulated emission and lasing in dye doped cholesteric liquid crystal films," (in 14), *Journal of Applied Physics,* vol. 113, no. 6, p. 063106, 2013.

[13] P.-G. De Gennes and J. Prost, *The physics of liquid crystals*. Oxford university press (in 11), 1993.

[14] D. Mulder, A. Schenning, and C. Bastiaansen, "Chiral-nematic liquid crystals as one dimensional photonic materials in optical sensors," (in 9), *Journal of Materials Chemistry C,* vol. 2, no. 33, pp. 6695-6705, 2014.

[15] H. Khandelwal, R. C. Loonen, J. L. Hensen, A. P. Schenning, and M. G. Debije, "Application of broadband infrared reflector based on cholesteric liquid crystal polymer bilayer film to windows and its impact on reducing the energy consumption in buildings," (in 10), *Journal of Materials Chemistry A,* vol. 2, no. 35, pp. 14622-14627, 2014.

[16] D. K. Yang, J. L. West, L. C. Chien, and J. W. Doane, "Control of reflectivity and bistability in displays using cholesteric liquid crystals," (in 12), *Journal of applied physics,* vol. 76, no. 2, pp. 1331-1333, 1994.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۴-۱۱۹۱-۱۰-A

اثر محیط های الکلی بر روی رفتار نوری غیرخطی رنگینه های تیازین با ساختار مولکولی متفاوت

مهسا خادم صدیق

مهندسی اپتیک و لیزر، دانشگاه بناب، بناب، ایران

mahsa.sadigh@yahoo.com

چکیده –هدف از این کار تجربی بررسی پاسخ نوری غیر خطی مولکولی تحت تاثیر محیط های الکلی با پارامترهای قطبیت متفاوت می باشد. به همین منظور دو روش طیف سنجی و تئوری تابع چگالی (DFT) مورد استفاده قرار گرفت. مطابق نتایج بدست آمده ساختار مولکولی و ویژگی های محیط احاطه کننده مولکولی به عنوان دو پارامتر مهم در پاسخ نوری غیرخطی رنگینه های تیازین بازی می کنند. در این حالت محیط های الکلی با توانایی دهندگی پیوند هیدروژنی قوی با مولکول های رنگینه منجر به افزایش مقادیر فراقطبش پذیری مولکولی می شوند.

کلید واژه- پیوند هیدروژنی، تیازین، فراقطبش پذیری.

The Effect of Alcoholic Environments on theNonlinear Optical Behavior of Thiazine Dyes with Different Molecular Structures

Mahsa Khadem Sadigh

Department of Laser and Optical Engineering, University of Bonab, Bonab, Iran

mahsa.sadigh@yahoo.com

Abstract- The aim of this experimental work is investigation of molecular nonlinear optical response under the influence of alcoholic environments with different polarity parameters. For this reason, spectroscopy technique and density functional theory (DFT) were used. According to the obtained results, molecular structure and characteristics of the surrounding molecular environment play important roles on the nonlinear optical responses of thiazine dyes. In this case, alcoholic environments with high hydrogen bond donor ability lead to increasing of molecular first order hyperpolarizability values.

Keywords: Hydrogen Bond, Hyperpolarizability, Thiazine.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

مقدمه

هنگام اندرکنش نور با ماده، وابسته به ویژگی های نور فرودی پدیده های متعدد فیزیکی اتفاق می افتد که در چهارچوب اپتیک خطی قرار نمی گیرند.به دلیل عدم دسترسی به منابع نوری پرشدت تا مدتها بررسی کامل این پدیده ها بطور تجربی امکان پذیر نبود. با اختراع لیزر در سال ۱۹۶۰ ودسترسی به منابع نوری پرشدت، اولین آزمایش تجربی برای بررسی پدیده های نوری غیرخطیصورت گرفت. پس از آن تاکنون پدیده های نوری غیرخطی متفاوتی به دلیل اهمیت آنها در زمینه های مختلف علمی مورد بررسی و آزمایش قرار گرفته است.

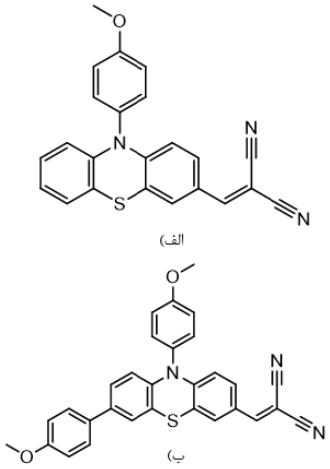
امروزه تلاش ها نیز برای سنتز گروههای مختلفی از مواد با پایداری بالاو پاسخ نوری غیرخطی بزرگ همچنان ادامه دارد. در این میان مواد آلیبا روش سنتز آسان، پاسخ نوری غیرخطی بزرگ و پایداری بالا می توانند گزینه مناسبی برای مطالعه پدیده هاینوری غیرخطی در نظر گرفته شوند. در این میان رنگینه های گروه تیازین با ویژگی های ساختاری منحصر به فرد نقش مهمی در پزشکی و طراحی سنسورها[۳-۱] بازی می کنند.

با توجه به اهمیت و کاربرد گسترده مواد نوری، بررسی پارامترهای تاثیرگذار بر روی پاسخ نوری می تواند به عنوان قدمی موثر برای بهبود عملکرد آنهادر فرایندهای مختلف فیزیکی، شیمیایی و بیولوژیکی در نظر گرفته شود.علاوه بر وجود گروههای مختلف فعال در ساختار شیمیایی یک ماده نوری، ویژگی های محیط احاطه کننده نیز می تواند به عنوان یکی از پارامتری تاثیر گذار تلقی شود. بنابراین وابسته به غلظت و ساختار ماده مورد نظر ممکن است اثرات متفاوتیدرپاسخ نوری غیرخطی مشاهده گردد.

از آنجایی که بیشتر فرایندهایفیزیکی، شیمیایی و بیولوژیکی در حالت محلول صورت می گیرد. در اینصورت، حلال به عنوان محیطی که فرایندهای مختلفیدر آن رخ می دهد، می تواند نقش مهمی را در پاسخ نوری مواد ایفا کند[۶-۴]. بنابراین انتخاب حلال مناسب با پارامترهای قطبیت متفاوت می تواند عاملی تعیین کننده در رفتار نوری غیرخطی مواد باشد. هدف از این کار تجربی بررسی پاسخ نوری غیرخطی رنگینه های گروه تیازین تحت تاثیر محیط های مختلف الکلی می باشد.

مواد و روش ها

در این کار تجربی دو رنگینه از خانواده رنگینه تیازین با ساختار شمیایی مطابق با شکل ۱ مورد بررسی و مطالعه قرار می گیرد.



شکل۱: ساختار شیمیایی رنگینه های مورد مطالعه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

برای تهیه نمونه های مورد مطالعه ابتدا محلول هایی از رنگینه های تیازین با غلظت۰/۰۰۰۰۵ مولار در حلال های متانول، پروپانول و بوتانول تهیه می شود.

سپس جهت اندازه گیری پارامتر فراقطبش پذیری مرتبه اول نمونه های مورد مطالعه از روش طیف سنج جذبی (Shimadzu UV-2450 Scan Spectrophotometer) و تئوری تابع چگالی (DFT)استفاده می شود.

نتایج و بحث

در این قسمت رفتار نوری غیر خطی مرتبه اول دو گروه از رنگینه های تیازین در سطح میکروسکوپی در محیط های حلالی مختلف مورد بررسی و مطالعه قرار می گیرد. بدین ترتیب با بهره گیری از مدل دو ترازی [۷Oudar]پارامتر فراقطبش پذیری مرتبه اول (β) دو رنگینه مورد مطالعه در محیط های مختلف بدست آمد.مطابق مدل Oudar، پارامتر فراقطبش پذیری مولکولی رابطه مستقیم با ممان دوقطبی گذار μ_{eg} و اختلاف ممان دوقطبی بین حالت پایه و تحریکی $\Delta\mu$و رابطه عکس با انرژی گذار از حالت پایه به اولین حالت برانگیخته υ_{eg}دارد(رابطه (۱)).

$$\beta = \frac{3\mu_{eg}^2 \Delta\mu}{2h^2c^2\upsilon_{eg}^2} \quad (۱)$$

بدین ترتیب برای محاسبه پارامترهای $\Delta\mu$ از تئوری DFT و جهت محاسبه پارامتر μ_{eg}و υ_{eg} می توان از روش طیف سنجی بهره جست.نتایج بدست آمده در جدول (۱) نشان داده شده است.البته باید توجه داشت که ممان دوقطبی گذار مطابق با رابطه (۲) به پارامتر قدرت نوسانگر (oscillatorstrength) مربوط می شود.

$$\mu_{eg}^2 = \frac{3he^2}{8\pi^2 mc} \times \frac{f}{\upsilon_{eg}} \quad (۲)$$

$$f = 4.32\times10^{-9}\int \varepsilon(\upsilon)d\upsilon$$

جدول ۱: پارامترهای $\Delta\mu$، μ_{eg}، υ_{eg}و β اندازه گیری شده برای رنگینه های تیازین الف و ب (شکل ۱) در سیستمesu

حلال	$\Delta\mu$	μ_{eg} x10^{-18}	υ_{eg}	β x 10^{-29}
رنگینه الف				
متانول	۱۱/۹۸	۵/۴۵	۲۲۴۲۱/۵۲	۲/۶۹
پروپانول	۱۱/۸۵	۴/۶۸	۲۲۱۷۲/۹۵	۲/۰۱
بوتانول	۱۱/۸۱	۳/۸۰	۲۲۱۷۲/۹۵	۱/۳۲
رنگینه ب				
متانول	۱۲/۷۹	۵/۱۶	۲۰۵۳۳/۸۸	۳/۰۷
پروپانول	۱۲/۶۹	۴/۱۳	۲۰۲۴۲/۹۱	۲/۰۱
بوتانول	۱۲/۶۶	۳/۹۸	۲۰۲۰۲/۰۲	۱/۸۷

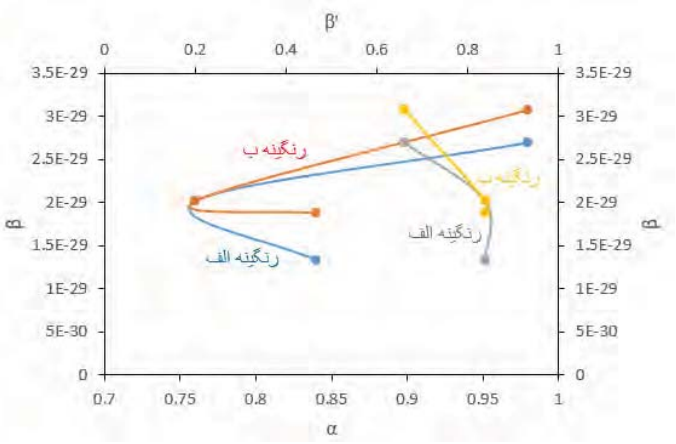
حال با استفاده از پارامترهای بدست آمده می توان با استفاده از رابطه (۱) پارامتر فراقطبش پذیری مرتبه اول در محیط های حلالی مختلف برای دو رنگینه با ساختار مولکولی متفاوت را بدست آورد.

مطابق نتایج بدست آمده در جدول ۱ محیط احاطه کننده مولکولی نقش مهمی در پاسخ غیرخطی مولکولی رنگینه های مورد مطالعه بازی می کند.

جهت مطالعه اثر هر یک از محیط های الکی بر روی مقادیر پذیرفتاری غیرخطی بدست آمده مدل کاملت – تافت مورد مطالعه قرار می گیرد [۹-۸] . مطابق این مدل، محیط احاطه کننده مولکول های رنگینه متفاوت بخاطر برهم کنش های متفاوت بین مولکولی از یک حلالی به حلال دیگر مقادیر پذیرفتاری نوری را تحت تاثیر قرار می دهد. برای بررسی دقیق تر، مقادیر فراقطبش پذیری مرتبه اول بر حسب پارامترهای قطبیت کاملت- تافت حلال های مورد استفاده رسم می گردند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

در این حالت پارامتر β' و α به ترتیب نشان دهنده توانایی محیط های حلالی برای گیرندگی و دهندگی پیوند هیدروژنی با مولکول های رنگینه های مورد مطالعه می باشند.



شکل ۲: اثر توانایی دهندگی و گیرندگی پیوند هیدروژنی بر روی مقادی فراقطبش پذیری مرتبه اول.

(رنگ های آبی و قرمز: تغییرات فراقطبش پذیری مرتبه اول βبر حسب پارامتر توانایی حلال در دهندگی پیوند هیدروژنی α

رنگ های طوسی و نارنجی: تغییرات فراقطبش پذیری مرتبه اول βبر حسب پارامتر توانایی حلال در گیرندگی پیوند هیدروژنی'β)

مطابق شکل ۲، محیط های حلالی با دهندگی قوی پیوند هیدروژنی مانند متانول منجر به افزایش مقادیر فراقطبش پذیری مولکولی و محیط هایی با توانایی قوی گیرندگی پیوند هیدروژنی منجر به کاهش پارامتر فراقطبش پذیری مرتبه اول می شوند. به علاوه تفاوت در مقادیر بدست آمده برای پارامتر فراقطبش پذیری در دو رنگینه مربوط به تفاوت در گروههای فعال در ساختار مولکولی می باشد.

نتیجه گیری

مطابق نتایج بدست آمده ساختار مولکولی و ویژگی های محیطاحاطه کننده مولکولی به عنوان دو پارامتر مهم در پاسخ نوری غیرخطی رنگینه های تیازین بازی می کنند. در این حالت محیط های الکلی با توانایی دهندگی پیوند هیدروژنی قوی با مولکول های رنگینه منجر به افزایش مقادیر فراقطبش پذیری مولکولی می شوند.

مرجع‌ها

[1] M. Khadem Sadigh, M.S. Zakerhamidi, “Media polarity and concentration roles on the third order nonlinear behaviors of thiazine dyes”, Opt. Laser. Techno., Vol.100, pp. 216-224, 2018.

[2] Ana-Maria Udrea, Speranta Avram, Simona Nistorescu, Mihail-Lucian Pascu, Mihaela OanaRomanitan, “Laser irradiated phenothiazines: New potential treatment for COVID-19 explored by molecular docking”, J. Photochem. Photobiol. B., Vol. 211, pp. 11997, 2020.

[3] W. Chen, G. Li, C. Chen, J. Sheng, L.Yang, “Aggregation-enhanced emission enables phenothiazine coumarin as a robust ratiometric fluorescent for rapid and selective detection of HClO”, Spectrochim. Acta A, Vol. 228, PP. 117724, 2020.

[4] M. Khadem Sadigh, M.S. Zakerhamidi, S.M. Seyed Ahmadian, M. Johari-Ahar, L. ZareHaghighi, “Environment and solute-solvent interaction effects on photo-physical behaviors of Folic acid and Folinic acid drugs”, J. Mol. Struct., Vol.1125, pp. 177-185, 2016.

[5] 2. M. Khadem Sadigh, M.S. Zakerhamidi, “Third order nonlinear responses of Basic Blue 55 molecules in polar solvents”, Optik.,Vol. 130, pp. 743-749, 2017.

[6] 13. M. Khadem Sadigh, M. S. Zakerhamidi, A. N. Shamkhali, B. Shaabani, N. Rad-Yousefnia, “Investigation on environmental sensitivity characteristics of pyridine compounds with different position of N-atoms and various active functional groups”, J. Mol. Liq., Vol. 275, PP.926-940,2019.

[7] J.L. Oudar, D.S. Chemla, “Hyperpolarizabilities of the nitroanilines and theirrelations to the excited state dipole moment”, J. Chem. Phys., Vol. 66, PP. 2664, 1977.

[8] M. Khadem Sadigh, M.S. Zakerhamidi, A.N. Shamkhali, E. Babaei, “Photo-physical behaviors of various active forms of curcumin in polar and low polar environments”,J.Photochem.Photobiol. A., Vol. 348, pp. 188-198, 2017.

[9] M. Khadem Sadigh, M.S. Zakerhamidi, S.M. Seyed Ahmadian, M. Johari-Ahar, L. ZareHaghighi, “Environment effect on spectral and charge distribution characteristics of some drugs of folate derivatives”, Spectrochim. Acta A, Vol.171, PP. 20-17, 2017.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۷۳-۱۰-A

نسبت تمرکز و توزیع شدت گرمای خورشیدی در آینه‌های شلجمی و کروی

م. ابراهیم فولادوند[۱]، پروین کریمی [۲]، آزاده سعیدی [۱]، سبحان شریفی آبدر [۳]

[۱] زنجان، دانشگاه زنجان، دانشکده علوم، گروه فیزیک foolad@znu.ac.ir
azadeh.saeedi131@gmail.com
[۲] گروه فیزیک، واحد تهران جنوب، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران p_karimi@azad.ac.ir
[۳] دانش آموخته کارشناس ارشد فیزیک، دانشگاه زنجان sobhan.sh@znu.ac.ir

چکیده - در این نوشته با محاسبات تحلیلی و در چارچوب اپتیک هندسی توزیع فضایی شار گرمایی و نیز ضریب تمرکز آن را در یک دیش متمرکز کننده خورشیدی به‌دست می‌آوریم. دو گونه آیینه شلجمی و کروی را بررسی می‌کنیم. نشان می‌دهیم پرتوهای نور تابیده به سطح یک آیینه‌ی شلجمی که همسو با محور بر آن بتابند همگی پس از بازتاب از یک نقطه که همان کانون شلجمی است می‌گذرند. با یافتن معادله پارامتری خط پرتو بازتابی، توزیع شدت نور روی یک صفحه دریافت کننده عمود بر محور دیش به صورت تحلیلی در دیش شلجمی و عددی در دیش کروی به‌دست می آیند. نسبت تمرکز که به‌صورت نسبت میانگین شار دریافتی توسط صفحه دریافت کننده به شدت نور فرودی به دیش تعریف می‌شود را به‌صورت عددی در دیش کروی به دست آوردیم.

کلید واژه ها- دیش متمرکز کننده خورشیدی، دیش شلجمی، نسبت تمرکز گرمایی، انرژی خورشیدی گرمایی، رخواره شار گرمایی.

Concentration ratio and flux profile in spheric & parabolic mirrors

M. Ebrahim Foulaadvand[1], Parvin Karimi[2], Azadeh Saeedi[1], Sobhan Sharifi Abdar[1]

[1] Department of Physics, University of Zanjan, Zanjan, Iran
[2] Department of Physics, South Tehran Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran

Abstract- We have analytically obtained the flux concentration ratio in the focal area of a paraboloidal and a spherical mirror which are widely used in solar thermal applications. It is shown that in an ideal paraboloidal concentrator the reflected solar rays are focused in a point whereas in a spherical concentrator the reflected ray intersects the mirror axis on a point which depends on the lateral distance of the incident ray to the axis. However, those rays which are close to the axis will be concentrated to a quasi focal point. The average radiative flux on a receiver area is obtained.

Keywords: solar thermal energy, paraboloidal dish, spherical dish, concentration ratio, thermal flux profile

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

یکی از رایج‌ترین شیوه‌های بهره‌گیری از انرژی خورشیدی، متمرکز کردن پرتوهای خورشید در ناحیه‌ای کوچک است. به این منظور، گردآور (کالکتور)های خورشیدی گوناگونی مانند دیش‌های خورشیدی شلجمی و کروی، گردآور شلجمی خطی، و نیز گردآورهای تخت فرنل ساخته شده‌اند [۱]. شکل سطح این دیش‌های آیینه‌ای را، بیشتر کروی و یا شلجمی (سهمی‌گون) می‌گیرند. شکل (۱) یک نمونه از دیش متمرکز کننده خورشیدی شلجمی‌گون را نشان می‌دهد. فرآیند ساخت سطوح کروی نسبت به شلجمی آسان‌تر و کم هزینه‌تر است اما از سویی دیگر کارایی آنها در تمرکز نور خورشید پایین‌تر است. یک پرسش مهم اینست که با در نظر گرفتن همه این جوانب گزینش بهینه هندسه دیش چه باید باشد؟ برای پاسخ به این پرسش باید نسبت تمرکز گرما را پیدا کنیم. هدف این مقاله، یافتن نسبت تمرکز گرمایی و بستگی آن به پارامتر‌های هندسی دیش در آیینه‌های کروی و شلجمی به کمک اپتیک هندسی است. در این نوشته فرض شده تمام پرتوهای نور به شکل موازی با محور اصلی دیش و از یک شیء بسیار دور مانند خورشید، به سطح دیش می‌رسند. هرچه فاصله پرتوهای تابیده به سطح آیینه کروی نسبت به محور کمتر باشد بازتاب آن‌ها به نقطه‌ی کانونی نزدیک‌تر و هر چه فاصله پرتوها از محور دورتر باشد تمرکز بازتاب آن‌ها از کانون دورتر خواهد بود [۲]. با کمک اپتیک هندسی می‌توان ثابت کرد که تنها نوع آیینه خمیده که انحراف کانونی ندارد، آیینه شلجمی است. در ادامه با کمک اپتیک هندسی، توزیع شدت نور در آیینه‌های کروی و شلجمی بررسی و با هم مقایسه می‌شوند.



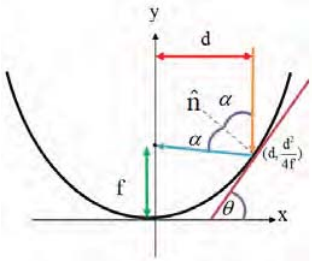
شکل ۱: دیش اروپایی در مرکز پژوهشی پی اس آی (جنوب شرق اسپانیا) با دو محور ردیابی سمتی و فرازی (ارتفاعی).

بررسی بازتاب پرتوهای نور در آیینه شلجمی

با کمک هندسه تحلیلی نشان می‌دهیم در آیینه‌های شلجمی بازتابش پرتو تابیده همسو با محور آیینه نابسته (مستقل) از فاصله پرتو فرودی تا محور اصلی آیینه است و پرتو از کانون می‌گذرد. شکل ۲ هندسه فرود و بازتاب پرتو نور را در یک آیینه شلجمی (مقطع دو بعدی) را نشان می‌دهد. معادله مقطعی از سطح آیینه شلجمی که در شکل نشان داده شده است با رابطه $y = x^2/4f$ داده می‌شود که در آن f فاصله کانونی خم شلجمی است. در شکل، پرتو فرودی، خط مماس بر شلجمی در نقطه برخورد پرتو فرودی با آن، خط عمود بر شلجمی در نقطه برخورد و پرتو بازتابیده نشان داده شده‌اند: α زاویه فرود پرتو نسبت به خط عمود بر آیینه، d فاصله عمودی پرتو فرودی تا محور شلجمی، θ زاویه‌ی خط مماس بر آیینه در نقطه برخورد پرتو فرودی با محور xها و f فاصله نقطه کانونی تا رأس آیینه (مبدا مختصات) است.

$$\tan\alpha = \tan\theta = \frac{dy}{dx} = \frac{x}{2f} \xrightarrow{x=d} \tan\alpha = \frac{d}{2f} \qquad (۱)$$

با داشتن $\tan\alpha$ شیب خط پرتو بازتابی از رابطه $m = tg(\pi/2 + 2\alpha) = -\cot(2\alpha) = (d^2 - 4f^2)/4df$ به‌دست می‌آید. معادله خط پرتو بازتابی با در نظر گرفتن اینکه مختصات نقطه برخورد پرتو فرودی با آیینه، $(d, d^2/4f)$، در این خط صدق می‌کند به‌صورت زیر به‌دست می‌آید :



شکل ۲: هندسه بازتاب پرتو نور در یک آیینه شلجمی.

$$y = \frac{d^2 - 4f^2}{4df}x + f \qquad (۲)$$

فاصله نقطه برخورد پرتو بازتابی از راس شلجمی برابر است با $y(x=0)=f$ که نابسته از d می‌باشد. پس نشان دادیم پرتو فرودی به آیینه چنان‌چه همسو با محور بتابد چنان بازتاب می‌شود که از کانون بگذرد. معادله سطح یک آیینه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

شلجمی به‌صورت $z=(x^2+y^2)/4f$ است. یک پرتو تابیده موازی با محور دیش را در نظر بگیرید که فاصله آن از محور d است. چنان‌چه مختصه x آن x_0 باشد پس از محاسبات معادله پارامتری خط پرتو بازتابیده به‌صورت زیر به‌دست می‌آید:

(۳)

$$x=x_0-\frac{4fx_0}{4f^2+d^2}t,\ y=\left(d^2-x_0^2\right)^{1/2}-\frac{4f\left(d^2-x_0^2\right)^{1/2}}{4f^2+d^2}t$$
$$z=\frac{d^2}{4f}+\frac{4f^2-d^2}{4f^2+d^2}t.$$

به‌سادگی می‌توان دید به ازای $t=(4f^2+d^2)/4f$، هر دو مختصه‌ی x, y صفر می‌شوند و $z=f$ به‌دست می‌آید. این به معنی آن است که تمام پرتوهای فرودی موازی با محور نوری آیینه شلجمی سه بعدی به‌صورت نابسته از d از روی کانون آیینه می‌گذرند.

توزیع شدت تابش در آیینه شلجمی

در ادامه، توزیع شدت اپتیکی در یک آیینه شلجمی روی یک صفحه دریافت‌کننده که به‌صورت عمودی روی محور اصلی آیینه منطبق بر محور z که در فاصله a قبل از نقطه‌ی کانون، $a<f$، قرار دارد به‌دست می‌آید. برای به‌دست آوردن توزیع شعاعی شدت روی این صفحه، مختصات نقطه‌ی برخورد پرتو فرودی موازی با محور z که در فاصله‌ی Y نسبت به محور اصلی قرار دارد، روی این دریافت کننده به‌دست می‌آید:

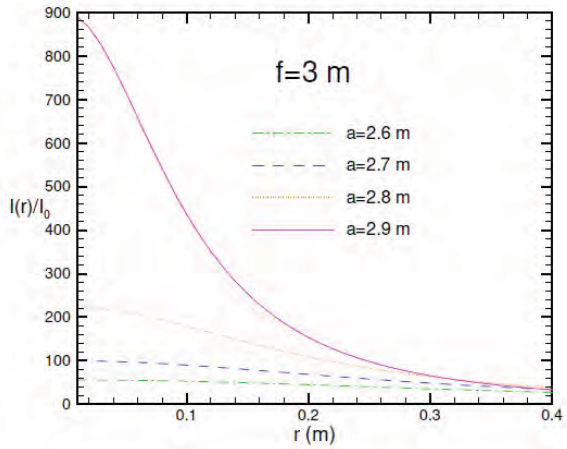
$$x=x_0\frac{4f(f-a)}{4f^2-d^2},\ y=y_0\frac{4f(f-a)}{4f^2-d^2},\ z=a \qquad (۴)$$

که x_0 و y_0 مختصات پرتو فرودی روی آیینه شلجمی است. اگر $r=\left(x^2+y^2\right)^{1/2}$ فاصله‌ی شعاعی نقطه‌ی برخورد پرتو بازتاب تا مرکز صفحه دریافت‌کننده باشد، فاصله‌ی $Y(r)$ با رابطه‌ی زیر به‌دست می‌آید:

$$Y(r)=\frac{2f}{r}[a-f+\sqrt{(f-a)^2+r^2}] \qquad (۵)$$

برای به‌دست آوردن تابش متمرکز شده $I(r)$ روی صفحه‌ی دریافت کننده بین فاصله‌های r و $r+dr$، پرتوهای فرودی روی یک حلقه‌ی دایره‌ایی به شعاع Y و $Y+dY$ می‌تابند به‌طوری‌که $2\pi rI(r)dr=2\pi Y(r)I_0dY$ است. شکل ۳ نمودار وابستگی نمایه شدت روی صفحه‌ی دریافت کننده در ناحیه‌ی کانونی را نسبت به شعاع نشان می‌دهد. نسبت تابش متمرکز شده به شدت پرتو فرودی I_0 با رابطه‌ی زیر تعریف می‌شود:

$$I(r)/I_0=\frac{2f}{r^2}[a-f+\sqrt{(a-f)^2+r^2}]\times$$
$$[\frac{2f}{r^2}(f-a-\sqrt{(a-f)^2+r^2})+\frac{2f}{\sqrt{(a-f)^2+r^2}}] \qquad (۶)$$



شکل ۳: نمایه شدت در ناحیه‌ی کانونی نسبت به شعاع در آیینه شلجمی.

بررسی بازتاب نور در آیینه کروی

با محاسبات تحلیلی بازتاب نور در آیینه‌های کروی را نیز می‌توان بررسی کرد. البته در این حالت و بر خلاف آیینه شلجمی نقطه برخورد پرتوهای بازتابیده با محور آیینه دیگر از یک نقطه مشترک نمی‌گذرد و به فاصله پرتو فرودی از محور کره بستگی دارد. نشان می‌دهیم برای پرتوهای فرودی که فاصله آنها تا محور اصلی آیینه کم باشد، پرتوهای بازتابی متناظر در نزدیکی کانون کره که در فاصله R/2 از مرکز آن قرار دارد متمرکز می‌شوند. شکل ۴(a) فرود و بازتاب یک پرتو را در آیینه کروی از نمای کناری نشان می‌دهد. معادله‌ی سطح آیینه کروی $x^2+y^2+z^2=R^2$ و معادله‌ی پارامتری خط پرتو فرودی موازی با محور zها به‌صورت $x=x_0$,$y=y_0$ و $z=z_0+t$ است. پس از انجام محاسبات، معادله‌ی پارامتری خط پرتو بازتابی می‌شود:

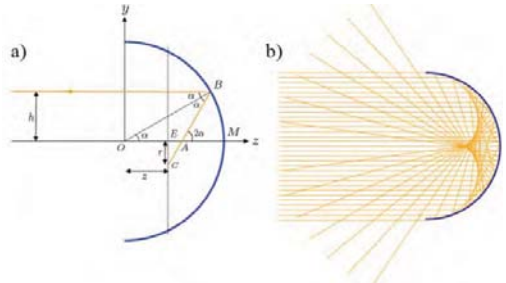
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$$x = x_0 + \frac{2x_0\left(R^2 - d^2\right)^{1/2}}{R^2}t$$
$$y = (d^2 - x_0^2)^{1/2} + \frac{2\left((R^2 - d^2).(d^2 - x_0^2)\right)^{1/2}}{R^2}t \qquad (۷)$$
$$z = \left(R^2 - d^2\right)^{1/2} + (1 - 2\frac{d^2}{R^2})t$$

به ازای $t = -R^2/(2(R^2 - d^2)^{1/2})$، $x, y = 0$ می‌شوند و نقطه‌ی برخورد پرتوهای بازتاب روی محور نوری آیینه کروی سه بعدی $z = R^2/(2(R^2 - d^2)^{1/2})$ به‌دست می‌آید. برای dهای کوچک $d/R \ll 1$ می‌توان بسط تیلور داد:

$$z \approx R/2[1 + 1/2\left(d/R\right)^2 + 3/8\left(d/R\right)^4 + ...] \qquad (۸)$$

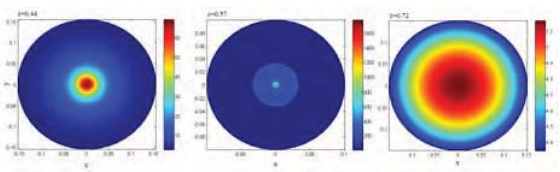
چنان‌چه $d/R \ll 1$ باشد، می‌توان در تقریب نخست از جمله‌های $d^2/2R^2$ و $3/8(d/R)^4$ چشم‌پوشی کرد و مختصات نقطه برخورد را $R/2$ گرفت. این همان چیزی است که به آن کانون آیینه کروی گفته می‌شود. شکل ۴(b) شدت پرتوها را در یک آیینه کروی شان می‌دهد.



شکل ۴: (a) بازتاب یک پرتو از یک آیینه کروی و (b) توزیع شدت پرتوها.

شدت تابش در آیینه کروی

با انجام محاسبات ریاضی نسبتا طولانی و پیچیده توزیع شدت تابشی را می‌توان به‌صورت عددی برای یک آیینه کروی به‌دست آورد. در اینجا فقط نتیجه را ارایه می‌دهیم. شدت $I(r,z)$ دارای تقارن استوانه‌ای است که در آن r فاصله از مرکز صفحه عمود بر محور اپتیکی آیینه (محور z) در فاصله z از مرکز آیینه است. در شکل ۵ توزیع شدت روی صفحه z ثابت به ازای مقادیر گوناگون z نشان داده شده است. برای سادگی شعاع آیینه برابر واحد گرفته شده است.



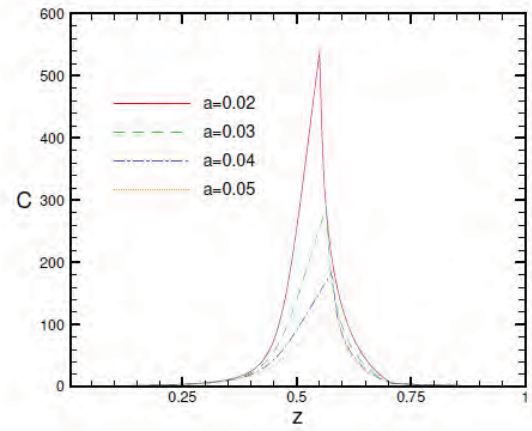
شکل ۵: وابستگی شعاعی شدت تابش در صفحات z ثابت برای آیینه کروی.

نسبت تمرکز در آیینه کروی

نسبت تمرکز یک دریافت کننده به‌صورت میانگین شار دریافت شده توسط آن به شار تابشی ورودی به دهانه گرد آور تعریف می‌شود. دریافت‌کننده را به‌صورت دایره‌ای به شعاع a که در فاصله‌ی z نسبت به مرکز آیینه کروی قرار دارد می‌گیریم. برابر تعریف نسبت تمرکز $C(a,z)$ می‌شود:

$$C(a,z) = \frac{\int_0^a I(r,z)2\pi r dr}{\pi a^2 I_0} \qquad (۹)$$

شکل ۵ بستگی نسبت تمرکز به z برای شعاع‌های a گوناگون را نشان می‌دهد.



شکل ۶: بستگی نسبت تمرکز به z برای شعاع‌های گوناگون دریافت کننده.

نتیجه‌گیری

در آیینه‌های کروی و شلجمی به‌صورت تحلیلی و در چارچوب اپتیک هندسی توزیع شار گرمایی را در ناحیه کانونی به‌دست آوردیم. در آیینه کروی نشان دادیم توزیع شار در صفحه عمود بر محور اپتیکی دارای دو بیشینه شعاعی است. با داشتن توزیع شار گرمایی نسبت تمرکز شار گرمایی در آیینه کروی به‌صورت تحلیلی محاسبه گردید. مکان بهینه دریافت کننده برای بیشینه شدن نسبت تمرکز نیز پیدا شد.

مرجع‌ها

[1] D. Jafrancesco, P. Sansoni, F. Francini, G. Contento, C. Cancro, C. Privato, G. Graditi et al. "Mirrors array for a solar furnace: Optical analysis and simulation results" Renewable energy Vol. 63: 263-271, 2014

[2] J. Alda, *Paraxial optics*, Encyclopedia of Optical Engineering" 1920-1931, 2003

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۸۴-۱۰-A

بررسی روش‌های پردازش داده در حسگرهای نوری ضریب شکست برای دستیابی به کارایی بهینه

راحله پورمند

گروه فیزیک، مرکز آموزش عالی استهبان، استهبان، ایران rahele.pourmand@gmail.com

چکیده – عملکرد حسگرهای نوری ضریب شکست با پارامترهای حساسیت حسگر و حد تشخیص آن توصیف می‌شود و تابع عواملی مانند وضوح طیف خروجی و نیز روش آنالیز طیف، می باشد. در شرایطی که در این سیستم‌ها، از مشددهایی با فاکتور کیفیت پایین و یا طیف نگارهای معمولی استفاده شود، وضوح طیف بهینه نیست و انتخاب روش مناسب برای پردازش و کمی‌سازی داده‌ها می تواند کارایی حسگر را بهبود بخشد. در این مقاله، مقدار انحراف معیار نویز طیف خروجی حسگر،برای دو روش برازش منحنی و تبدیل فوریه بررسی شده و نشان داده شده است که روش تبدیل فوریه چندان از نویزهای طیفی تأثیر نمی پذیرد و می-تواند انحراف معیار کوچکتری را در نتایج خروجی بدست دهد.این نتایج،در طراحی وتحلیل داده های این سیستم ها اهمیت دارد.

کلید واژه- پردازش داده، تبدیل فوریه، حد تشخیص، میکرو حسگرهای نوری

Investigation of data processing methods in optical refractive index sensors for optimum performance

RahelehPourmand

Department of Physics,Estahban Higher Education Center, Estahban, Iran
rahele.pourmand@gmail.com

Abstract- The performance of optical refractive index sensors is described by the sensor sensitivity and the detection limitthatis a function of factors such as the resolution of the output spectrum and the data processing methods.In sensors that use low quality factor resonators or conventional spectrometer, choosing appropriate data processing methods can improve sensor performance. In this paper, the value of the noise variance of the sensor output spectrum is evaluated for curve fitting and Fourier transform methods and it is shown that the Fourier transform method is not as much affected by spectral noisesand can give a smaller variance in theoutputspectrum.The obtained results are important in designing and analyzing the data of these systems.

Keywords: Data processing,Detection limit, Fourier transform, Optical micro-sensors.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

حسگرهای نوری ضریب شکست به دلیل خصوصیاتی از قبیل استفاده از مقدار بسیار کم نمونه آزمایشگاهی و شناسایی ماده هدف بدون برچسب گذاری در صنعت شناسایی مواد و علوم آزمایشگاهی به کار برده می-شوند.[۱] در حالی که این حسگرها می‌توانند ساختارهای متنوعی ازجمله، بلور فوتونی، تشدید پلاسمون‌های سطحی و مشددهای دایروی داشته باشند اما مکانیزم شناسایی در تمام آنها یکسان است.[۱] پس از پدیدار شدن طیف تشدید در خروجی حسگر، ماده نمونه به فضای اطراف مشدد وارد شده و ضریب شکست محیط اطراف مشدد تغییر می‌کند، بنابراین شرایط تشدید نیز تغییر کرده و این تغییر به صورت جابجایی طول موج تشدید در خروجی ظاهر می‌شود. در این سیستم‌ها، دستیابی به حساسیت بالا و کمینه حد تشخیص از مهمترین اهداف طراحان و مهندسان می باشد.[۱،۲] در نمونه‌های معمولی و تجاری این سیستم‌ها استفاده از مشددهای نوری با فاکتور کیفیت زیاد و یا آشکارسازهای با حساسیت بالا به صرفه نیست، در نتیجه،وجود انواع نویز از قبیل نویزهای حرارتی و یا نویزهای شدت منبع، بر وضوح طیف خروجی تأثیر گذاشته و حد تشخیص را محدود می‌نماید. بنابراین، یافتن و ردیابی نقاط اکسترمم طیف چالش جدی برای مهندسان به حساب می آید.[۳] اما استفاده از روش‌های مناسب آنالیز داده می تواند اثرات ناشی از وضوح پایین طیف را کاهش داده و نتایج قابل قبولی در فرایند کمی‌سازی داده-ها بدست دهد.

در این مقاله، مقدار انحراف معیارنویز طیف خروجی حسگر،برای دو روش برازش منحنی و تبدیل فوریهمحاسبهشده است. روش اول برپایه یافتن اکسترمم طیف و برازش منحنی مناسب بر آن و بررسی رفتار طیف تشدید در فرایند اندازه‌گیری حسگر می‌باشد و روش دوم برپایه انتقال داده خروجی از فضای طول موج به فضای ممنتم و تحلیل رفتار طیف، بنا شده و برای شرایط مشابه نشان داده شده که روش تبدیل فوریه چندان از نویزهای طیفی تأثیر نمی‌پذیرد و می‌تواند انحراف معیار نویز کوچکتری را در نتایج خروجی بدست دهد. این محاسبات، خطای کمیسازی داده‌های خروجی سیستم را بهبود بخشیده و در طراحی این سامانه‌ها کاربرد دارد.

روش محاسبات

در بیشتر حسگرهای نوری ضریب شکست، پروفایل مد تشدید با تابع لورنتسی توصیف می‌شود. تغییر ضریب شکست محیط می‌تواند باعث جابجایی طول موج تشدید شود. تیزی پروفایل مد تشدید با فاکتور Q سیستم یا به طور معادل با فاکتور پهنا در نصف دامنه بیشینه ($Q=\lambda_{res}/FWHM$)تعریف می‌شود. این پارامترها در تحلیل و آنالیز طیف خروجی برای کمی سازی داده‌های حسگر اهمیت دارند.به علاوه، وجود منابع متنوع نویز از جمله، نویز حرارتی و یا نویز ساچمه‌ای [۱]در آشکارساز و نویز شدت منبع باعث تغییرات تصادفی دامنه و جابجایی طیف خروجی می‌شود که با اعمال سیگنال نویز به تابع لورنتسی مدلسازی می شود.[۳]

در شبیه‌سازی‌های عددی، نویز دامنه با اعمال تابع توزیع گوسی نویز سفید بر تابع اصلی و تحلیل آماری داده‌ها مدلسازی می‌گردد. حال آنکه نویزهای طیفی در قالب خطاهای کمی‌سازی بررسی می شود. انحراف معیار نویز در طیف خروجی حسگر با رابطه [۳]

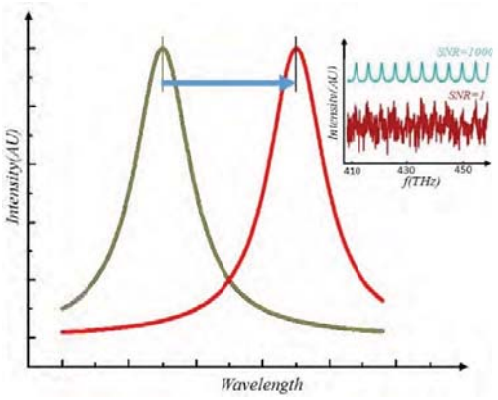
$$3\sigma = 3.\sqrt{\sigma_{amp}^2 + \sigma_{spect}^2 + \sigma_{temp}^2} \qquad (۱)$$

داده می شود که در آن σ_{amp}انحراف معیار نویز دامنه، σ_{temp} انحراف معیار نویز حرارتی و σ_{spect} انحراف معیار

[۱]Shot noise

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

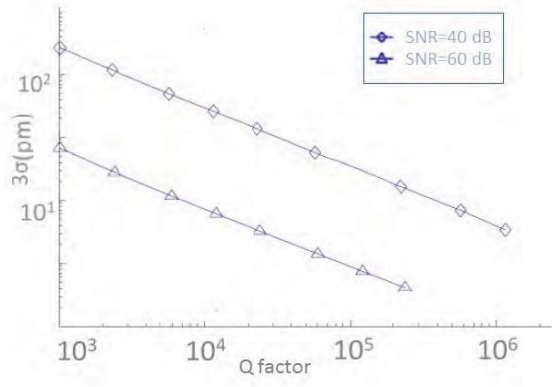
نویز طیفی وارد شده‌است. پارامتر 3σ هم‌ارز وضوح سیستمهای آشکارساز حسگر بوده و هرچه این پارامتر کوچکتر باشد سیستم وضوح بهتری خواهد داشت. با محاسبه این پارامتر حساسیت سیستم و حد تشخیص حسگر محاسبه خواهد شد. نسبت دامنه سیگنال به نویز با پارامتر $\{SNR=(A_{signal}/A_{noise})^2\}$مشخص می شود. شکل ۱ شبیه سازی پروفایل مد تشدید به ازای SNR مختلف و جابجایی طول موج تشدید در این حسگرها را نشان می-دهد.



شکل ۱: پروفایل مد تشدید به ازای SNR مختلف و جابجایی طولموج تشدید

در ادامه برای دو روش برازش منحنی و تبدیل فوریه، انحراف معیار نویز و پارامترهای توصیف کننده عملکرد حسگرهای ضریب شکست را محاسبه خواهیم کرد.

الف) روش برازش منحنی:داده‌های خروجی حسگر، طیف تشدید سیستم را بدست می‌دهند و با ثبت خروجی حسگر در زمان‌های مختلف نمونه های متعددی از طیف تشدید حسگر خواهیم داشت که با یافتن قله در هر نمونه و برازش تابع لورنتسی بر روی آن و ردیابی مکان قله، جابجایی طول موج تشدید بدست می آید، به علاوه با اعمال تابع نویز بر روی نمونه‌ها مدل واقع گرایانه‌ای برای طیف خروجی ایجاد می‌شود. اکنون با الگوریتم‌های محاسبه تکراری می توان انحراف معیار توزیع نویزرا محاسبه نمود.شکل ۲،پارامتر 3σ را بر حسب فاکتور Q نشان می‌دهد و گویای این واقعیت است که انحراف معیار بر حسب فاکتور Q به طور خطی تغییر می‌کند و در سیستم‌هایی با فاکتور Q زیاد انحراف معیار کوچک بوده و امکان دستیابی به حد تشخیص کوچک وجود دارد. روش برازش منحنی برای تحلیل داده‌های حسگر در سیستم های با فاکتور کیفیت بالا نتایج قابل قبولی بدست می‌دهد. اما در سیستم‌هایی با فاکتور کیفیت پایین، به دلیل آنکه این روش برپایه یافتن مکان دقیق اکسترمم در طیف است، با توجه به وجود نویز، محاسبات دشوار و توام با خطا خواهد بود. از طرفی در بسیاری از حسگرهای نوری متداول با فاکتور Qپایین، این روش نمی تواند حد تشخیص مناسبی را بدست دهد. بنابراین، ارائه روش دیگری که بتواند در پردازش داده‌های این حسگرها مؤثر باشد، ارزشمند خواهد بود. در ادامه روش تبدیل فوریه را بررسی کرده و نتایج حاصل از دو روش را مقایسه خواهیم کرد.

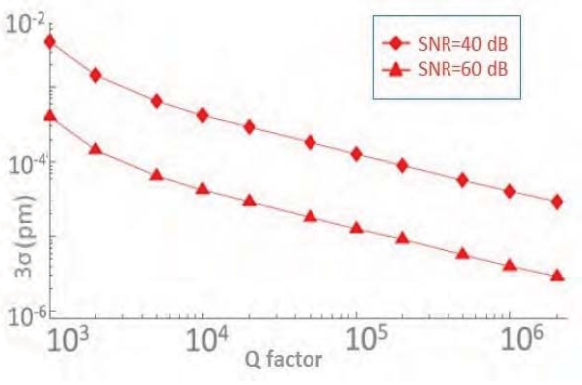


شکل ۲: انحراف معیار توزیع نویز بر حسب فاکتور Qبه ازایSNR مختلف (روش برازش منحنی)

ب) **روش تبدیل فوریه:**در طیف‌نگارهای متداول، وضوح پایین و یا سیگنال ضعیف در خروجی باعث کاهش پارامتر SNRشده و عواملی از قبیلسرعت پویش طول موج تشدید نسبت به تابع پاسخ حسگر و نیز پهنای سیگنال خروجی،

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

وضوح و کیفیت طیف را تخریب کرده و در کارایی سیستم تأثیرگذار است.



شکل ۳: انحراف معیار توزیع نویز بر حسب فاکتور Qبه ازای SNR مختلف (روش تبدیل فوریه)

بنابراین استفاده از روش های محاسباتی با تلرانس خطای کوچک می تواند به دستیابی به کارایی مناسب در این سیستم ها کمک کند. اعمال تبدیل فوریه بر طیف خروجی حسگر، تابع را به فضای ممنتم انتقال می‌دهد. در این روش دو نمونه مستقل از دو اسکن طیف را در بازه طول موجی یکسان در نظر گرفته و تبدیل فوریه را به صورت عبارت زیر محاسبه می کنیم:

$$f_{1,2}(k_m) = \sum_{n=1}^{N} T_{1,2}(\lambda_n) e^{2\pi i (n-1)(m-1)/N} \quad (۲)$$

در رابطه بالا m=1…N است و اندیس‌های ۱و ۲ مربوط به داده‌های دو اسکن مستقل می باشد. اختلاف فاز دوتابع محاسبه شده، برحسب مؤلفه فضای جدید بدست خواهد آمد. برخلاف روش برازش منحنی که بر تحلیل یک قله طیف تمرکز می‌کند، روش تبدیل فوریه یک بازه طیف را تحلیل می‌کند. بنابراین، تأثیر نویزهای طیفی با اعمال تبدیل بر بازه طول موجی، کمتر خواهد شد.[4] شکل ۳ انحراف معیار توزیع نویزبر حسب فاکتور Q را با روش تبدیل فوریه نشان می‌دهد.مقایسه نمودارها در دو روش بیان میکند که به‌کار بردن روش تبدیل فوریه می تواند انحراف معیار کوچکتری را در تحلیل داده‌ها بدست دهد که در نتیجه حد تشخیص سیستم کوچکتر خواهد شد و در کل کارایی سیستم بهبود خواهد یافت.

بحث و نتیجه‌گیری

روش تحلیل داده در حسگرهای نوری ضریب شکست، اهمیت بسیاری در بازده عملکرد این سیستم ها دارد و در مواردی که از قطعاتی با کیفیت معمولی در ساخت این سامانه‌ها استفاده می‌شود کیفیت طیف خروجی مطلوب نبوده و با انتخاب روش‌های مناسب آنالیز داده می توان فرایند کمی‌سازی داده های تجربی را دقیقتر انجام داد. در این مقاله، روش تبدیل فوریه و نیز روش برازش منحنی برای پردازش داده‌های حسگرهای نوری ضریب شکست بررسی شده و نشان داده شده که در مواردی که فاکتور کیفیت سیستم به دلیل وجود منابع نویز پایین است، روش تبدیل فوریه می‌تواند رفتار طیف و جابجایی طول موج تشدید را با دقت مناسب تخمین زده و امکان دستیابی به حساسیت بالا و حد تشخیص کم در این حسگرها فراهم شود. این محاسبات در طراحی حسگرهای نوری ضریب شکست اهمیت دارد.

مرجع‌ها

[1] X. Yi, P. Bai, X. Zhou, Y. Akimov, Ch. E. Png, L. Ang, W. Knoll, and L. Wu"Optical refractive index sensors with plasmonic and photonic structures: promising and inconvenient truth." Advanced Optical Materials,Vol. 7.No. 9 pp. 1801433,2019.

[2] M.-Fernández, J. Leuermann, A. Ortega-Moñux, J. Gonzalo W. Pérez, and R. Halir"Fundamental limit of detection of photonic biosensors with coherent phase read-out." Optics express,Vol.2 No.9 pp. 12616-12629, 2019.

[3] L. Sun, J. Yuan, T. Ma, X. Sang, B .Yan, K. Wang, Ch .Yu. "Design and optimization of silicon concentric dual-microring resonators for refractive index sensing." Optics Communications,Vol. 395 pp. 212-216., 2017.

[4] J. Hu, X. Sun, A. Agarwal, and L. C. Kimerling, “Design guidelines for optical resonator biochemical sensors,” J. Opt. Soc. Am. B, Vol.26, No. 5, pp. 1032–1041, 2009.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۳۴-۱۰-A

دسته‌بندی هواویزهای منطقه خلیج فارس با استفاده از داده‌های قطبیده شیدسنج خورشیدی

فائزه خادمی[۱]، علی بیات[۲]

[۱] دانشجوی کارشناسی ارشد فیزیک، گروه فیزیک دانشگاه زنجان faezekhademi1374@gmail.com
[۲] عضو هیأت علمی دانشکده فیزیک دانشگاه زنجان abayat@znu.ac.ir

چکیده – در این مقاله هواویزهای ایستگاه کویت با استفاده از داده‌های شیدسنج خورشیدی در بازه زمانی بین ژوئن ۲۰۰۶ تا نوامبر ۲۰۱۹ بررسی شده است. هواویزهای منطقه کویت بر اساس مقدار نسبت واقطبش خطی ذرات دسته‌بندی شدند. نتایج نشان می‌دهند که نسبت واقطبش ذرات برای جو غباری بیشتر از هواویزهای شهری-صنعتی است. همچنین، با افزایش نسبت واقطبش ذرات، رفتار طیفی سپیدایی پراکندگی تک باره نیز افزایشی می‌شود. با افزایش غبار در جو توزیع ذرات مد درشت‌دانه افزایش می یابد. بیشتر جو کویت از مخلوطی از هواویزها که سهم هواویز نوع غبار در آن غالب است، تشکیل شده است.

کلید واژه:هواویز، شیدسنج خورشیدی، واقطبش، غبار، آلودگی شهری-صنعتی.

Classification of aerosols in the Persian Gulf region using polarized data from a sun-photometer

Faeze Khademi[1], Ali Bayat[2]

1- Master of science student, University of Zanjan faezekhademi1374@gmail.com
2- Assistant Professor of physics, University of Zanjan abayat@znu.ac.ir

Abstract- Atmospheric aerosol of Kuwait station in the period between June 2006 and November 2019 are investigated. Kuwait region aerosols are classified based on particle linear depolarization ratio. The results show that the particle linear depolarization ratio for the dusty atmosphere is higher than the urban-industrial aerosols. Also, as the particle linear depolarization ratio increases, the spectral behavior of the single scattering albedo increases. With the increase of dust in the atmosphere, the volume size distributionincreases. most of the Kuwait atmosphere is composed of dust dominant mixture.

Keywords: Aerosols, Sun-photometer, depolarization, Dust, Pollution.

[1] Assistant professor of physics, University of Zanjan, 024-33052538, abayat@znu.ac.ir

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

هواویزها ذرات ریز معلق جامد یا مایعی هستند که در اثر عوامل طبیعی و انسانی وارد جو کره زمین می‌شوند و سهم زیادی در کیفیت هوا و بودجه تابشی زمین دارند. شیدسنج‌های خورشیدی شبکه AERONET شدت اولیه نور خورشید و شدت نور رسیده به زمین را در طول‌موج‌های مشخص اندازه‌گیری می‌کنند و مشخصات اپتیکی و فیزیکی هواویزها در اختیار ما قرار می‌دهند[1,2]. کویت در منطقه خاورمیانه با طول و عرض جغرافیایی ۴۸ و ۲۹ درجه واقع شده است که تحت تاثیر هواویزهای طبیعی (غبار بلند شده از صحراهای عربستان و عراق) و هواویزهای انسانی (آلودگی شهری-صنعتی) قرار دارد.[3]. در این مطالعه قصد داریم با استفاده از اندازه‌گیری‌های شیدسنج خورشیدی سایت دانشگاه کویت نوع هواویز غالب جو کویت را بررسی کنیم.

مبانی نظری

سپیدایی پراکندگی تک‌باره (SSA) از اندازه‌گیری‌های شیدسنج خورشیدی به دست می‌آید و معیاری از میزان جذب هواویزهاست. این پارامتر بین صفر و یک تغییر می‌کند. هرچه هواویزها جاذب‌تر باشند، مقدار سپیدایی پراکندگی تک‌باره کمتر است و بالعکس[1,2] .

تابع توزیع اندازه دو مدی هواویزها، توزیع هواویزها را در دو مد ریزدانه (با ابعاد کوچکتر از ۱ میکرومتر) و درشت‌دانه (ابعاد بزرگتر از ۱ میکرومتر) نشان می‌دهد[2,3].

نسبت واقطبش خطی ذرات (PLDR) معیاری از شکل ذرات جوی است و بین صفر تا ۰.۳۶ تغییر می‌کند. برای ذرات کروی مقدار واقطبش صفر و برای ذرات کاملا غیرکروی به حد بالا نزدیک است[4] .

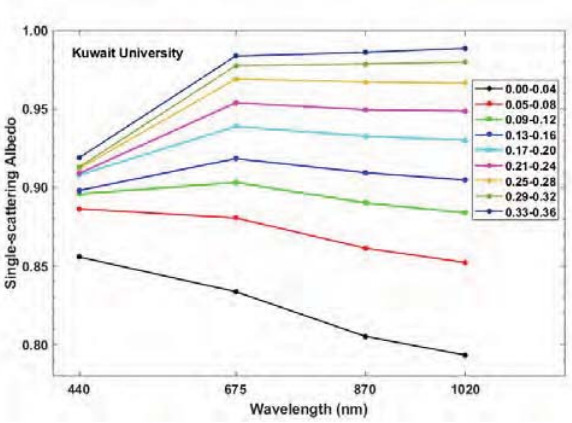
کسر ذرات ریزدانه (FMF) بیانگر میزانی از هواویزها است که در مد ریز قرار گرفته‌اند. اگر $FMF < 0.4$ $(FMF > 0.4)$ باشد، هواویزهای مد ریزدانه (مد درشت‌دانه) غالب‌اند و $0.4 < FMF < 0.6$ نشان می‌دهد که هواویزهای مد ریز و درشت به مقدار یکسانی در مخلوط هواویزها وجود دارند[2].

نتایج

در این مقاله قصد داریم با استفاده از داده‌های سایت AERONET دانشگاه کویت، هواویزهای جو کویت را بر اساس نسبت واقطبش خطی ذرات دسته‌بندی کنیم. در این کار ابتدا رفتار طیفی سپیدایی پراکندگی تک‌باره و توزیع اندازه ذرات برای دو مد ریز و درشت به ازای مقادیر مختلف PLDR بررسی می‌کنیم و سپس هواویزهای منطقه کویت را بر اساس مقادیر مختلف PLDR دسته‌بندی می‌کنیم.

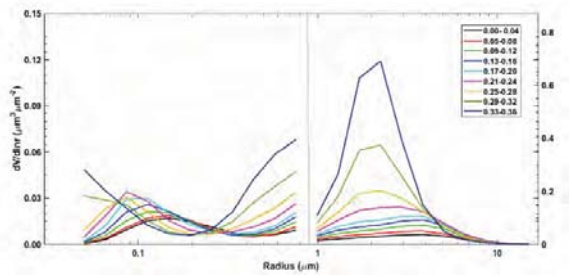
شکل ۱ رفتار طیفی سپیدایی پراکندگی تک‌باره را برای جو کویت برای بازه ژوئن ۲۰۰۶ تا نوامبر ۲۰۱۹ برای بازه‌های مختلف PLDR نشان می‌دهد.رفتارطیفی سپیدایی پراکندگی برای مقادیر مختلف نسبت واقطبش خطی ذرات متفاوت است. سپیدایی پراکندگی تک‌باره برای مقادیر پایین نسبت واقطبش خطی ذرات $(PLDR < 0.08)$رفتار طیفی کاهشی و برای مقادیر بالا $(PLDR > 0.28)$ رفتار افزایشی دارد. در واقع هر چه نسبت واقطبش خطی ذرات بیشتر باشد (جو غباری تر باشد) ذرات جذب کمتری دارند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۱: میانگین مقدار سپیدایی پراکندگی تک‌باره بر حسب طول‌موج برای مقادیر مختلف نسبت واقطبش خطی ذرات سایت کویت در بازه اندازه‌گیری بین ژوئن ۲۰۰۶ تا نوامبر ۲۰۱۹. رنگ نشان‌دهنده بازه PLDR است.

شکل ۲ توزیع اندازه هواویزها را برای دو مد ریزدانه و درشت‌دانه برای جو کویت برای بازه ژوئن ۲۰۰۶ تا نوامبر ۲۰۱۹ برای بازه‌های مختلف PLDR نشان می‌دهد. هر چه نسبت واقطبش خطی ذرات کمتر باشد (ذرات شکل کروی داشته باشند)، توزیع ذرات ریزدانه بیشتر است ($PLDR < 0.16$)و با افزایش آن (ذرات غیرکروی‌تر شوند) کسر ذرات ریزدانه کاهش ودر مقابل سهم درشت‌دانه‌هاافزایش می‌یابد ($PLDR > 0.25$).



شکل۲: میانگین مقدار توزیع اندازه ذرات برای مقادیر مختلف وانسبت قطبش خطی ذرات برای سایت کویت در بازه اندازه‌گیری بین ژوئن ۲۰۰۶ تا نوامبر ۲۰۱۹. رنگ نشان‌دهنده بازه PLDR است.

مقادیر $PLDR > 0.3$ تقریبا ذرات گرد و غبار خالص را نشان می‌دهد در حالی که $PLDR < 0.08$ نشان‌دهنده آلودگی‌های انسانی یا دود حاصل از سوختن مواد زیست توده هستند. نسبت واقطبش خطی ذرات مخلوط‌های گرد و غبار مواد معدنی و ذرات غیر کروی در محدوده ۰.۰۸ تا ۰.۳۰ است. گرد و غبار در طی حمل و نقل با سایر هواویزها مخلوط می‌شود و منجر به مقادیر مختلف نسبت واقطبش خطی ذرات می‌شود. در نتیجه نسبت واقطبش خطی ذرات با توجه به نوع هواویز غالب در جو متفاوت است. سهم گرد و غبار در مخلوط هواویزها بر اساس مقدار نسبت واقطبش خطی ذرات تعیین می‌شود[4].

روش دسته‌بندی هواویزها

در این روش هواویزها با توجه به مقدار PLDR به چهار دسته تقسیم می‌شوند.

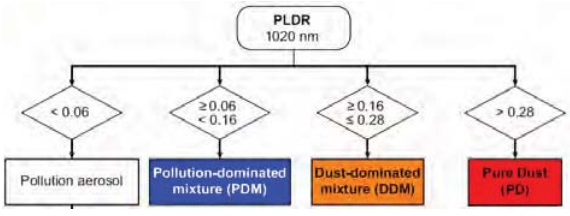
۱- مقادیر $PLDR < 0.06$نشان‌دهنده آلودگی‌های شهری-صنعتی است(Pollutions).

۲- مقادیر $0.06 \leq PLDR < 0.16$نشان‌دهنده مخلوطی از هواویزها است که در آن سهم آلودگی‌های شهری-صنعتی غالب است ((Pollution dominated mixture(PDM).

۳- مقادیر $0.16 \leq PLDR \leq 0.28$نشان‌دهنده مخلوطی از هواویزها است که در آن سهم هواویزهای نوع غبار غالب است ((Dustdominated mixture(DDM).

۴- مقادیر $PLDR > 0.28$نشان‌دهنده غبار خالص است((Pure dust(PD).

شکل ۳ چارت طبقه‌بندی ذرات معلق در هوا را در طول‌موج ۱۰۲۰ نانومتر بر اساس مقادیر نسبت واقطبش خطی ذرات را نشان می‌دهد.



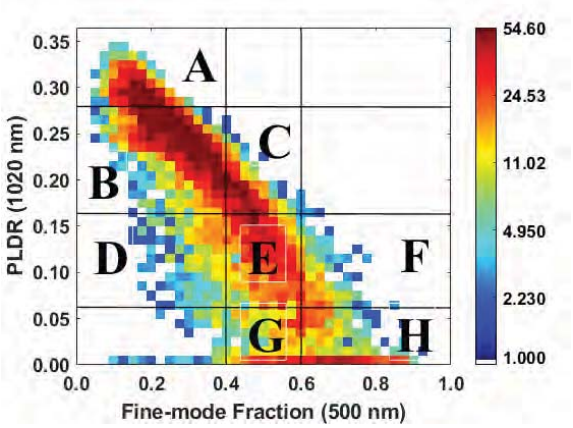
شکل ۳: چارت طبقه‌بندی هواویزها بر اساس مقادیر PLLDR.

دسته‌بندی هواویزها بر اساس مقدارPLDR

شکل ۴ نسبت واقطبش خطی ذرات در طول‌موج ۱۰۲۰ نانومتر را بر حسب نسبت ذرات ریزدانه در طول‌موج ۵۰۰

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

نانومتر نشان می‌دهد. نوع غالب ذرات در ترکیبات هواویز بر اساس مقادیر نسبت واقطبش خطی ذراتوکسر ذرات ریزدانه مشخص می‌شود. هشت بخش A تا H بر اساس تجمع داده‌ها انتخاب شده‌اند.غبارهای کویری عمدتا از ذرات درشت‌دانه تشکیل شده‌اند، در حالی که ذرات حاصل از احتراق عمدتاً ذرات ریزدانه هستند. نسبت واقطبش خطی ذرات برای هواویزهای کروی مانند آلاینده‌های انسانی یا دوده نزدیک به صفر است و با افزایش ذرات غیر کروی افزایش می‌یابد. به کمک این دو پارامتر می‌توانیم نوع غالب ذرات را در مخلوط‌های هواویز تشخیص دهیم[2,4].



شکل ۴: نمودار نسبت واقطبش خطی ذرات (PLDR) در طول‌موج ۱۰۲۰ نانومتر برحسب کسر ذرات ریزدانه (Fine-mode Fraction)در طول‌موج ۵۰۰ نانومتر برای سایت کویت در بازه اندازه‌گیری بین ژوئن ۲۰۰۶ تا نوامبر ۲۰۱۹.رنگ نشان‌دهنده تعداد داده‌های مشاهده شده در پنجره انتخاب شده در مقیاس لگاریتمی است. هشت بخش A تا H بر اساس حضور داده انتخاب شده است.

در شکل ۴ بر اساس مقادیر نسبت واقطبش خطی ذرات، بخش A نشان‌دهنده غبار خالص است. دو بخش B و C نشان‌دهنده مخلوطی از هواویزها هستند که سهم غبار در آنها غالب است. سه بخش D، E و F نشان‌دهنده مخلوطی از هواویزهاست که سهم آلودگی شهری-صنعتی در آن غالب است و دو بخش G و H نشان‌دهنده آلودگی شهری-صنعتی است. بر اساس مقادیر کسر ذرات ریزدانه، در بخش‌های A، B و D ذرات درشت‌دانه، در بخشهای F و H ذرات ریزدانه غالب است. در سه بخش C، E و G ذرات ریز و درشت تقریبا به مقدار یکسان حضور دارند. هواویزهای نوع غبار خالص ۱۵٪، هواویزهای DDM ۴۶٪ ، هواویزهای ۲۷٪PDM و آلودگی‌های شهری-صنعتی ۱۵٪ کل هواویزهای جو کویت را تشکیل می‌دهند.

نتیجه گیری

هدف از انجام این مقاله دسته‌بندی هواویزهای جو کویت با استفاده از اندازه‌گیری‌های شیدسنج خورشیدی سایت AERONETدر بازه زمانی ژوئن ۲۰۰۶ تا نوامبر ۲۰۱۹ است.در این کار نسبت واقطبش خطی ذرات، سپیدایی پراکندگی تک‌باره، کسر ذرات ریزدانه و تابع توزیع اندازه ذرات مورد مطالعه قرار گرفته‌است. نتایج نشان می‌دهند که رفتار طیفی سپیدایی برای مقادیر بالای نسبت واقطبش خطی ذرات (مقادیر پایین نسبت واقطبش خطی ذرات) افزایشی (کاهشی) است. حداکثر توزیع ذرات درشت‌دانه (ریزدانه) برای جو کویت در بازه زمانی اندازه‌گیری شده ۴۲ ۰(۰.۰۴) است. بیشتر جو کویت از مخلوطی از هواویزها که سهم غبار در آن بیشتر است، تشکیل شده است.

مرجع‌ها

[1] Gill ،and E.S. Nicholson, O.Torres, P.Ginoux, M.J.Prospero, atmospheric of sources global of characterization Environmental E.T.spectrometer mapping ozone total 7 the nimbus with identified dust soil Geophysics of Reviews product aerosol absorbing (TOMS),2002.

[2] J. Lee, J. Kim, C. Song, S. Kim, Y. Chun, B. Sohn, and B. Holben, “Characteristicsof aerosol types from aeronet sunphotometer measurements, Atmospheric Environment, vol.44, no.26, pp.3110–3117, 2010.

[3] A. Masoumi, E. Laleh, A. Bayat, Optical and physical properties, time-period, and severity of dust activitiesas a function of source for the main dust sources of the Middle East, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics,2019.

[4] V. Freudenthaler, M. Esselborn, M. Wiegner, B. Heese, M. Tesche, A. Ansmann, D. Müller, D. Althausen, M. Wirth, A. Fix, et al., “Depolarizationratio profiling at several wavelengths in pure saharan dust duringsamum 2006,” Tellus B: Chemical and Physical Meteorology, vol.61, no.1, pp.165–179, 2009.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۳-۱۹۲۴-۱۰-A

بهبود نرخ انتقال در سیستم‌های ارتباطی دوربین نوری با استفاده از دیود نورانی RGB و مالتی‌پلکس تقسیم طول‌موجی

فرزانه نوروزی، سعید علیائی*، مهران مهربان‌راد

آزمایشگاه تحقیقاتی اپتوالکترونیک و نانوفوتونیک، دانشگاه تربیت دبیر شهید رجائی *s_olyaee@sru.ac.ir

چکیده – بازدهی توان و قابلیت مدوله شدن با سرعت بالای دیودهای نورانی آن‌ها را گزینه مناسبی به‌عنوان فرستنده در مخابرات بی‌سیم نوری قرارداده‌است. سیستم‌های OCCیک نوع خاص از سیستم VLCهستند که گیرنده آن‌ها حسگر تصویربرداری است. از چالش‌های چنین سیستم‌هایی پایین بودن نرخ انتقال اطلاعات و سوسوزدن نور است. وجود فیلتر رنگی در این حسگرها موجب می‌شود که بتوان در سیستم‌های OCC با استفاده از دیود نورانی RGB و WDM به نرخ انتقال داده بیشتر رسید. در این مقاله با استفاده از یکی از روش‌های مدولاسیون زیرنمونه به‌نام UPSOOKدیود نورانی RGBبا فرکانس چند برابر بالاتر از نرخ قاب دوربین مدوله شده و از مشاهده سوسوزدن نور توسط چشم انسان جلوگیری شده است. از طرف دیگر با استفاده از RGB LED سه رشته داده به صورت موازی ارسال می‌شود تا نرخ انتقال داده افزایش یابد.

کلید واژه- ارتباط دوربین نوری، حسگر تصویربرداری، دیود نورانی، مالتی‌پلکس تقسیم طول موجی.

Data transmission rate improvement in optical camera communication using RGB LED and WDM

FarzanehNorouzi, Saeed Olyaee*, Mehran MehrabanRad

ShahidRajaee Teacher Training University, Tehran, Iran. *s_olyaee@srttu.edu

Abstract- Power efficiency and the ability to high-speed modulation LEDs make them a suitable option as a transmitter in optical wireless communications. A special type of VLC system is OCC systems whose receiver is an imaging sensor. Some challenges of such systems are the low data transmission rate and the light flickering. Due to the presence of color filters in these sensors,the data transmission rate in OCC systems can be increasedby using RGB LED and WDM. In this article, we were able to modulate the RGB LED with a frequency many times higher than the frame rate of the camera and prevent light flickering prospect from human eye using one of the under-sampled modulation methods called UPSOOK. On the other hand, using RGB LED, we send three strings of data in parallel to increase the data transmission rate.

Keywords: optical camera communication(OCC), image sensor, light emitting diode (LED), wavelength division multiplexing (WDM).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

۱. مقدمه

کمبود طیف فرکانس رادیویی حال حاضر باعث کاهش ظرفیت عملکردی در نسل بعدی شبکه‌های ارتباطی (5G)خواهد شد[۱]. به‌دلیل داشتن مزایایی همچون مستقل بودن از تداخل الکترومغناطیسی (EMI) با امنیت بالا، ارتباط نور مرئی (VLC) به‌عنوان یکی از فن‌آوری‌های مهم برای ارتباطات بی‌سیم آینده ظهور خواهد کرد [۴-۲].

ارتباط نور مرئی یک زیرمجموعه از ارتباط بی‌سیم نوری[1] (OWC) است.VLC از LEDبا نور قابل مشاهده بین ۴۰۰ تاTHz ۸۰۰(۷۸۰ تا ۳۷۵ نانومتر) و مدولاسیون شدت (IM) برای ارسال داده به‌صورت بی‌سیم استفاده می‌کند و سیگنال در سمت گیرنده توسط دیود نوری یا دوربین آشکارسازی می‌شود[۵]. OCC یک ویژگی منحصربه‌فرد از VLC استکه از یک دوربین معمولی به‌عنوان گیرنده استفاده می‌کند. از آنجایی‌که تلفن همراه تعبیه شده در حسگر تصویربرداری بسیار رایج است، استفاده از حسگر تصویربرداری برای VLC می‌تواند هزینه پیاده‌سازی را در مقایسه با VLC با استفاده از گیرنده دیود نوری پین یا دیود نوری بهمنی (APD) به‌طور قابل‌توجهی کاهش دهد[۶].

بااین‌حال، یک چالش بزرگ در سیستم‌های OCC، نرخ قاب محدود دوربین است که نرخ انتقال داده را بسیار محدود می‌کند. از طرف دیگر از آنجایی‌که اولین وظیفه LED تامین روشنایی است باید روشی اتخاذ شود که سوسوزدن نور را کاهش دهد[۷].به دلیل وجود فیلترهای رنگی در حسگر تصویربرداری این حسگر می‌تواند نورهای دریافتی را از دیود نورانی RGB دریافت و جداسازی کند. بنابراین انتظار می‌رود در یک سیستم OCC مبتنی بر RGBبا استفاده ازWDM و مدولاسیون‌های مختلف مثل مدولاسیون‌های زیرنمونه نرخ انتقال اطلاعات تا سه برابر افزایش پیدا کند و مشکل سوسوزدن نور برطرف شود.

ازاین‌رو در این مقاله با بهره‌گیری از روش مدولاسیون زیر نمونه و WDM در یک سیستم OCC مبتنی بر دیود نورانی RGB با استفاده از دوربین تلفن همراه HUAWI P10 Light، انتقال داده بدون سوسوزدن و با سرعت سه برابر نرخ قاب دوربین طراحی شده است.

۲. اصول عملکرد و طراحی سیستم

از آنجایی که نرخ قاب دوربین پایین است، باید داده با نرخی ارسال شود که برای دوربین قابل دریافت باشد. و از طرفی با چشم انسان قابل مشاهده نباشد. با استفاده از مدولاسیون UPSOOK می‌توانیم سیگنال $\{a_n\}$باند پایه را با فرکانس f_s و $f_{eye}<f_s<f_{shutter\ speed}$ که در آن f_{eye} فرکانس بحرانی چشم انسان که در آن سوسوزدن نور قابل‌تشخیص نیست و $f_{shutter\ speed}$ معکوس سرعت شاتر دوربین است، مدوله کنیم [۸]. سیگنال UPSOOKs(t) می‌تواند به‌شکل زیر بیان شود:

(۱)

که در آن $[.]$ نشانگر موج مربعی، T_c طول $\{a_n\}$ و θ_n فاز موج حامل است که به‌صورت زیر به‌دست می‌آید:

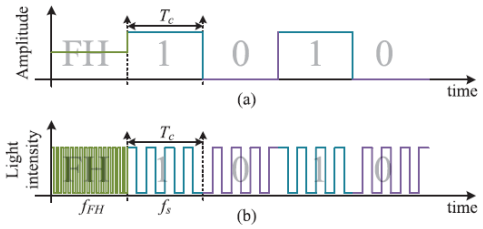
(۲)

شکل ۱یک نمونه از $\{a_n\}$ و سیگنال مدوله شده UPSOOK را نشان می‌دهد.

به منظور آشکارسازی و تصحیح خطا در آشکارسازی داده، ساختار قاب‌بندی باید براساس روش مدولاسیون اتخاذ شود. همانگونه که در شکل ۲ نشان داده شده‌است ساختار بسته پیشنهادی شامل ۱۶بیت شروع و ۱۶ بیت داده برای هرکدام از رنگ‌ها است. شروع قاب می‌تواند بین هرسه دیود نورانی قرمز، آبی و سبز برای همزمانی بیشتر مشترک باشد و دارای ۸ بیت یک و ۸ بیت صفر باشد که این

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

ساختار هم در آشکارسازی به‌راحتی قابل تشخیص است و هم به تشخیص خطا در فاز کمک خواهد کرد.



شکل۱. داده سیگنال باند پایه و سیگنال مدوله شده UPSOOK[۸]

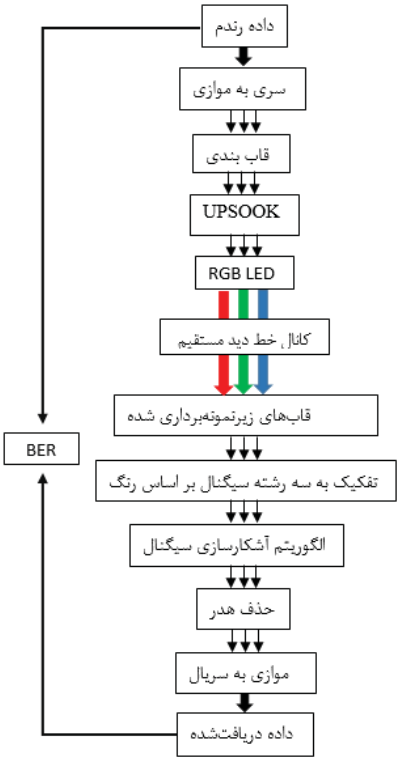
شروع(۱۶بیت)، تشخیص خطا	داده(۱۶بیت)
1111111100000000	0010101100101101
1111111100000000	0111010100001111
1111111100000000	1010001101001100

شکل۲. داده‌های ارسالی از طریق دیود نورانیRGB

بلوک‌دیاگرام سیستم عملی OCC در شکل ۳ نشان داده شده‌است. در سمت فرستنده ابتدا یک رشته داده تصادفی توسط MATLAB تولید می‌شود و سپس به سه رشته داده موازی تبدیل می‌شود. در نهایت این رشته داده‌ها به ژنراتور بسته ارسال می‌شوند و پس از اعمال مدولاسیون شیفت فاز زیر نمونه توسط میکروکنترلر ARM به پایه-های دیود نورانی RGB اعمال می‌شود. بنابراین سه رشته داده به صورت موازی از طریق دیود نورانی RGB و یک کانال با خط دید مستقیم ارسال می‌شود. سیگنال نوری مدوله‌شده پس‌از گذر از کانال خط دید مستقیم توسط یک دوربین نوری به‌صورت یک ویدیو چند دقیقه‌ای زیرنمونه‌برداری می‌شود. پس از آن سه طول موج مختلف دریافتی به‌دلیل وجود فیلتر رنگی جداسازی می‌شوند تا الگوریتم آشکارسازی سیگنال روی آن پیاده‌سازی شود و هدر سیگنال‌ها حذف و دوباره به رشته داده سریال تبدیل شوند.

۳. ارزیابی عملکرد سیستم OCC پیشنهادی

برای پیاده‌سازی یک سیستم OCC از برد ARM(STM32F030F4) و یک دیود نورانی RGB استفاده شده است. گیرنده دریافت داده‌ها یک دوربین تلفن هوشمند Huawei P10 Lite با نرخ قاب ۲۸fps و قابلیت تفکیک‌پذیری ۲۴۰×۳۲۰ (QVGA) است. براساس این نرخ قاب، داده‌ها با فرکانس ۴ برابر یعنی ۱۱۲Hz مدوله و ارسال می‌شود تا سوسوزدن نور کاهش داده شود. سپس دوربین در فاصله ۲۰ cm ثابت شده و به مدت سه دقیقه از فرستنده فیلم‌برداری می‌شود.

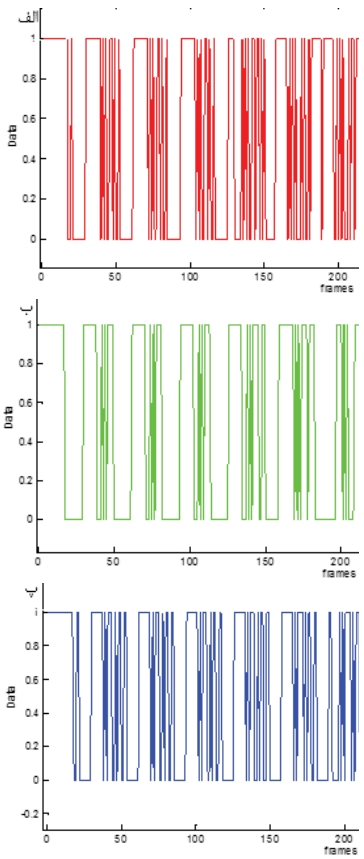


شکل ۳. بلوک دیاگرام سیستم OCCپیشنهادی

پس از ضبط چند ویدیو دریافتیم زمانی که دیود نورانی درحال تغییر سطح نور است خود دوربین به‌طور خودکار تنظیم روشنایی خود را تغییر می‌دهد که این به خودی خود آثار مخربی روی نتایج داده می‌گذارد. پس می‌بایست با روشی این میزان نوردهی دوربین ثابت شود. بنابراین با استفاده از یک منبع نور دیگر با شدت بالا و ثابت این تغییر نوردهی دوربین به کمترین مقدار رسیده است. همچنین برای حذف آثار مخرب حاشیه تصویر و نورهای اطراف، قسمتی از هر قاب در نزدیکی LED که در آن پیکسل‌ها اشباع نشدند را برش داده و کل ویدیو را در همان محدوده پردازش می‌کنیم. داده‌های خروجی پس از

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

پردازش برای هر سه رنگ در شکل ۴ نشان داده شده است.



شکل ۴. داده خروجی برای هر رنگ قرمز، آبی و سبز

به منظور صحت سنجی، ۱۲۰۶ قاب شامل ۳۷ بسته کامل به صورت جزئی بررسی شده است که در این محدوده به دلیل پایدار نبودن نرخ قاب چهار تغییر فاز رخ داده و باعث از دست رفتن تعدادی از بیت‌ها، اضافه نمونه‌برداری از چند بیت و خطا در بیت‌های دریافتی شد. اما با این وجود نرخ انتقال داده با استفاده از دیود RGB افزایش داده شده است. جدول ۱ خلاصه نتایج را نشان می‌دهد.

جدول ۱. خلاصه نتایج اندازه‌گیری سامانه.

پارامتر	مقدار
نرخ خطای بیت	۳۹×۱۰^{-۳}
نرخ انتقال داده با وجود هدر	۸۴Hz
نرخ اتلاف بیت	۳×۱۰^{-۳}
نرخ اضافه نمونه‌برداری	۳×۱۰^{-۳}

۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله یک مدل عملی سیستم OCC پیاده‌سازی شده است. با استفاده از ریزپردازنده ARMیک دیود نورانی RGB به‌منظور افزایش نرخ انتقال داده مدوله شده و پس از چندین آزمایش با استفاده از دوربین تلفن همراه داده‌ها دریافت و آشکارسازی می‌شود. داده‌های دریافتی اولیه دارای خطای زیادی است بنابراین با استفاده از چند روش سعی در بهبود داده‌های دریافتی و کاهش نرخ خطای بیت شد. درنهایت با تحلیل داده‌های دریافتی، نرخ خطای بیت و نرخ انتقال داده به ترتیب ۳۹×۱۰^{-۳} و ۸۴Hz به‌دست آمد.

۵. مرجع‌ها

[1] S. Zvanovec, P. Chvojka, P. A. Haigh, Z. Ghassemlooy "VLC toward 5G" RadioEngeneering, Vol.24, No.1, 2015.

[2] F. Ebrahimi, Z. Ghassemlooy, and S. Olyaee, “Investigation of a hybrid OFDM-PWM/PPM visible light communication system”, Optics Communications, Vol. 429, pp. 65-71, 2018

[3] Z. Ghassemlooy, F. Ebrahimi, and S. Olyaee, “Comparison of Hybrid DCO-OFDM-PWM and DCO-OFDM-PPM in Cellular Channel”, 1st West Asian Colloquium on Optical Wireless Communications (WACOWC2018), Isfahan, Iran, 25 April 2018

[4] Z. Ghassemlooy, F. Ebrahimi, S. Rajbhandari, S. Olyaee, X. Tang, and S. Zvanovec, “Visible Light Communications with Hybrid OFDM-PTM-Invited Paper”, The 13th International Wireless Communications and Mobile Computing Conference (IWCMC 2017), Valencia, Spain; 26-30 June, 2017

[5] T. Nguyen, A. Islam, T. Hossan, Y. M. Jang “Current Status and Performance Analysis of Optical Camera Communication Technologies for 5G Networks” IEEE Access, Vol. 5, 2017.

[6] Wang, Wei-Chung, Chi-Wai Chow, Chia-Wei Chen, Hsiang-Chain Hsieh, and Yen-Ting Chen. "Beacon jointed packet reconstruction scheme for mobile-phone based visible light communications using rolling shutter." IEEE Photonics Journal 9, no. 6, pp. 1-6, 2017.

[7] P. Luo, et al. "Undersampled-Based Modulation Schemes for Optical Camera Communications." IEEE Communications Magazine, Vol.56, No.2, pp. 204-212, 2018.

[8] P. Luo, et al. "Experimental demonstration of RGB LED-based optical camera communications." IEEE Photonics Journal, Vol. 7, No. 5, pp. 1-12, 2015.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین
کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۱۱-۱۰-A

شبیه سازی سلول حسگرهای گاز اپتیکی

محمد مهدی شمسی گوشکی، سید محمدرضا دربانی و ابولحسن مبشری

دانشگاه مالک اشتر اصفهان-پژوهشکده اپتیک و لیزر

چکیده - در این مقاله با توجه به اهمیت شبیه سازی حسگرهای اپتیکی گازدر ساخت این حسگرها، شبیه سازی دو حسگر غیر پاشنده مادون قرمز و مرئی-فرابنفش که به ترتیب برای شناسایی دو گاز NO و NO_2به کار می‌روند، انجام شده است. به دلیل اینکه گاز NO_2 در ناحیه مادون قرمز با بخار آب همپوشانی دارد، این حسگر در ناحیه مرئی-فرابنفش مورد بررسی قرار گرفته است. پس از شبیه سازی اطلاعات بدست آمده از شبیه سازی مورد بررسی قرار گرفته است و تاثیر طول سلول در حالتی که سلول لوله بازتابی ساده است بر تعداد پرتوهای رسیده به آشکارساز، طول مسیر نوری و زاویه فرود نور بر روی سطح فیلترهای تداخلی آشکارساز بررسی شده است.

کلید واژه- حسگرهای اپتیکی، غیرپاشنده مادون قرمز، غیر پاشنده مرئی، شبیه سازی سلول گاز، زیمکس.

Cell Simulation OfOptical Gas Sensors

Mohammad Mahdi ShamsiGoshki, Seyed Mohammad Reza DarbaniAndAbolhasanMobasheri

MalekAshtar University of Isfahan-Optics and Laser Research Institute

Abstract- In this paper, due to the importance of simulating gas optical sensors in the construction of these sensors, two non-dispersive infrared and visible-ultraviolet sensors have been simulated, which are used to detect NO and NO2 gases, respectively. Because NO2 gas overlaps with water vapor in the infrared region, the sensor has been examined in the visible-ultraviolet region. After simulation, the information obtained from the simulation is investigated and the effect of cell length in the case of a simple reflection tube cell on the number of rays reaching the detector, the length of the optical path and the angle of light on the surface of the detector interference filters is investigated.

Keywords: Optical sensors, infrared non-scattering, visible non-scattering, gas cell simulation, Zemax.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

حسگرهای گاز اپتیکی، حسگرهایی هستند که در آن‌ها از المان‌های اپتیکی برای شناسایی گاز استفاده شده است. معمولا یک حسگر گاز دارای سه بخش اصلی منبع اپتیکی، سلول گاز و آشکارساز اپتیکی است. در این مقاله از بین روش‌های اپتیکی گوناگون برای شناسایی گازها، روش جذبی مبتنی بر قانون بیر لامبرت مدنظر است که به عنوان روش غیر پاشنده شناخته می‌شود. در این روش با استفاده از نسبت شدت جذب شدهدر گاز مورد نظر به شدت کل منبع اپتیکی ، غلظت گاز را از رابطه ۱ بدست می‌آید.

$$I=I_0 e^{(-\varepsilon Cl)} \quad (1)$$

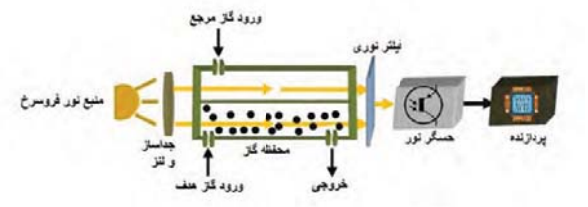
در این رابطه I شدت عبوری از گاز، I_0 شدت اولیه منبع اپتیکی، ε ضریب جذب، C غلظت گاز و l طول مسیر نور از میان گاز است. همانطور که از این رابطه مشخص است طول مسیر نوری به عنوان یک ثابت در نظر گرفته می‌شود که باید محاسبه و در این رابطه قرار گیرد، در سلول‌هایی با هندسه پیچیده محاسبه این طول کار دشواری است و نیاز به استفاده از یک نرم افزار شبیه ساز است. در این مقاله شبیه سازی و بررسی هندسه حسگر غیرپاشنده مادون قرمز (NDIR) و فرابنفش-مرئی (NDUV) به ترتیب برای گازهای NO و NO_2 آورده شده است. به دلیل اینکه گاز NO_2 در ناحیه مادون قرمز با بخار آب همپوشانی دارد، این گاز در ناحیه مرئی-فرابنفش مورد بررسی قرار گرفته است.

با توجه به این که این شبیه سازی برای هر حسگر مشابه با هر هندسه ای برای سلول قابل انجام است به بررسی اجمالی انواع سلول‌های گاز پرداخته شده است. طول مسیرنور در طیف سنجی حساسیت بالا مهم است زیرا نسبت سیگنال به نوفه با افزایش طول مسیر جذب افزایش می‌یابد.

از سلول‌های بررسی شده مناسب ترین و دردسترس ترین سلول از لحاظ قیمت و ساخت جهت انجام کارهای آزمایشگاهی، لوله بازتابی ساده است.

شبیه سازی لوله بازتابی ساده

شبیه سازی سلول حسگر سبب می‌شود که میزان آزمون و خطا در حالت تجربی کمتر شود و سریعتر بتوان به هدف ساخت نمونه آزمایشگاهی حسگر مورد نظر رسید. در رابطه بیرلامبرت با افزایش طول مسیر متوسط نور از میان گاز، کمترین حد تشخیص حسگر کاهش پیدا می‌کند. در نتیجه برای افزایش طول مسیر نوری باید طول سلول را افزایش داد که این افزایش به سادگی انجام نمی‌شود زیرا که افزایش طول سلول باعث افزایش جذب نور در دیواره لوله بازتابی می‌شود و میزان پرتوهای رسیده به آشکارسازها در نتیجه میزان شدت آشکار شده توسط آن‌ها کاهش می‌یابد. با استفاده از بخش غیرترتیبی نرم افزار Zemax2013 که نرم افزار طراحی اپتیکی است، سعی است که به یک هندسه مناسب برای سلول بازتابی ساده رسیده شود.استفاده از نرم افزار در اینجا صرفاً برای بدست آوردن هندسه مناسب سلول گاز، طول مسیر متوسط نوری از میان گاز نمونه (l استفاده شده در رابطه لامبرت)، زاویه پرتوها روی سطح آشکارساز و اطلاعات موردنیاز مشابه است. شکل ۱ طرحواره یک حسگر غیرپاشنده با سلول بازتابی ساده است.



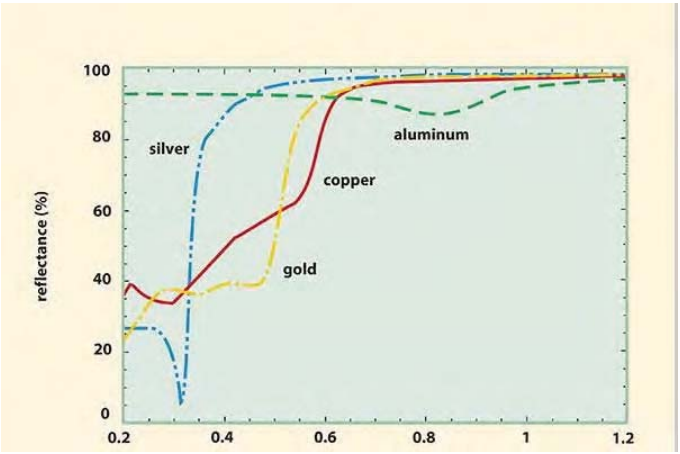
شکل ۱:طرحواره یک حسگر نوری غیرپاشنده[1]

شبیه سازی برای حسگرهای غیرپاشنده شناسایی NO و NO_2 انجام داده می‌شود. در حسگر NO_2 از منابعیبا سطح مقطع مربع با ابعاد ۳ در ۳ و ۶/۵ در ۶/۵ میلی متر به ترتیب برای دو LED توان پایین(۵ میلیمتر) و POWER (LED۸میلیمتر) استفاده شده است. همچنین از یک منبع IRبه نام OIR-800 Fxx ساخت شرکت OST[2]برای سلول گاز NO با ناحیه فعال ۱/۸ در ۱/۸ میلیمتر که در

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

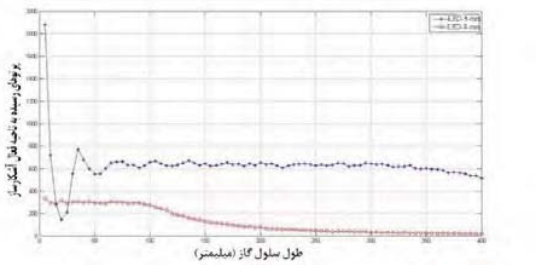
فاصله ۲/۲۳ میلیمتری از یک پنجره دایره شکل به قطر ۲/۵ میلیمتر قرار دارد، استفاده شده است.در این شبیه سازی از آشکارساز فوتودیود BPX65 ساخت شرکت OSRAM[3] برای حسگر NO_2 استفاده شده و همچنین از آشکارساز PY0304 شرکت PYREOS[4] برای حسگر NO استفاده شده است.

تمام اندازه‌های استفاده شده در نرم افزار میلیمتر است. هم چنین تعداد پرتو درنظر گرفته شده برای منبع نوری، ۱۰۰۰۰ پرتو است. برای افزایش دقت کار و جلوگیری از خطا تعداد محاسبات در هر پیکربندی برابر ۱۰ محاسبه است که از این ۱۰ محاسبه میانگین‌گیری شده است. با توجه به اینکه لوله بازتابی ساده در نرم افزار MIRROR درنظر گرفته شده، قابلیت کوتینگ ندارد. بنابراین برای شبیه سازی این مورد تعداد ماکزیمم بازتاب‌ها از دیواره داخلی سلول ۱۴ بازتاب برای سلول هر دو حسگر در نظر گرفته شده است. این عدد به دلیل تضعیف ۰/۰۷ شدت هر پرتو در بازتاب از سطح دیواره آلومینیومی است. مقدار بازتاب برای آلومینیوم حدود ۰/۹۳ است. با توجه به نمودار شکل ۲ به علت بازتاب خوب آلومینیوم در طول موج ۱ میکرون تا ۲۰ میکرون از این فلز برای شبیه سازی بدنه سلول استفاده شده است.



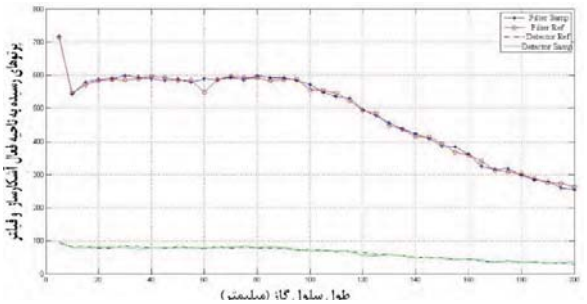
شکل۲:بازتاب چهار فلز طلا،نقره،مس،آلومینیوم نسبت به طول موج[۵].

شبیه سازی و پرتویابی هندسه حسگر NO_2 به ازای ۸۰ پیکربندی برای سلول‌های با طول بین ۵ تا ۴۰۰ میلیمتر قطر داخلی ۸/۸ میلیمتر انجام شد. منحنی پرتوهای رسیده به آشکارساز نسبت به طول سلول برای LED ۵میلیمتر و LED ۸ میلیمتر بدست آورده شد. نمودار تعداد پرتوهای رسیده به آشکارساز نسبت به طول سلول در شکل ۳ آورده شده است.



شکل ۳:نمودار پرتوهای رسیده به آشکارسازها نسبت به طول سلول برایLED ۸ میلیمتر و LED ۵میلیمتر

هم چنین شبیه سازی و پرتویابی برای حسگر NO به ازای ۴۰پیکربندی برای لوله بازتابی ساده با طول متفاوت بین ۵ میلیمتر تا ۲۰۰ میلیمتر و قطر داخلی۷.۳ میلیمتر انجام شده است. پرتوهای رسیده به فیلترها و آشکارسازهای نمونه و مرجع بدست آورده شد. در شکل ۴ نمودار پرتوهای رسیده به فیلتر و آشکارسازهای نمونه و مرجع نسبت به طول سلول دیده می‌شود.



شکل ۴: نمودار پرتوهای رسیده به آشکارسازها و فیلترها نسبت به طول سلول مربوط حسگر گاز NO

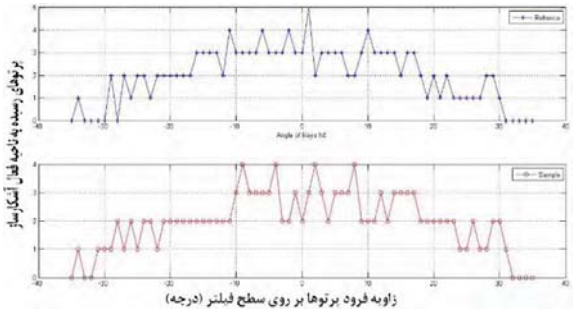
شکل ۳ و ۴ نشان دهنده نمودار تعداد پرتوهای رسیده به ناحیه فعال آشکارساز نسبت به طول سلول است. این دو نمودار برای مشخص کردن مناسب‌ترین طول سلول است که علاوه بر تعداد پرتوهای بالای رسیده در آن‌ها به ناحیه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

فعال آشکارساز، بلندترین طول ممکن را داشته باشد. در شکل ۳ منحنی مربوط به LED ۸ میلیمترکه دارای توان بالاتری نسبت به LED ۵ میلیمتر است اما تعداد پرتوهای رسیده به آشکارساز کمتر است. دلیل آن زاویه واگرائی بالای LED ۸ میلیمتر و در نتیجه تلفات بالاتر پرتو در آن است و دلیل دیگر اینکه برای ناحیه فعال هر دو LED تعداد برابر پرتو در نظر گرفته شده است. در هر دو نمودار ۳ و ۴ با افزایش طول سلول پرتوهای رسیده به آشکارساز کاهش پیدا کرده است.در نمودار ۴ پرتوهای رسیده به ناحیه فعال آشکارساز بسیار کمتر از پرتوهای رسیده به فیلترها هستند که به علت سطح مقطع کوچک ناحیه فعال آشکارساز است. در حالت LED ۵ میلیمتر برای طول ۳۵۰ میلیمتر که میزان پرتوهای رسیده به ناحیه فعال آشکارساز مناسب است همچنین طول سلول بالاترین اندازه است، طول متوسط سلول ۳۵۵ میلیمتر به دست آورده شده است.

طول متوسط مسیر نور از میان گاز در یک طول مشخص از سلول لوله بازتابی بوسیله تحلیل اطلاعات تمامی پرتوهای ترسیم شده توسط نرم افزار بدست می‌آید. در شبیه سازی مربوط به سلول حسگر NO، طول موج مرکزی عبور فیلترهای میانگذر اپتیکی به زاویه فرود بر روی سطح فیلتر وابسته است. یعنی اینکه با تغییر زاویه فرود از حالت عمود طول موج مرکزی باند عبوری فیلتر از مقدار تعریف شده برای فیلتر تغییر می‌کند.

به علت اهمیت موضوع نمودار شکل ۵ تعداد پرتوهای رسیده به سطح فعال آشکارساز را نسبت به زوایای مختلف پرتوهای فرودی بر روی سطح فیلترها ترسیم می‌کند. بعد از ترسیم منحنی دیده می‌شود که تعدادی از پرتوها با زاویه غیر صفر به سطح فیلترها برخورد می‌کنند. در آشکارساز حسگر NO فاصله فیلتر تا سطح فعال را به گونه‌ای انتخاب کرده اند که سبب ورود پرتوهایی با زاویه نزدیک به خط عمود می‌شود. نمودار زیر به ازای ۱۰ مرتبه پرتویابی و میانگین گیری از آن‌ها بدست آمده است.



شکل۵:منحنی پرتوهای رسیده به ناحیه فعال آشکارساز نسبت به زاویه فرود پرتو روی سطح فیلتر(بالا Refrence ، پایین Sample) برای حسگر NO

معمولا برای فیلترهای اپتیکی تداخلی تا زاویه ۲۰ درجه، فرود پرتوها تاثیری بر طول موج مرکزی آن‌ها ندارد. با توجه به نمودار شکل ۵ می‌توان گفت که برای هندسه طراحی شده برای حسگر NO، خطای ناشی از تغییر طول موج مرکزی فیلترهای تداخلی بر اثر پرتوهای غیر عمود ناچیز است.

نتیجه گیری

همانطور که از نتایج شبیه سازی مشخص است، می‌توان با استفاده از نرم افزار زیمکس هندسه یک حسگر گاز را با در نظر گرفتن مختصات و اطلاعات منابع نوری، سلول گاز و آشکارساز شبیه سازی کرد و با بررسی اطلاعات خروجی از نرم افزار به نتایج مهمی رسید. از این نتایج مهم می‌توان به تاثیر جنس، طول و قطر سلول لوله بازتابی در پرتوهای رسیده به آشکارساز، تاثیر هندسه منبع نوری و آشکارساز در پرتوهای رسیده از منبع به آشکارساز و هم چنین بررسی زاویه پرتوهای رسیده به فیلترهای تداخلی که زاویه نور فرودی در آن‌ها بسیار مهم است، اشاره کرد.

مرجع ها

[1]F. Hosein Babaei, **Gas sensors: Fundamentals, applications, and scope,** Journal of Control 8-3 (2014) 1-25.
[2]https://www.orisystech.com
[3] https://www.osram.com
[4]https://www.pyreos.com
[۵]www.seng.libretexts.org/BookshelvesMaterials_ScienceSupplemental_Modules_(Materials_Science)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : A-۱۰-۲۴۹۹-۱

طراحی و شبیه سازی دوربین چندطیفی اپتیکی با کاربرد سنجش از دور

نجما معصومی[1]، مرضیه افخمی[2] و عبدالناصر ذاکری[3]

[1]بخش فیزیک،دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز hidee.felavin@gmail.com
[2]پژوهشکده مکانیک شیراز، شیراز marziafkhami@gmail.com
[3]بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز zakeri@susc.ac.ir

چکیده - در این مقاله طراحی و شبیه‌سازی یک دوربین چند طیفی در بازه طول‌موج‌های مرئی و مادون قرمز نزدیک (VNIR) با کاربرد سنجش از دور مدنظر بوده است. بدین منظور طراحی تلسکوپ اشمیت-کسگرین با یک نگهدارنده‌ی سه پایه با قابلیت تفکیک چند طیفی برای میدان دید ۶ درجه و طول موج‌های ۰.۴۸ و ۰.۶۵ و ۰.۸۲ میکرومتر با استفاده از نرم‌افزار زیمکس شبیه-سازی و نمودار تابع انتقال مدولاسیون (MTF) آنها رسم شده است. نتایج حاصل، نشان می‌دهد که تفکیک طیفی با کیفیت تصویر خوب با کمترین ابیراهی ممکن. ایجاد شده است.

کلید واژه- تلسکوپ اشمیت-کسگرین، دوربین چندطیفی.

Design and simulation of a multispectral optical camera with the use of remote sensing

Najma Masoomi[1], Marzieh Afkhami[2], and Abdolnaser Zakeri[3]

[1]Dept. of Physics, College of Science, Shiraz University, Shiraz, Iran,hidee.felavin@gmail.com
[2]Institute of Mechanics,Shiraz, Iran,marziafkhami@gmail.com
[3]Dept. of Physics, College of Science, Shiraz University, Shiraz, Iran,zakeri@susc.ac.ir

Abstract- In this paper, the design and simulation of a multi-spectral camera in the range of visible and near infrared wavelengths (VNIR) with the use of remote sensing is considered. For this purpose, a Schmidt-Cassegrain telescope was designed with a tripod holder (spider) with multi-spectral resolution for 6-degree field of view and wavelengths of 0.48, 0.65 and 0.82 micrometers using ZIMAX simulation software and its modulation transfer diagram (MTF) isplotted. The results show that spectral resolution with a good image quality and the least possible aberration has been created.

Keywords: Schmidt-Cassegrain telescope, Multi-Spectral camera

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

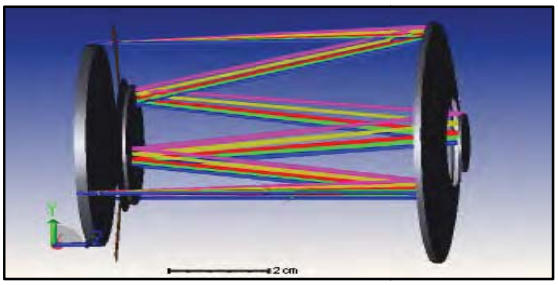
از تصویربرداری سنجش از دور، به دلیل توانایی پوشش همزمان یک منطقه بزرگ، می‌توان در کاربردهای مناطق استراتژیک مانند منابع آب، مناطق تحت کشت، نظارت بر مناطق بیابانی و غیره استفاده کرد؛ توانایی تشخیص دقیق خواص طیفی در تابش منعکس شده و انتشار در سطح و جو زمین، اطلاعات مفیدی را برای بسیاری از کاربردهای سنجش از دوربه خصوص در ماهواره‌های تصویربرداری از سطح زمین فراهم می‌کند[1]. سیستم تصویربرداری چندطیفیدارای قابلیت تفکیک ۳ تا ۱۰ باند طیفی در محدوده‌ی باند تصویربرداری است. هدف این مقاله دستیابی به پارامترهای کیفیت تصویری است که منجربه دریافت تصاویر چندطیفی با کیفیت مناسب در محدوده باندهای طیفی مرئی و مادون قرمز نزدیک شود.

طراحی دوربین چند طیفی

وقتی هدف طراحی و ساخت یک دوربین تصویربرداری سنجش از دور باشد توجه دقیق به تمامی پارامترهایی که سبب کاهش شدت نور بازتاب شده از هدف تا محل تشکیل تصویر می‌شود، بسیار حائز اهمیت است. در تصویربرداری چند طیفی انتخاب سیستم بازتابی نسبت به سیستم‌های شکستی ارجحیت دارد؛ دلیل این ترجیح این است که در سیستم‌های شکستی که از عدسی‌ها استفاده می‌شود، هر طول موج یک فاصله کانونی مجزا دارد و ابیراهی رنگی به عنوان یک معضل تاثیرگذار خود را نشان می‌دهد ولی سیستم‌های بازتابی این چالش بزرگ را ندارند. در بسیاری از سیستم‌های تصویربرداری سنجش از دور مانند ماهواره‌های تصویربرداری از تلسکوپ‌های بازتابی کسگرین استفاده می‌شود، این تلسکوپ که از یک آینه اصلی سهموی و آینه دوم هذلولی استفاده می‌کند، یک فاصله کانونی بلند را که لازمه سیستم‌های تصویربرداری سنجش از دور است ایجاد می‌کند[2]. آینه دوم کسگرین، مقدار همگرایی مخروط نور به وجود آمده از آینه اول را کم می‌کند که به این وسیله فاصله کانونی سامانه را افزایش می‌دهد. به عبارت دیگر، آینه دوم، فاصله کانونی آینه اول را بزرگنمایی می‌کند. در این تلسکوپ با وجود فاصله کانونی زیاد، طول لوله تلسکوپ (فاصله بین آینه اول و دوم) کم است. در این روش مرکز آینه اصلی تلسکوپ سوراخ شده و چشمی در پشت تلسکوپ قرار می گیرد. در تلسکوپ کسگرین به دلیل اینکه پرتوها طول لوله‌ی تلسکوپ را دوبار طی می‌کنند، طول تلسکوپ به نصف کاهش می‌یابد. برای برطرف کردن ابیراهی‌های موجود در تلسکوپ کسگرین و بهبود کیفیت تصویر، از طراحی اشمیت استفاده می‌شود. در تلسکوپ اشمیت یک تصحیح کننده غیرکروی چند جمله‌ای وارد می‌شود تا ابیراهی کروی تصحیح شود. از تغییر شعاع انحنا می‌توان برای تصحیح ابیراهی بازمانده استفاده کرد. ازآنجا که تصحیح‌کننده اشمیت در ورودی تلسکوپ قرار دارد، اندازه آن باید به همان اندازه دهانه ورودی بازتابنده باشد.در تلسکوپ‌های اشمیت باید پشت آینه دوم یک سطح سایه افکن وارد کرد تاحذف‌های داخلی در آینه اول و دوم ایجاد کند و طراحی به واقعیت نزدیکتر شود. برای نگه داشتن آینه ثانویه در تلسکوپ‌های کسگرین و اشمیت کسگرین از نگهدارنده‌ی سه پایه یا اسپایدر استفاده می‌شود که بدین ترتیب امکان تنظیم آینه دوم وجود خواهد داشت؛ تنظیمات می‌تواند شامل حرکت آینه دوم به سمت آینه اول، دور شدن از آینه اول و تنظیم شیب آینه ثانویه باشد. اسپایدر دارای بال‌هایی (Vans) است و این بال‌ها یک مانع در مسیر نور ایجاد می‌کند که سبب کاهش کیفیت تصویر خواهد شد. برای تشخیص کیفیت تصویر از دو نمودار MTF استفاده می‌شود. در نمودار MTF آنچه حائز اهمیت است، مقایسه‌ی نمودار به‌دست آمده با نمودار حد پراش است. در یک طراحی ایده‌آل هدف دستیابی به حد پراش است، در یک سامانه اپتیکی واقعی به دلیل وجود ابیراهی-ها کیفیت تصویر کاهش یافته و نمودارMTF آنها به کمتر

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

از حد پراش می‌رسد. در عمل، MTF سیستم تصویربرداری تنها حدود یک سوم مقداری که از طراحی اپتیکی بدست می‌آید، خواهد بود؛ این امر به دلیل تلورانس در ساخت و نرخ نمونه‌برداری محدود در آشکارساز است. برای یک سیستم تصویربرداری سنجش از دور دستیابی به MTF حدود ٪۱۰-۵ در فرکانس نایکوئیست مطلوب است، بنابراین در طراحی اپتیکی باید به MTF حدود ٪۳۰-۱۵رسید. فرکانس نایکوئیست سیستم با در نظر گرفتن آشکارسازی با ابعاد پیکسل ۱۰ میکرومتر حدود $cycle/mm$ ۵۰ خواهد بود. بنابراین رسیدن بهMTF بیش از ۰.۱۵ در فرکانس فضایی cycle⁄mm50هدف از این طراحی اپتیکی خواهد بود.در این مقاله ابتدا طراحی تلسکوپ اشمیت-کسگرین با حضور اسپایدر با دهانه ورودی برابر ۶ و فاصله کانونی موثر برابر با ۱۶.۵۹ سانتی‌متر برای میدان‌های ۰، ۱، ۴ و ۶ درجه، با استفاده از نرم‌افزار زیمکس شبیه‌سازی شده‌است (شکل۱). در طراحی تلسکوپ اسپایدر اشمیت، فاکتورهایی مانند جنس شیشه‌ی لنزها، ضخامت، شعاع انحنا، قطر و فاصله‌ی میان آن‌ها بسیار حائز اهمیت است. می‌توان با انتخاب بهینه‌ی این فاکتورها، ساختاری را به دست آورد که ابیراهی‌ها در آن کنترل شده باشد. با استفاده از بهینه-سازی می‌توان ابیراهی‌ها را درسیستم به حداقل رساند و کیفیت تصویر را ارتقاء بخشید. برای کنترل ابیراهی کروی و رنگی موجود در سیستم از لنز Even Asphere استفاده می‌شود. توان‌های مرتبه‌های زوج این لنز و شعاع آن از طریق بهینه کردن سیستم بدست می‌آید و بدلیل از بین رفتن ابیراهی‌ها، نمودار MTF آن بهبود می‌یابد. بعد از قرار دادن سطح مانع و اسپایدر پشت آینه دوم، به دلیل وجود پراش نور و جلوگیری از ورود نورهای اضافی، کیفیت تصویر کاهش می‌یابد. تلسکوپ طراحی شده شامل پنج سطح است که ویژگی‌صفحات آن‌ها در جدول ۱ آورده شده است. اعداد بر حسب سانتی‌متر بیان شده‌اند که با اعمال محدویت بر روی ضخامت و شعاع، پارامترهای بهینه به دست می‌آیند. در این طرح مرکز آینه اصلی تلسکوپ سوراخ شده و آینه ثانویه پرتوها را از میان سوراخ آینه‌ی اصلی به صفحه کانونی می‌رساند که آشکارسازها در این صفحه قرار دارند. همانطور که در شکل مشخص است، آینه ثانویه توسط یک نگهدارنده به نام اسپایدر در مسیر نور بین منبع و آینه‌ی اصلی به حالت معلق در آمده است. جنس تیغه اشمیت تصحیح‌کننده BK7G18 است که در برابر تشعشعات فضایی مقاوم است.

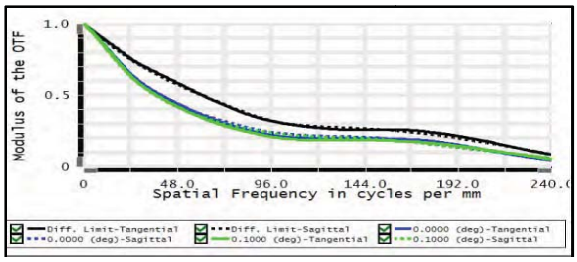


شکل۱: شماتیک از طراحی تلسکوپ اشمیت کسگرین اسپایدر

جدول ۱: داده‌های مربوط به صفحات تلسکوپ اشمیت کسگرین

شماره سطح	ضخامت	جنس	شعاع
Stop	Infinity	–	3
Even asphere	400	Bk7G18	3
Circular Obscuration	Infinity	-	2
Spider	Infinity	-	4
Standard	-20	Mirror	3.57
Standard	-20	Mirror	1.78

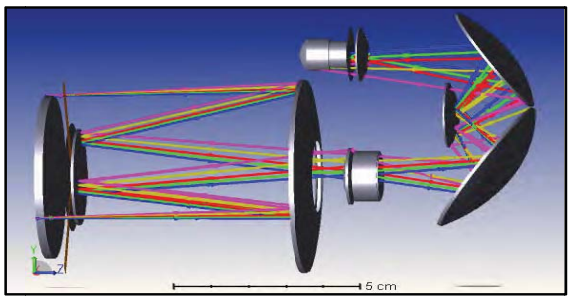
با اعمال محدویت بر روی ضخامت و شعاع پارامترهای بهینه به دست آمده‌اند، شکل ۲ نمودار MTF را نشان می‌دهد. همانطور که در شکل مشخص است داده‌های بدست‌آمده در میدانهای دور و نزدیک(خط سبز) در اطراف نمودار حد پراش(خط مشکی) هستند و این نشان‌دهنده کیفیت خوب تصویر است، مقدار MTF در فرکانس نایکوئیست حدود ۰.۲ است.



شکل ۲: نمودار MTF تلسکوپ اشمیت کسگرین اسپایدار برای میدان‌های دید ۰، ۲، ۴ و ۶ درجه بدون تفکیک طیفی.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

با قرار دادن یک توری پراش و دو آینه کروی کاملا مشابه و مجموعه‌ای از لنزها در برابر نور خروجی، امکان تصویربرداری چندطیفی وجود خواهد داشت. نور پس از خروج از تلسکوپ به‌مجموعه‌ای از لنزها می‌رسد و به آینه اول برخورد کرده، بعد از انعکاس از آینه اول به توری پراش برخورد می‌کند و پس از برخورد با آینه دوم، به مجموعه‌ای از لنزها می‌رسد و از تلسکوپ خارج می‌شود (شکل۳).در جدول۲، مشخصات این طراحی بیان شده-است.

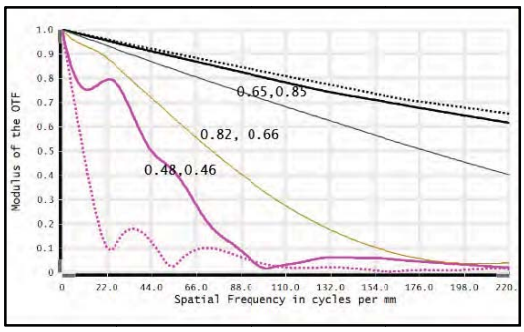


شکل ۳: شماتیک تلسکوپ اشمیت- کسگرین- چندطیفی

جدول2: داده های تلسکوپ اشمیت-کسگرین-اسپایدر چند طیفی

شعاع	جنس	ضخامت	سطح
2.738	Bk7G18	2.738	Back lens1
-1.854	Bk7G18	-1.854	Back lens2
1.655	Bk7G18	1.655	Back lens3
-4.747	Mirror	-2.615	Mirror1
-2.857	Mirror	2.615	Diffraction Grating
-4.747	Mirror	-5.490	Mirror2
8.285	Bk7G18	0.808	Front lens1
2.931	Bk7G18	0.509	Front lens2
-2.275	Bk7G18	0.195	Front lens3

نمودار MTF، تلسکوپ چندطیفی(شکل۴) برای طول موج‌های ۰.۴۸ و ۰.۶۵ و ۰.۸۲ میکرومتر رسم شده است. MTF برای این طول‌موج‌ها بالاتر از ۰.۲ در فرکانس نایکوئیست است و این نشان‌دهنده کیفیت تصویر خوب و طراحی مناسب است.در کنار هر نمودار طول‌موج‌های داده شده و MTF آن بیان شده است.



شکل۴: نمودار MTF تلسکوپ اسپایدر-کسگرین-چندطیفی برای فرکانس‌های ۰.۴۸ و 0.65 و۰.۸۲ (خطوط پر رنگ)

نتیجه گیری

در این مقاله طراحی و شبیه‌سازی یک دوربین تصویربرداری چندطیفی در ناحیه مرئی و مادون قرمز نزدیک مدنظر بوده است. برای طراحی این دوربین از طرح تلسکوپ اشمیت-کسگرین به همراه توری پراش استفاده شده است؛ برای نگه داشتن آینه ثانویه از یک اسپایدر سه باله استفاده شده است. تلسکوپ دارای دهانه ورودی برابر ۶ سانتی متر و فاصله کانونی موثر برابر با ۱۶.۵۹ سانتی-متر است که برای میدان‌های ۰، ۱، ۲، ۴ و ۶ درجه و طول موج‌های ۰.۴۸ و ۰.۶۵ و ۰.۸۲ میکرومتر با استفاده از نرم-افزار زیمکس طراحی و بهینه‌سازی شده است. نمودار MTF مقدار بیشتر از ۰.۲ در فرکانس نایکوئیست را نشان می‌دهد که نزدیک حد پراش است. با این مقدار MTF می‌توان کیفیت تصویر خوب با کمترین ابیراهی ممکن را از سیستم اپتیکی انتظار داشت.

مرجع‌ها

[1] H. Liu, S. H. Lee, and J. S. Chahl, “A multispectral 3-D vision system for invertebrate detection on crops,” *IEEE Sensors Journal*, vol. 17, pp. 7502–7515, 2017.

[2]R. Sigler, "Family of compact Schmidt-Cassegrain telescope designs," *Applied optics,* vol. ۱۳, pp. -۱۷۶۵ ۱۷۶۶, ۱۹۷۴.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۱۶۹۷-۱۰-A

تاثیر مشخصه‌های طول و زاویه نازک‌شدگی بر حساسیت حسگر فیبر نوری نازک شده در آشکارسازی گاز هیدروژن

بهناز فاتحی راویز و محمد واحدی

دانشگاه علم و صنعت ایران

چکیده - این مقاله به بررسی سه حسگر فیبر نوری نازک‌شده در آشکارسازی گاز هیدرژون می‌پردازد. در این پژوهش قطر نازک‌شدگی ثابت است و طول و زاویه نازک‌شدگی به صورت جداگانه متغیر قرار داده شده‌اند. به این ترتیب تاثیر تغییرات طول و زاویه نازک‌شدگی بر حساسیت اندازه‌گیری شده‌است. نتایج نشان می‌دهد برای فیبرهایی با قطر و طول ثابت، با افزایش زاویه از ۲° به ۴°، حساسیت حسگر از ٪۲/۶ به ٪۷/۳ می‌رسد. همچنین برای فیبرهایی با قطر و زاویه نازک‌شدگی ثابت، با افزایش طول نازک شده‌گی از ۹ میلی‌متر به ۲۲ میلی‌متر، درصد حسگری از ٪۷/۳ به ٪۸/۵ می‌رسد. نتایج نشان می‌دهد تاثیر زاویه بر حساسیت، به طور چشم‌گیری بیشتر از تاثیر طول است.

کلید واژه- حسگر فیبر نوری نازک شده، زاویه نازک شدگی، طول نازک شدگی

Effect of Taper Geometry on the Sensitivity of Tapered Optical Fiber Sensors

BehnazFatehiRaviz and Mohammad Vahedi

Iran University of Science and Technology

Abstract- We investigated the effects of taper parameters on the sensitivity of optical fiber tapers. To study the effects of taper profiles on the sensitivity of the tapered fiber, we divided our study into two experiments where the main parameters of each experiment are tapering angle and taper length.we have defined three fibers with the same conditions that are different only in the tapering angle and length,separately. According to our experiments, the sensitivity increases from 2.6% to 7.3% when the angle was increased from 2° to 4°. Furthermore, the sensitivity increases from 7.3% to 8.5% when the taper length was increased from 9mm to 22mm.

Keywords: Tapered optical fiber sensor, Tapering angle, Taper length

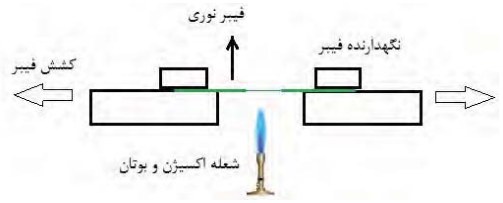
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

هیدروژن یکی از گازهایی است که کاربردهای متنوعی دارد و دسترسی به آن آسان است. مهم‌ترین کاربرد هیدروژن استفاده از این گاز به عنوان یک سوخت تمیز است.نکته قابل توجه درمورد هیدروژن این است که این گاز بسیار فرار است و وجود ۴ درصد از این گاز در محیط کافی است تا با یک نیروی محرکه بسیار کوچک، انفجار و احتراق رخ بدهد.به همین علت، همواره در مجاورت این گاز، استفاده از حسگر هیدروژن میتواند کمک بزرگی به حفظ ایمنی بکند.از دیرباز تا کنون روش‌های متفاوتی برای ساخت حسگر هیدروژن مورد استفاده قرار گرفته اند که از جمله آنها می‌توان به حسگرهای نیمه هادی با اکسید فلزی[۱]، حسگرهای الکتروشیمیایی[۲]، حسگرهای ترموالکتریک[۳] و حسگرهای نوری[۴] اشاره کرد. از این میان، حسگرهای نوری به سبب دقت و حساسیت بالا و همچنین صرفه‌ی اقتصادی، بسیار مورد توجه واقع شدند. موجی که در یک فیبر نوری تک مد منتشر می‌شود، در طول مسیر انتشار توانایی راه‌یابی به بیرون از فیبر را ندارد و شدت میدان موج در سطح خارجی تقریبا صفر است. بنابراین، انتشار نور در یک فیبر استاندارد کاملا مستقل از محیط انجام می‌شود. اگر بخواهیم موج اولیه در طول مسیر انتشار در فیبر تحت تاثیر محیط خارجی باشد، باید به دنبال راهی باشیم که به برهمکنش موج و محیط اطراف بی‌انجامد. یکی از راه‌هایی که باعث حساسیت فیبر نسبت به محیط پیرامون می‌شود نازک کردن آن است.با نازک کردن فیبر بخشی از میدان ناپایدار درون فیبر به بیرون راه پیدا می‌کند و ضریب شکست محیط خارجی بر نحوه انتشار نور داخل فیبر تاثیر می‌گذارد. به این ترتیب می‌توانیم انواع حسگرهای فیبر نوری میدان میرا را طراحی کنیم. با بررسی شدت نور خروجی، می‌توان ویژگی‌های میدان میرا را تعیین کرد و با استفاده از آن به نوع و مقدار ماده خارجی پی برد. در این پژوهش ما به ساخت حسگر هیدروژن با استفاده از فیبر نوری نازک شده پرداختیم و مولفه‌های زاویه و طول نازک شدگی در فیبر نوری نازک شده و میزان تاثیر هر مولفه بر میزان حسگری را مورد بررسی قرار دادیم.

روش آزمایشگاهی ساخت حسگر فیبر نوری نازک شده

برای ساختن یک فیبر نوری نازک‌شده ابتدا بخشی از یک فیبر نوری تک مد با استفاده از شعله ترکیبی گاز بوتان و اکسیژن گرم می‌شود تا به نقطه ی ذوب برسد و حالت خمیری پیدا کند، سپس با اعمال کشش به دو سر فیبر نوری قسمت نرم آن باریک می‌شود.در این روش فیبر نوری بر روی دستگاه کشش فیبر قرار می‌گیرد و توسط دو موتور پلهای، با سرعت تقریبی یک دهم میلیمتر بر ثانیه از دو طرف کشیده می‌شود.با در نظر داشتن مدت زمانی که کشش به فیبر اعمال می شود و میزان حرارتی که شعله ایجاد می‌کند، می‌توان به فیبرهایی با مشخصات نازک‌شدگی مختلف دست یافت. سپس با تصویربرداری نهایی از فیبر نازک‌شده، مشخصات دقیق آن‌ها را اندازه گیری نمود. شکل ۱ چگونگی نازک کردن فیبر نوری را نشان می‌دهد.



شکل ۱:طرح شماتیکی نازک کردن فیبر با استفاده از شعله

جدول شماره ۱ مشخصات فیبرهای نازک شذه ساخته شده در این پژوهش را نشان می‌دهد.

جدول ۱: مشخصات فیبرهای نازک شده

شماره فیبر	قطر	طول	زاویه
۱	۲۵	۹	۲
۲	۲۵	۹	۴
۳	۲۵	۲۲	۴

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

به منظور اینکه فیبر نوری نازک شده نسبت به گاز هیدروژن حساسیت ویژه‌ای داشته باشد، در ناحیه نازک شده از لایه نازکی از فلز پالادیوم به ضخامت ۲۰ نانومتر استفاده کردیم. فلز پالادیوم جاذب قوی برای گاز هیدروژن است و حضور آن در سیستم موجب جذب حداکثری این گاز در مجاورت ناحیه نازک شده می‌شود[۵].سپس فیبر لایه نشانی شده را در محفظه ای قرار می‌دهیم که علاوه بر محافظت از فیبر نازک شده، امکان کنترل نوع گاز را نیز فراهم کند و دارای مسیرهای مجزا برای ورود و خروج گاز باشد. با در نظر گرفتن این نکات، محفظه ای طراحی کردیم که دو کانال برای ورود و خروج گاز داشته باشد و به طور مجزا مسیری برای عبور دادن فیبر نوری در آن تعبیه شده است. به منظور سنجش حساسیت فیبر نوری نازک شده نسبت به حضور گاز هیدروژن، نیازمند کنترل درصد گازهای هیدروژن و نیتروژن ورودی به محفظه هستیم. برای این منظور از دو کنترل‌گر شارش جرمی در مسیر گازهای هیدروژن و نیتروژن استفاده می‌کنیم. نحوه استفاده از کنترل‌گرها به این صورت است که ابتدا یکی از آن‌ها را روی مقدار دلخواه ۳/۵sccm تنظیم می‌کنیم و در مسیر ورودی گاز هیدروژن قرار می‌دهیم، سپس کنترل‌گر دیگر را برای کنترل میزان گاز نیتروژن روی ۱۰۰sccm تنظیم کرده و آن را در مسیر ورودی گاز نیتروژن قرار می‌دهیم. سپس گازهای خروجی از هر دو کنترل‌گر را قبل از رسیدن به محفظه ترکیب می‌کنیم به طوری که می‌توان ادعا کرد حدودا ۳/۴ درصد از گاز ورودی محفظه را گاز هیدروژن تشکیل می‌دهد. شکل ۲ چیدمان آزمایشگاهی ساخت حسگر فیبر نوری نازک شده را نشان می‌دهد.



شکل ۲: چیدمان آزمایشگاهی حسگر فیبر نوری نازک شده

برای اندازه‌گیری حساسیت فیبر نوری نازک شده نسبت به گاز هیدروژن، از یک لیزر با طول موج ۱۵۵۷nm و یک آشکار ساز برای بررسی توان خروجی از فیبر نوری نازک شده استفاده کردیم. روش کار به این صورت است که با ثبت توان در شرایطی که گاز هیدروژن در فضا حضور دارد و همچنین شرایط عدم حضور این گاز در محیط، تغییرات توان ناشی از تغییر ضریب شکست محیط مجاور حسگر را اندازه‌گیری می‌کنیم و با توجه به درصد تغییرات توان خروجی،میزان حساسیت فیبر نازک شده در آشکارسازی هیدروژن را می‌سنجیم.

نتایج آزمایشگاهی

در این پژوهش حساسیت حسگرهای فیبر نوری نازک شده با ویژگی‌های نازک‌شدگی مختلف مورد اندازه‌گیری قرار گرفت.جدول ۲ میزان حساسیت برای هر فیبر نوری نازک شده را نشان می‌دهد.

جدول ۲: حساسیت برای فیبرهای نوری مختلف

فیبر	قطر (μm)	طول (mm)	زاویه (°)	حساسیت
۱	۲۵	۹	۲	۲.۶
۲	۲۵	۹	۵	۷.۳
۳	۲۵	۲۲	۴	۸.۵

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

در این پژوهش قطر نازک شدگی را ثابت نگه داشتیم و دو پارامتر زاویه نازک‌شدگی و طول نازک‌شدگی را به طور جداگانه تغییر دادیم. نتایج نشان می‌دهد که اگر قطر و طول نازک‌شدگی را ثابت نگه داریم، با دو برابر کردن زاویه نازک شدگی، حساسیت از ۲/۶ درصد به ۷/۳ درصد می‌رسد، به عبارت دقیق‌تر با دو برابر کردن زاویه نازک شدگی، حساسیت ۲/۸ برابر افزایش می‌یابد.

به منظور بررسی تاثیر طول ناحیه نازک شده بر حساسیت، آزمایش را با فیبرهایی با قطر و زاویه نازک‌شدگی ثابت و در دو طول مختلف تکرار کردیم. نتایج نشان می‌دهد که با افزایش طول ناحیه نازک شده از ۹ میلی‌متر به ۲۲ میلی‌متر، حساسیت از ۷/۳ درصد به ۸/۵ درصد ارتقا یافت. طبق آزمایش‌های ما در آشکارسازی گاز هیدروژن با استفاده از حسگر فیبر نوری نازک شده، زاویه و طول نازک شدگی هر دو بر حساسیت این حسگرها تاثیر گذار هستند. به این صورت که در محدوده‌ی اندازه‌های انتخاب شده در این پژوهش، با افزایش طول و زاویه نازک‌شدگی، با بهبود حساسیت مواجه شدیم. نتایج نشان می‌دهد که تاثیر افزایش زاویه نازک شدگی بر حساسیت، به طور چشمگیری بیشتر از تاثیر طول است.

مرجع‌ها

[1] K. Skucha, Z. Fan, K. Jeon, A. Javey, and B. Boser, "*Palladium/silicon nanowire Schottky barrier-based hydrogen sensors*", Sens. Actuators B, vol. 145, no. 1, pp. 232–238, 2010.

[2] G. Korotcenkov, S. D. Han, and J. R. Stetter, "*Review of electrochemicalhydrogen sensors*", Chem. Rev., vol. 109, no. 3, pp. 1402–1433, 2009.

[3] M. Nishibori, W. Shin, N. Izua, T. Itoh, I. Matsubara, S. Yasuda, and S. Ohtani, "*Robust hydrogen detection system with a thermoelectric hydrogen sensor for hydrogen station application*", Int. J. Hydrogen Energy, vol. 34, no. 6, pp. 2834–2841, 2009.

[4] K. Lin, Y. Lu, J. Chen, R. Zheng, P. Wang, and H. Ming, "*Surface plasmon resonance hydrogen sensor based on metallic grating with high sensitivity*", Opt. Exp., vol. 16, no. 23, pp. 18599–18604, 2008.

[5] R. Tabassum, and B.D. Gupta, "*Fiber optic hydrogen gas sensor utilizing surface plasmon resonance and native defects of zinc oxide by palladium*", Journal of Optics, 18(1), p.015004, 2015.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران

و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری

فوتونیک ایران،

دانشگاه سیستان و بلوچستان،

زاهدان، ایران.

۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۱۹۹۳-۱۰-A

طراحی و ساخت حسگر فیبر نوری نازک شده برای آشکارسازی دی متیل متیل فسفات

مصیب اعرفی[۱]، علی ریاحی[۱و۲]، جواد خلیل‌زاده[۱]، محمد واحدی[۲] و بزرگمهر مداح[۳]

۱- مرکز اپتیک و لیزر دانشگاه جامع امام حسین (ع)

۲-دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران

۳-مرکز شیمی دانشگاه جامع امام حسین (ع)

چکیده- برای شناسایی مواد شیمیایی روش‌های متعددی وجود دارد. حسگر تارنوری نازک‌شده ازجدیدترین روش‌ها برای این منظور به حساب می‌آید. این حسگر به‌دلیل زمان پاسخ کوتاه، دقت بالا در غلظت‌های بسیار پایین و بازگشت‌پذیری مناسب در عمل گزینه بسیار مطمئن و مناسب برای مناطق حساس می‌باشد. این حسگرها را می‌توان در ابعاد کوچک ساخت که قابلیت پرتابل بودن را داشته باشد و به‌سرعت راه‌اندازی شود.در این مقاله نتایج ساخت و بررسی عملکرد بهینه حسگر فیبر نوری نازک شده برای شناسایی دی متیل متیل فسفات (DMMP)، با استفاده از لایه‌نشانی لایه‌جاذب پلی پیرول با روش رسوب درجا گزارش شده است. بعد از بررسی ضخامت بهینه لایه‌نشانی، تاثیر پارامترهای هندسی اعم از قطر و طول ناحیه نازک شده حساسیت حسگر مورد بررسی قرار گرفته است.

کلید واژه: حسگر، تارنوری نازک‌شده، DMMP، لایه‌نشانی رسوب درجا.

Design and fabrication of a tapered fiber optic sensor for the detection of dimethyl methyl phosphate

M.Aarefi[1], A. Riahi[1, 2], J. Khalilzadeh[1*], M. Vahedi[2], B. Mddah[3]

Optics and Laser Research Center, Imam Hossein University, Tehran, Iran[1]

[2].Physics department, Iran University of Science and Technology, Tehran, Iran

Chemistry Research Center, Imam Hossein University, Tehran, Iran[3]

Abstract- There are several methods for detecting chemicals., The taperedfiber optic sensorsis one of the newestmethods for this porpose. This sensor is a very safe and suitable option due to its short response time,highsensitivity, high accuracy at very low concentrations and good reversibility.These sensors can be made in small dimensions that have the ability to be portable and set up quickly. In this paper, the results of fabrication and optimal function of the tapered fiber optic sensor for detection of dimethyl methyl phosphate (DMMP) is reported.We usedpolypyrrole adsorption layer on tapered zone,and deposited itby in situ method. After examining the thickness, the effect of the geometrical parameters of the sensor including tapered diameter and tapered length on the sensitivity is investigated.

Keywords: sensor, tapered fiber optic, DMMP, in situ deposition method.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

تارهای نوری ابزار انتقال بسیار مهمی برای سیستم‌های ارتباط نوری تا مسافت‌های طولانی و با ظرفیت زیادهستند. با پیشرفت‌های انجام شده در حوزه تار نوری، ساخت حسگر با آن به‌دلیل مزایایی ازجمله دقت اندازه‌گیری، زمان پاسخ کوتاه و مصونیت در برابر تداخلات الکترومغناطیسی، در حال گسترش است. از انواع حسگرهای ساخته شده با تار نوری در صنعت، لرزه‌نگاری و هواشناسی، محافظت از اماکن امنیتی، صنعت هواپیما، ساخت موشک، ماهواره، شناسایی و آنالیز مواد معدنی و شیمیایی و... کاربردهای متنوعی قابل ذکر است[۱].

شناسایی مواد شیمیایی، به‌دلیل پرخطر بودن و امکان انتشار، مستلزم زمان اندازه‌کیری است. یکی از سریع‌ترین روش‌های تشخیص مواد شیمیایی، استفاده از حسگر تارنوری است، که دارای ساختارهای متفاوت است. یکی از آن‌ها، حسگرتارنوری نازک‌شده با حساسیت بالا و تشخیص سریع ماده مجهول، است.برای استفاده از تارنوری به‌عنوان یک حسگر نیاز به تغییرات در هندسه تاراست که بتوان برهم‌کنش نور با محیط خارجی را ایجاد نمود. اساس کار حسگر تارنوری نازک‌شده،مبتنی بر میدان میرا است.زمانی که در مرز هسته-غلاف تار نوری بازتابش کلی رخ می‌دهد،مقداری از موج الکترومغناطیسی به داخل غلاف تونل می‌زند که آن را اصطلاحاً میدان میراشونده می‌نامند.

بعد از فرآیند نازک‌سازی، لایه جاذب ماده مورد نظر روی قسمت نازک شده لایه‌نشانی می‌شود. وقتی که نور به سطح غلاف می-رسد می‌تواند تحت تاثیر این لایه قرار بگیرد. نور بعد از برخورد به لایه جاذب و بازتاب از آن، حاوی اطلاعاتی است که می‌توان با تحلیل آن از وجود یا عدم وجود ماده مورد نظر در محیط مطلع شد.

با آنالیز شدت نور خروجی نسبت به ورودی، می‌توان ویژگی‌های میدان میرا و ازآن‌جا مشخصات (نوع و مقدار) ماده خارجی را به-دست‌آورد. حسگرهای میدان‌میرای تارنازک‌شده به‌دلیل حساسیت و عمق نفوذ بالا، ابعاد کوچک و وزن اندک توجهات زیادی را به خود جلب کرده است. از این حسگر می‌توانند شناسایی عوامل بیولوژیکی، عوامل شیمیایی و نیز گازهای بی‌بو و بی‌رنگ، که حتی درصد کمی از آن در محیط هم می‌تواند خطرآفرین باشد، استفاده کرد [۲ و ۳].

از سال ۲۰۰۲ میلادی درباره لایه‌جاذب شبه عوامل شیمیایی پژوهش‌هایی صورت گرفته است [۴]. اولین گروهی که لایه‌جاذب DMMPرا بررسی نمود، گروه زیمرمان بود که لایه‌جاذب DMMP بر پایهٔ SiO_2را لایه‌نشانی کرد و جذب نسبتاً خوبی را گزارش داد.این کار آشکارسازی غلظت‌های پایین (۲ppm-۲) با زمان پاسخ بین ۳۰۰ تا ۴۰۰ ثانیه داشته است[۵].در سال۲۰۰۶ گروه بنسال، با لایه‌نشانی پلی‌پیرول، روی تار نازک‌شده (که به روش غوطه‌وری در اسید، غلاف را حذف نمودند) توانست، بخار DMMPبا غلظت ۱۳۵ppm، را در عرض چند ثانیه تشخیص دهد[۶]. همین گروه در سال ۲۰۰۷، HCL، NDSAو ASQAرا بطورجداگانه به پلی‌پیرولافزوده، و خواص حسگری را برای هر کدام بررسی کرد. از روش لایه‌نشانی رسوب‌درجا استفاده کرده حد تشخیص پلی‌پیرول آلاییده بهHCL و NDSA برای بخار DMMPرا حدود ppm ۴۰-۲۶، زمان پاسخ را حدود ۱۵s-۷ با درصد خطای بسیار پایین‌تری را نسبت به پلی‌پیرول خالص گزارش کرد. این لایه‌جاذب، قدرت تفکیک بالایی نسبت به دیگر مواد آلی از جمله، استون، اتانول، متانول و آب را دارد[۷]. در سال ۲۰۱۲ گروه وی‌لی، لایه جاذب فلئوروپلیمر را برای DMMPبررسی کرد که روی کوارتز لایه‌نشانی شده بود. این حسگر QCM با این لایه‌نشانی، حد تشخیص حدود ppb ۱۲۰و زمان پاسخی حدود ۲ دقیقه داشت [۹]. گروه پائولینا در سال ۲۰۱۶، لایه‌جاذب‌های متفاوتی را معرفی کردند که به روش کندوپاش (اسپاترینگ) روی کوارتز لایه‌نشانی کردند. حد تشخیص این حسگر در دمای اتاق ppm ۶۰ و زمان پاسخ آن ۳۰- ۱۵ ثانیه بود[۱۰].

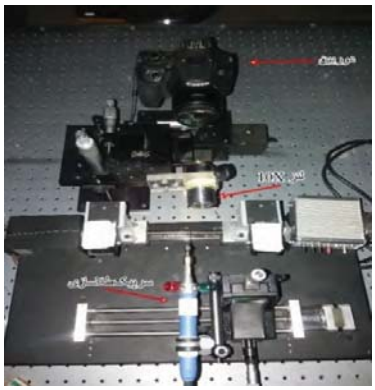
برای طراحی حسگر تار نوری نازک شده با حساسیت مناسب، باید هندسه تار نوری شامل قطر و زاویه نازک‌شده تنظیم شود. تلاش‌های بسیاری برای مطالعه تأثیر این کمیات صورت گرفته است [۳-۱].

در این کار پژوهشی، از روش گرما-کشش برای ساخت حسگر تار نوری نازک شده استفاده شده است. در این روش از یک سیستم موتورایز، طراحی و ساخته شده توسط این گروه، جهت ساخت این حسگر استفاده شد.لایه جاذب پلی‌پیرول برای شناسایی دی-متیل‌متیل‌فسفات مورد استفاده قرار گرفته و بعد از بررسی ضخامت بهینه لایه نشانی،تاثیر هم‌زمان قطر و طول ناحیه نازک شده روی حساسیت حسگر مورد بررسی قرار گرفت.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

نازک‌سازی تار نوری به روش گرما کششی

در فرآیند بخشی از تار تا نزدیک نقطه‌ذوب گرم می‌شود. در این حالت با اعمال کشش به یک سر یا دو سر تارقسمت خمیر شده آن باریک می‌شود شکل ۱ تصویری از ابزار ساخت تار نازک‌شده با استفاده از شعله هوا-گاز را نشان می‌دهد.



شکل ۱. نحوه ساخت تار نوری باریک شده با استفاده از شعله بوتان-اکسیژن [۲].

تارنوری توسط گیره‌های مغناطیسی، روی دستگاه کشش تار نوری نگه‌داشته می‌شود. بر روی این آهنربا تار محکم نگه داشته می‌شود. با حرکت دادن شعله ترکیب گاز بوتان و اکسیژن با استفاده از یک موتورپله‌ای،تاربه نقطه تخمیر می‌رسد (علت استفاده از اکسیژن، بالا بردن دمای شعله و تیز کردن آن است که حرارت تا حد امکان به‌طور جایگزیده روی تار اثر کند). توسط یک دستگاه کشش تار نوری که دارای دو موتور پله‌ای است،تار از دو طرف کشیده می‌شود. بعد از گرم شدن تار نوری، ویسکوزیته آن کاهش یافته و به‌علت نیروی کششی ایجادشده توسط موتورها از دو طرف، تارنازک می‌شود.تار انتخاب شده دارای هسته با قطرμm۹ و ضریب‌شکست ۱/۴۶و غلاف با قطر μm ۱۲۵ و ضریب‌شکست ۱/۴۵۳ می‌باشد.

لایه نشانی و برپایی چیدمان آزمایش

با توجه به بررسی‌های انجام شده و شرایط آزمایشگاهی موجود، بهترین لایه‌جاذب (پلی پیرول) انتخاب گردید. فاز ماده نمونه که قرار است برای آن حسگر ساخته شود، مایع بود. با توجه به اینکه در این فاز، آب دیونیزه و دیگر مایعات به‌عنوان حلال با حسگر تارنوری نازک‌شده ارتباط مستقیم دارند باید لایه‌ای انتخاب نمود که خاصیت آب‌گریزی داشته باشد، معمولاً پلیمرها از این دسته هستند.

به دلیل این‌که لایه‌جاذب تقریباً به‌صورت متقارن روی سطح ناحیه نازک‌شده لایه‌نشانی می‌شود، لایه‌نشانی به روش رسوب-درجا، مناسب‌ترین روش است. در این روش،ابتدا باید محلول-های لایه‌جاذب (در یک بشر آب دیونیزه به‌علاوه پیرول و در یک بشر $FeCl_3$ به‌علاوه HCl) را تهیه نموده و سپس فرآیند لایه-نشانی این لایه‌جاذب روی فیبر را به ترتیب زیر انجام داد.

۱- ۱۰میلی‌لیتر آب دیونیزه در یک بالن کوچک ریخته و سپس ۰/۰۶ میلی‌لیتر پیرول به آن اضافه می‌گردد ۲- جهت رسیدن به محلولی یکنواخت، بالن به مدت ۱۰ دقیقه در دستگاه التراسونیک قرار داده می‌شود ۳-۱۰ میلی‌لیتر آب دیونیزه در یک بالن کوچک ریخته شده و ۰/۳۵ گرم $FeCl_3$ به آن اضافه می-شود. محلول به‌دست آمده هم زده شده و در ادامه ۱ مول HCl (معادل با ۰/۱ میلی‌لیتر) نیز در ادامه به آن اضافه می‌شود ۴- فیبر نوری نازک‌شده (که با پایه‌های پلکسی ثابت شده) در محفظه مخصوص لایه‌نشانی جاگذاری شده و محلول‌های لایه-جاذب به صورت جداگانه و به‌ترتیب در هر شیار اضافه می‌گردد. مجموعه به‌مدت معینی در دستگاه شیکر قرار داده می‌شود. ۶- بعد از انجام لایه‌نشانی هر فیبر (که در شیاری جدا قرار دارد) محلول لایه جاذب تخلیه می‌شود.

اندازه‌گیری‌های تجربی با استفاده از دیود سوپرلومینسانس (SLD) مدل SLD-1550S-A40 و دستگاه تحلیلگر طیف‌نوری (OSA) مدل 203B (با دقت pm ۱) هر دو از شرکت Thorlabs (شکل۲) انجام شد.

نتایج و بحث

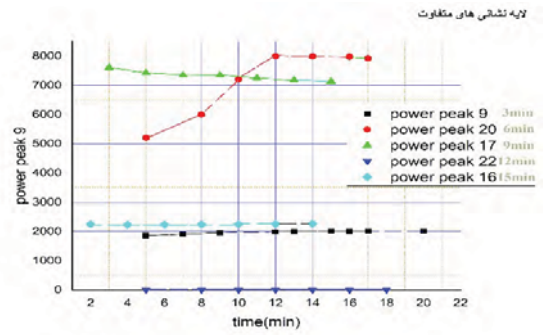
بعد از نازک‌سازی تار نوری با قطر و طول‌نازک‌سازی معین، ۵ عدد تارنوری نازک‌شده، که همگی تقریباً دارای قطر و طول نازک‌شده یکسان (قطر μm۳۲ و طول mm۲۵) بودند در مدت زمان متفاوت (۳، ۶، ۹، ۱۲ و ۱۵ دقیقه) لایه‌نشانی شدند. پس از بررسی نمودارهای تغییرات توانی حسگرها (شکل۳)، معلوم شد که بهترین زمان لایه‌نشانی، ۶ دقیقه است (با ضخامت تقریبی nm ۳۰۰) که علاوه بر حساسیت بسیار بیشتر به DMMPنسبت به دیگر حسگرها، درصد تغییراتش هم بیشتر از سایرحسگرها است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل۲: چیدمان آزمایش

بعد از انتخاب ضخامت بهینه لایه‌جاذب تاثیر مشخصات هندسی فیبر نازک شده اعم از قطر و طول ناحیه نازک شده مورد بررسی قرار گرفت (جدول۱). با کاهش قطرِ نازک‌شدگی، به‌دلیل افزایش عمق نفوذ در لایه جاذب و تاثیر بیشتر تغییر ضریب‌شکست این لایه،حساسیت افزایش می‌یابد. این بدان‌جهت است که توان جفت‌شده به مد اصلی تارنوری کاهش و به مد دوم افزایش و در نتیجه شدت میدان میرای خارج از تارنوری کاهش می‌یابد که در نهایت درصد تغییرات (حساسیت) برای قطرهای بزرگتر نازک-شدگی کاهش می‌یابد.



شکل۳: نمودار توان - زمان حسگرهای با زمان لایه‌نشانی متفاوت.

جدول۱: مقایسه قطر نازک‌شدگی

طول‌نازک سازی (mm)	قطر نازک‌شده (µm)	**ضخامت لایه‌نشانی (nm)**	درصد تغییرات **(حساسیت)**
۱۸	۵۵	۳۰۰	۰/۰۰۵
۱۷	۳۲	۳۰۰	۰/۰۲۸

بعد از بررسی تاثیر قطر نازک‌شدگیبر حساسیت، تاثیر طول نازک‌شدگی نیز مورد بررسی قرار گرفت. مطابق جدول ۲ مشاهده می‌شود هرچه طول ناحیه نازک‌شده بیشتر باشدحساسیت حسگر بالا می‌رود؛ چون سطح مقطع اندرکنش افزایش می‌یابد.

جدول۲: مقایسه طول ناحیه نازک شده

طول‌نازک‌سازی (mm)	**قطر نازک‌شده (µm)**	ضخامت لایه-نشانی (nm)	**درصد تغییرات (حساسیت)**
۲۸	۲۸	۳۰۰	۰/۱۲۵
۱۷	۳۲	۳۰۰	۰/۰۲۸

نتیجه‌گیری:

با لایه‌نشانی تارهای نوری نازک‌شده با مشخصات یکسان، بهترین ضخامت متناظر با زمان لایه‌نشانی ۶ دقیقه (با ضخامت تقریبی ۳۰۰ nm)بدست آمد. بعد از حصول ضخامت بهینه، تاثیر قطر و طول ناحیه نازک‌شده روی حساسیت نیز مشخص گردید که میزان نشت نور به محیط مجاور ناحیه نازک‌شده، با طول ناحیه رابطه مستقیم ولی با قطر ناحیه رابطه عکس دارد. اگر قطر ناحیه نازک‌شده کم باشد، نباید طول این ناحیه از یک حدی بیشتر شود، چراکه اتلاف نور عبوری از ناحیه نازک‌شده بیش از حد اتفاق می‌افتد. درنتیجه نور وقتی از ناحیه نازک‌شده عبور می‌کند، به‌طور فزاینده‌ای تلف می‌شود. علاوه‌براین می‌توان نتیجه گرفت که با افزایش متناسب قطر و طول، هم حساسیت و هم پایداری حسگر افزایش می‌یابد و تاثیرناپذیری حسگر از عوامل خارجی تقویت می‌گردد.

مراجع

[1] Krohn, David A., Trevor MacDougall, and Alexis Mendez. Fiber optic sensors: fundamentals and applications. Bellingham, WA: Spie Press, 2014.
[2] Udd, Eric, and William B. Spillman Jr, eds. Fiber optic sensors: an introduction for engineers and scientists. John Wiley & Sons, 2011.
[3] Tabib-Azar, Massood, et al. "Highly sensitive hydrogen sensors using palladium coated fiber optics with exposed cores and evanescent field interactions." Sensors and actuators B: Chemical 56.1-2 (1999): 158-163.
[4] Abu-Qare, A. W., and M. B. Abou-Donia. "Sarin: health effects, metabolism, and methods of analysis." Food and Chemical Toxicology 40.10 (2002): 1327-1333.
[5] Zimmermann, Céline, et al. "Detection of GB and DMMP vapors by Love wave acoustic sensors using strong acidic fluoride polymers." IEEE Sensors Journal 4.4 (2004): 479-488.
[6] Bansal, Lalitkumar, and Mahmoud El-Sherif. "Intrinsic optical-fiber sensor for nerve agent sensing." Ieee Sensors Journal 5.4 (2005): 648-655.
[7] El-Sherif, Mahmoud, Lalitkumar Bansal, and Jianming Yuan. "Fiber optic sensors for detection of toxic and biological threats." Sensors 7.12 (2007): 3100-3118.
[8] Li, Wei, et al. "Determination of DMMP using a polymer coated QCM sensor." Advanced Materials Research. Vol. 542. Trans Tech Publications Ltd, 2012.
[9] [10] Powroźnik, Paulina, et al. "Study of sensing mechanisms in nerve agent sensors based on phthalocyanine-palladium structures." Procedia Engineering 168 (2016): 586-589.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۱۵-۱۰-A

بررسی عملکرد ژیروسکوپ تار نوری در آرایش ماخ-زندر با در نظر گرفتن اثر ورنیه

مهران فر، محمدرضا، کشاورز، علیرضا، پاکارزاده، حسن
دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران

چکیده - امروزه مطالعه و ساخت حسگرهای چرخنده نوری با اثر ساییناک که درآغاز قرن بیستم معرفی شد، مورد توجه است. دراین مقاله با معرفی یک ژیروسکوپ تار نوری با ساختاری مبتنی بر تداخل‌سنج ماخ زندر و و اثر ساییناک، با اضافه کردن یک حلقه تشدید، عملکرد ناشی از اثر ورنیه را بررسی می‌کنیم. نتایج نشان می‌دهند که در نظر گرفتن چنین اثری در ساختار ژیروسکوپ تار نوری اثر مستقیم در میدان خروجی و نیز اختلاف فاز حاصل خواهد داشت که به نوبه خود می‌توان کنترل بیشتری روی حساسیت حسگرهای ژیروسکوپ تار نوری داشت.

کلید واژه- ژیروسکوپ تار نوری، تداخل‌سنج ماخ زندر، اثرورنیه

Investigation of the Vernier-Effect in an Optical Fiber Gyroscope with Mach-Zender Interferometer

Mehranfar, Mohammadreza, Keshavarz, Alireza, Pakarzadeh, Hassan
Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran

Abstract- Today, the study and manufacture of optical rotating sensors with the Sagnac effect that was introduced at the beginning of the twentieth century are noteworthy. In this paper, by introducing an optical fiber gyroscope with a structure based on Mach Zander's interferometer and the Sagnac effect, we add a resonant loop to examine the performance of the Vernier effect. The results show that considering such an effect on the structure of the optical fiber gyroscope will have a direct effect on the output field as well as the phase difference, which in turn can have more control over the sensitivity of the optical fiber gyroscope sensors.

Keywords: Fiber Optic Gyroscope, Mach-Zender Interferometer,Vernier-Effect

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

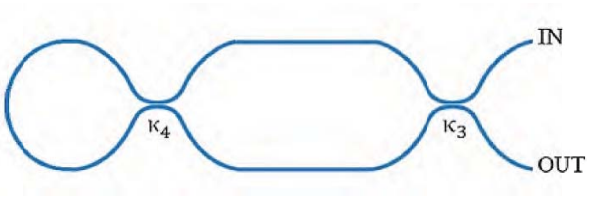
مقدمه

با توجه به توسعه روزافزون علم در حوزه‌های گوناگون، حسگرها بخش ویژه‌ای از تحقیقات را به خوداختصاص داده‌اند. دراین تحقیقات تلاش شده تا ویژگی‌های حسگرهارا تا حد مطلوبی بهینه کنند.دراین میان حسگرهایی که سرعت زاویه‌ای را نسبت به چارچوب مرجع اینرسی اندازه‌گیری می‌کنند، ژیروسکوپ نامیده می‌شوند. ژیروسکوپ عضو اصلی سیستم‌های هدایت اینرسی است و عمدتاً برای اندازه‌گیری مقدار دوران و ایجاد محورهای مختصات مرجع در وسایل نقلیه هوایی، فضایی و دریایی به کار می‌رود. به طور کلی ژیروسکوپ‌ها به سه دسته مکانیکی، حلقوی لیزری و تار نوری تقسیم می‌شوند. درحال حاضر به دلیل وجود استهلاک، ژیروسکوپ‌های مکانیکی، ژیروسکوپ‌های حلقه لیزری (RLG)[1] و ژیروسکوپ‌های تارنوری (FOG)[2] بیشتر مورد استفاده قرار می‌گیرند[۲،۱]. ژیروسکوپ تارنوری، حسگری با فناوری نو شامل ساختاری مبتنی بر اثر ساناک است. این نوع ژیروسکوپ‌ها پاسخ‌دهی سریع، حجم و وزن کم، نداشتن قطعه مدور و پایداری بایاس نسبتا خوبی در مقابل دیگر انواع ژیروسکوپ دارند [۳].

دراین پژوهش عملکرد ژیروسکوپ تارنوری با تداخل‌سنج ماخ-زندر و حلقه ساناک با اضافه کردن اثر ورنیه بر اساس آنچه در مرجع [۱] معرفی شده است، مورد مطالعه قرار می‌گیرد.

مبانی نظری

برای شناخت بیشتر سیستم مورد نظر اجزای مختلف به صورت گسسته تشریح می‌شوند و سپس به صورت متوالی در ساختار ژیروسکوپ تارنوری قرار می‌گیرند. شکل۱ ساختار یک تداخل‌سنج ماخ-زندر و یک حلقه ساناک معرفی شده است. در حلقه ساناک پرتوی نور وارد شده به مسیر دایروی به وسیله یک جدا کننده به دو پرتو تقسیم می‌شود که اگر سیستم درحالت تعادل باشد، هر دو پرتو، مسیر اپتیکی را در یک زمان طی می‌کنند و دریک فاز به منبع بازمی‌گردند. اختلاف مسیر اپتیکی بین دو پرتو به وجود خواهد آمد که منجر به اختلاف فاز $\Delta\Omega$ خواهد شد[۴].

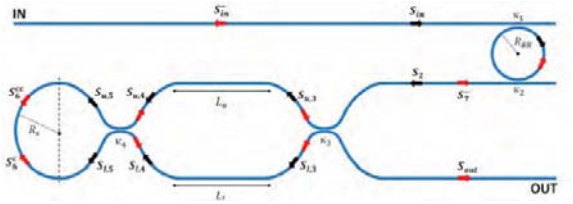


شکل۱: طرح نمادین تداخل‌سنج ماخ-زندر با حلقه ساناک [۱].

این اختلاف به کمک تداخل‌سنج ماخ-زندر قابل اندازه‌گیری است. تداخل‌سنج ماخ-زندر بر مبنای تداخل دو پرتو با دامنه شکافته شده است و برای اندازه‌گیری اختلاف فاز بین دو باریکه نوری که هم راستا هستند و از منبع نور همدوسی به وجود آمده باشند، به کار می‌رود. این اختلاف فاز باعث تغییر الگوی تداخلی می‌شود که با توجه به آن می‌توان پارامترهای مختلفی را اندازه‌گیری کرد. همانطور که درشکل۱ ملاحظه می‌شود، اختلاف فاز به وجود آمده توسط حلقه ساناک توسط بازوهای این تداخل‌سنج قابل اندازه‌گیری است. برابر بودن بازوهای سیستم تداخل‌سنج ماخ-زندرموجب رسیدن به بیشترین حساسیت موجود در تار نیز می‌شود .اثر ورنیه نیز که در این پژوهش به ژیروسکوپ تار نوری اضافه شده است، روش خوبی برای افزایش حساسیت در حسگرهای یکپارچه نوری است. در حالت ایده‌آل از یک تداخل‌سنج به عنوان حسگر و از دیگری به عنوان یک مرجع ثابت استفاده می‌شود و نتیجه حاصل از هم‌پوشانی این دو مقیاس باعث بهبود دقت در اندازه‌گیری می‌گردد. برای بررسی فیزیکی انتشار پرتو در سیستم مورد نظر از روش پرتویابی ماتریسی استفاده می‌شود. مطابق شکل۲ [۱]

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بعنوان ساختار اصلی در این تحقیق شامل تشدیدگر حلقوی، تداخل‌سنج ماخ-زندروحلقه ساینا‌ک می‌باشد. در ساختار مورد نظر، قبلاز ورود نور به تداخل‌سنج باهدف تقویت نور ورودی از یک تشدیدگر حلقوی استفاده می‌شود.



شکل۲: ساختار حسگر تارنوری شامل تشدیدگر حلقوی تداخل‌سنج ماخ-زندر و حلقه ساینا‌ک[۱].

می‌توان نشان داد که پرتو ورودی پس از عبور از تشدیدگر به تداخل‌سنج S_2 از رابطه زیر بدست می‌آید [۱].

$$S_2 = S_{in}\frac{-\sqrt{\alpha_{loss,RR}}q_1q_2r_1r_2e^{-i\frac{\phi_{RR}}{2}}}{1-\alpha_{lossRR}q_1q_2t_1t_2e^{-i\phi_{RR}}} \quad (۱)$$

در این رابطه $\alpha_{loss,RR}$ ضریب تضعیف تشدیدگر حلقوی است و مقادیر t_ir_i متناسب با ضریب جفت شدگی(K)هستند $t_i=\sqrt{1-k_i}$،$r_i=\sqrt{k_i}$. علاوه بر این q_iها عامل افت در جفت‌شدگی بین ساختارها هستند. اختلاف فاز ϕ حاصل از ضرب طول مسیر در ثابت انتشار خواهند بودکه برای هر کدام از اجزای سیستم به طور جداگانه محاسبه خواهد شد. معادلات اصلی برای بررسی ورودی و خروجی با کمک ماتریس‌های انتقال از هر یک از اجزاء بدست خواهند آمد به طوری که [۱]:

$$\begin{bmatrix}S_{u,3}\\S_{i,3}\end{bmatrix}=q_3\begin{bmatrix}t_3 & -jr_3\\-jr_3 & t_3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}S_2\\0\end{bmatrix}=q_3T_{DC_3}\begin{bmatrix}S_2\\0\end{bmatrix} \quad (۲)$$

$$\begin{bmatrix}S_{u,4}\\S_{i,4}\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\alpha_{loss,u}e^{j\phi u} & 0\\0 & \alpha_{loss,l}e^{j\phi l}\end{bmatrix}\begin{bmatrix}S_{u,3}\\S_{I,3}\end{bmatrix}=T_{MZI}\begin{bmatrix}S_{u,3}\\S_{I,3}\end{bmatrix} \quad (۳)$$

$$\begin{bmatrix}S_{u,5}\\S_{i,5}\end{bmatrix}=q_4\begin{bmatrix}t_4 & -jr_4\\-jr_4 & t_4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}S_{u,4}\\S_{I,4}\end{bmatrix}=q_4T_{DC4}\begin{bmatrix}S_{u,4}\\S_{I,4}\end{bmatrix} \quad (۴)$$

$$\begin{bmatrix}{S_6}^c\\{S_6}^{cc}\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}0 & \alpha_{loss,s}e^{j\phi s}\\\alpha_{loss,s}e^{j\phi s} & 0\end{bmatrix}\begin{bmatrix}S_{u,5}\\S_{I,5}\end{bmatrix}=T_{sagnac}\begin{bmatrix}S_{u,5}\\S_{I,5}\end{bmatrix} \quad (۵)$$

$$\begin{bmatrix}{S_7}^-\\S_{out}\end{bmatrix}=q_3DC_3T_{MZI}q_4DC_4\begin{bmatrix}{S_6}^c\\{S_6}^{cc}\end{bmatrix} \quad (۶)$$

در این روابط s معرف دامنه پرتو در هر قسمت است که با کمک ماتریس‌های عبور در هر جزء از حسگر جداگانه بدست می‌آیند. بنابر روابط فوق می‌توان S_{out} را پرتو خروجی دانست و بنابراین به راحتی می‌توان ضریب عبور را بدست آورد:

$$T=\frac{S_{out}}{S_{in}} \quad (۷)$$

با در نظر گرفتن نظریه تداخل‌سنج ساینا‌ک در ساختار ژیروسکوپ تار نوری مانند شکل۱ درحلقه تار، حساسیت تار با رسیدن دو پرتو ساعتگرد و پادساعتگرد موجود در حلقه به قسمت فوتوآشکارساز تعیین می‌شود که این حساسیت بسته به تعداد دور حلقه تارنوری و همچنین اثرات نوری می‌باشد که افزایش و کاهش هریک ازاین عوامل یاد شده موجب افزایش و برعکس موجب کاهش مقدار اختلاف فاز در فوتوآشکارساز و در نتیجه میزان حساسیت در ژیروسکوپ تار نوری رابه دنبال خواهد داشت .این اختلاف فاز از طریق رابطه زیر بدست می‌آید[۵].

$$\phi_s=\frac{2\pi LD}{\lambda c}\Omega \quad (۸)$$

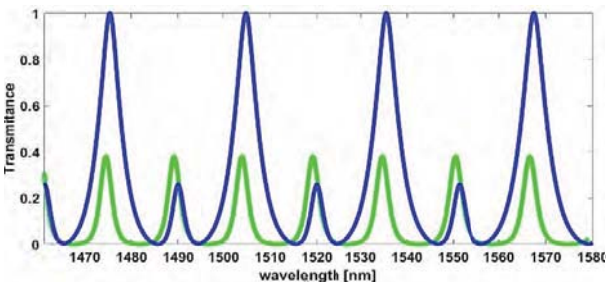
که در این رابطه Ω نرخ چرخش می‌باشد.

شبیه‌سازی

در این پژوهش عملکرد ساختار ماخ-زندر و حلقه ساینا‌ک با اثر ورنیه به عنوان یک ژیروسکوپ تار نوری در نظر گرفته شده است. برای این منظور نمودارهای عبوری اختلاف فاز متناسب با طول موج رسم شدند. ضریب عبور حسگر تار نوری با ضرایب جفت‌شدگی k_i به ازای مقادیر $i=3,4$ به صورت معکوس متناسب خواهد بود. برای مقادیر طول موجی بین ۱۴۶۰ تا ۱۵۸۰ نانومتر ضریب

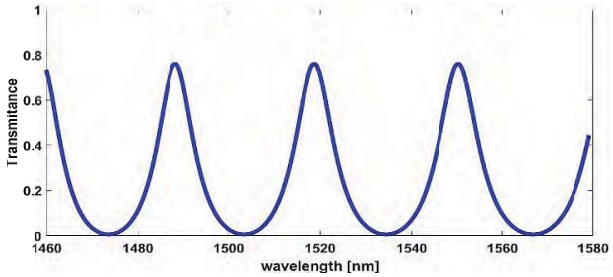
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

اختلاف فازهای عبوری از حسگر تار نوری درشکل‌های ۳و۴رسم شده است.



شکل۳: ضریب عبور حاصل از ساختار ماخ-زندر و حلقه ساپناک با اثر ورنیه برای مقادیر ضرایب جفت شدگی $k_3 = 0.5$و$k_4 =$ 0.1464 در نمودار سبز رنگ و $k_3 = 0.25$ و$k_4 = 0.25$ در نمودار آبی رنگ

شکل۳ ضریب عبور بهنجار حسگر تاری نوری با ساختار ماخ-زندر و حلقه ساپناک را نشان می‌دهد که با در نظر گرفتن اثر ورنیه به صورت دوره‌ای نمایان می‌شود، موجب افزایش فاصله قله عبور یا FSR می‌گردد. علاوه بر این نمودار آبی رنگ معرف میزان عبور برای ضرایب جفت‌شدگی $k_3 = 0.25$و$k_4 = 0.25$ است و نمودار سبز رنگ برای ضرایب$k_3 = 0.5$ و$k_4 = 0.1464$رسم شده است. در این حالت اختلاف بین دو قله عبوری در نمودار آبی رنگ FSR_1 و اختلاف دو قله نمودار سبز رنگ FSR_2 می‌باشد به طوری که$FSR_2 = \frac{FSR_1}{2}$ به عنوان شرط ورنیه برقرار است و درصورتی کهFSR_2 زیاد شود، اختلاف فاز نمودار سبز رنگ نیز زیاد می‌شود. در حالت کلی افزایش اختلاف فاز باعث افزایش جریان در خروجی و نهایتا منجر به تقویت حساسیت در کل سیستم می‌گردد. همچنین در شکل۴ ضریب عبور حسگر تارنوری با ساختار ماخ-زندر و حلقه ساپناک بدون اثر ورنیه می‌باشد. علاوه بر این در حالت تعادل ضرایب جفت‌شده که $k_3 = 0.5$ و$k_4 =$ 0.5خواهند بود که مطلوب‌ترین حالت برای سنجش در حسگرهای شامل حلقه تشدیدگر و تداخل‌سنج ماخ-زندر است فاصله قله‌ها بیشتر است که در این حالت حساسیت کمتری خواهیم داشت.



شکل۴: ضریب عبور حاصل از ساختار ماخ-زندر برای ضرایب جفت شدگی $k_3 = 0.25$ و$k_4 = 0.25$ بدون اثر ورنیه

نتیجه گیری

دراین مقاله و با در نظر گرفتن اثر ورنیه عملکرد این اثر بر میزان حساسیت ژیروسکوپ بررسی شد. برای این منظور با محاسبه فاصله قله تا قله که اثر مستقیم روی حساسیت سیستم دارد به کمک نرم‌افزار متلب و محاسبه ضریب عبور کل سیستم در بازه طول موجی خاص شبیه‌سازی شد. نتایج نشان می‌دهد که با اضافه کردن یک حلقه تشدید و اثر ورنیه می‌توان روی خروجی و ضریب عبور و نیز حساسیت حسگرهایی که با این ساختار طراحی می‌شوند کنترل بیشتری داشت.

مرجع‌ها

[۱] Troia, Benedetto, Francesco De Leonardis, and Vittorio MN Passaro. "Cascaded ring resonator and Mach-Zehnder interferometer with a Sagnac loop for Vernier-effect refractive index sensing." Sensors and Actuators B: Chemical 240 (2017): 76-89.

]Liao, Hao, Ping Lu, Xin Fu, Xinyue Jiang, Wenjun Ni, ۲[

Fiber Optic Gyroscope[۲۱]Ring Laser Gyroscope

Deming Liu, and Jiangshan Zhang. "Sensitivity amplification of fiber-optic in-line Mach–Zehnder Interferometer sensors with modified Vernier-effect." Optics express 25, no. 22 (2017): 26898-26909.

[۳]La Notte, Mario, Benedetto Troia, Tommaso Muciaccia, Carlo Edoardo Campanella, Francesco De Leonardis, and Vittorio Passaro. "Recent advances in gas and chemical detection by Vernier effect-based photonic sensors." Sensors 14, no. 3 (2014): 4831-4855.

[۴] Shao, Li-Yang, Yuan Luo, Zhiyong Zhang, Xihua Zou, Bin Luo, Wei Pan, and Lianshan Yan. "Sensitivity-enhanced temperature sensor with cascaded fiber optic Sagnac interferometers based on Vernier-effect." Optics Communications 336 (2015): 73-76.

[۵]Merlo, S., Norgia, M., & Donati, S. (2000). Fiber gyroscope principles. *Handbook of Fibre Optic Sensing Technology*, 1-23.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۳-۲۵۰-۱۰-A

طراحی توری فیبر براگ اپودایز شده‌ی چیرپ شده

احسان ادیب‌نیا[۱،*]، محمدعلی منصوری بیرجندی[۲]

دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه سیستان و بلوچستان [۱،۲]

ehsan.adibnia@gmail.com[1,*] mansouri@ece.usb.ac.ir[2]

چکیده - در این مقاله، با استفاده از معادلات مد جفت شده، رفتار توری فیبر براگ بررسی و ساختار طراحی شده توری فیبر براگ یکنواخت مبتنی بر روش ماتریس انتشار شبیه‌سازی می‌شود. راهکارهای بهبود مشخصات توری فیبر براگ، از جمله تغییر طول توری، چیرپ کردن و اپودایز کردن توسط توابع کسینوسی، کسینوسی برآمده و تانژانت هذلولی، بررسی شده است. با بکارگیری این راهکارها، توری فیبر براگ اپودایز شده و چیرپ شده، شبیه‌سازی شده و طیف توان بازتاب آن ارائه شده است. در این توری، بدون کاهش بازتابندگی و پهنای باند، قدرت لبه کناری آن حدود ۷۵ درصد نسبت به توری یکنواخت کاهش یافته است. این افزاره که با طول بهینه طراحی شده است، دارای بازتابندگی ۱۰۰ درصد، قدرت لبه کناری 10^{-3} درصد و پهنای باند ۰/۲۹۸ نانومتر است. از این رو می‌تواند در توسعه بسیاری از سیستم‌های ارتباطی، فیلترها و حسگرها به کار گرفته شود.

کلید واژه- اپودایز، بازتابندگی، توری فیبر براگ، چیرپ

Design of Chirped Apodized Fiber Bragg Grating

Ehsan Adibnia[1,*], Mohammad Ali Mansouri-Birjandi[2]

Faculty of Electrical and Computer Engineering, University of Sistan and Baluchestan[1, 2]

ehsan.adibnia@gmail.com[1,*] mansouri@ece.usb.ac.ir[2]

Abstract- In this paper, a uniform Fiber Bragg Grating (FBG) have been simulated by using the coupled differential equations and the transfer matrix method. Different approaches for improving FBG characteristics such as changing length, chirping and apodization have been studied. The Cosine, Raised-Cosine and Tanh functions have been used to apodization. Finally, considering the advantages and disadvantages of these approaches, a chirped apodized fiber Bragg grating with Raised-Cosine apodization profile has been simulated and designed. In this type of FBG, without reducing reflecitivty, in comparance to the uniform FBG, the sidelobe-strength has been reduced around the ranges of 75%. This FBG, which has an optimized design in length, has a maximum reflectivity of 100%, a very low sidelobe-strength of 10^{-3}% and a suitable bandwidth of 0.298nm. The presented FBG has the potentiality to be applied in communication systems such as filters and sensors.

Keywords: Apodization, Chirp, Fiber Bragg Grating, Reflectivity

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

در سال‌های اخیر، استفاده از توری فیبر براگ به علت مزایایی نظیر عدم اختلال الکترومغناطیسی، ابعاد و وزن کم، افزایش یافته است [۱]. تاکنون با تحقیق و بررسی پارامترهای مؤثر در طیف بازتاب توری [۲]، سعی شده است تا با ارائه راهکارهای نوین، توری‌هایی با دقت و عملکرد بهینه طراحی شود [۳]. علی‌رغم پیشرفت‌های صورت گرفته در این حوزه، توری فیبر براگ با محدودیت‌هایی نظیر بازتابندگی کم، قدرت لبه کناری زیاد و پهنای باند نامطلوب مواجه است. بنابراین تلاش جهت بهبود عملکرد این توری می‌تواند در هزینه و زمان صرفه‌جویی کند و دقت و سرعت را افزایش دهد. امروزه، کاربردهای این توری بسیار وسیع است و تنها در حوزه تولید حسگر می‌توان از حسگر کشش [۴]، رطوبت [۵]، فشار [۶]، میدان مغناطیسی [۷] و جابه‌جایی [۸] نام برد.

تئوری و مدل‌سازی

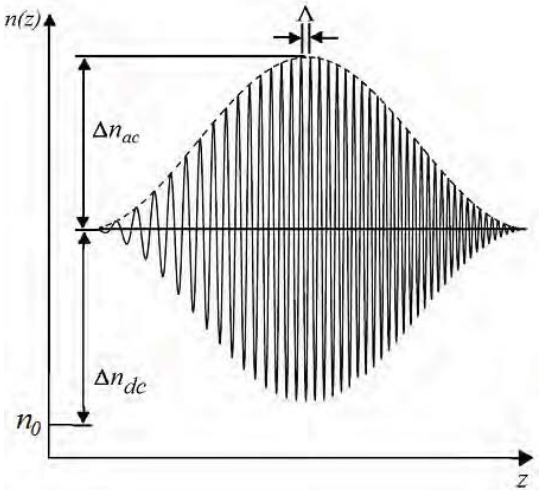
در این مدل، تئوری مد جفت شده استفاده شده است و روش ماتریس انتشار برای حل معادلات مد جفت شده به کار رفته است. معادلات تئوری جفت شده برای محاسبه میدان‌های خروجی یک قسمت کوچک، استفاده شده است که تقریباً هر قسمت به صورت توری یکنواخت رفتار می کند. در یک توری فیبر براگ، نور به طور موثر در شرایط براگ بازتاب می‌شود [۹]:

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \qquad (۱)$$

که در آن λ_B طول موج براگ، n_{eff} ضریب شکست موثر و Λ دوره تناوب توری است. توزیع ضریب شکست نشان داده شده در شکل ۱ به صورت زیر بیان می‌شود [۹]:

$$n(z) = n_0 + \Delta n_{dc}(z) + A(z)\Delta n_{ac}(z)\cos((2\pi/\Lambda)z + \theta(z)) \qquad (۲)$$

که در آن n_0 ضریب شکست در هسته فیبر، $A(z)$ تابع اپودایز، Δn_{ac} تغییرات ضریب شکست در توری، Δn_{dc} میانگین تغییرات ضریب شکست و θ دوره تناوب چیرپ است.



شکل ۱: توزیع ضریب شکست در توری فیبر براگ اپودایز شده چیرپ شده

با استفاده از تئوری مد جفت شده، بازتابندگی در یک توری فیبر براگ با دامنه مدولاسیون و دوره تناوب ثابت، به صورت زیر است [۹]:

$$R(L,\lambda) = \frac{\kappa^2 \sinh^2(sL)}{\Delta\beta^2 \sinh^2(sL) + s^2 \cosh^2(sL)} \qquad (۳)$$

که در آن R بازتابندگی توری، L طول توری، κ ثابت جفت‌شدگی، Δβ تغییرات بردار موج و پارامتر s معادل $(\kappa_2\text{-}\Delta\beta_2)^{1/2}$ است.

دوره تناوب در توری فیبر براگ چیرپ شده، تابعی از مکان است. دوره تناوب در توری فیبر براگ چیرپ شده، به صورت زیر است:

$$\Lambda(z) = \Lambda_0 + \alpha\left(\frac{z}{L} - 0.5\right) \qquad (۴)$$

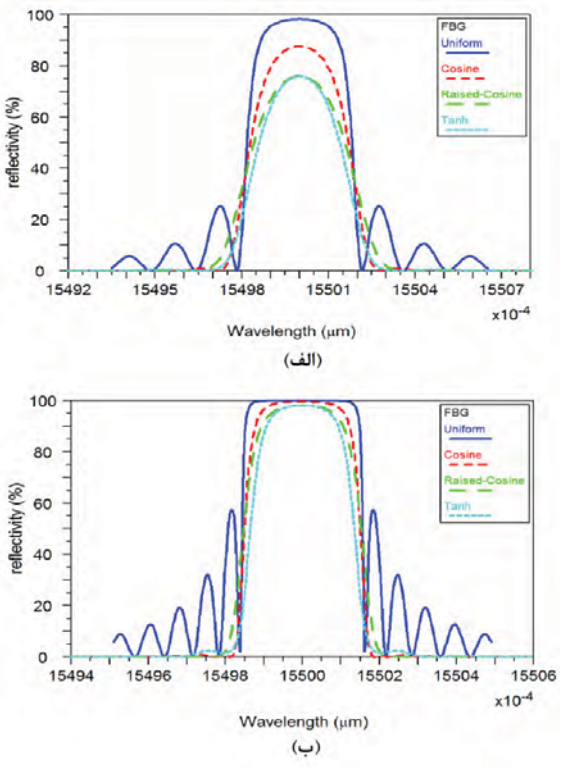
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

که در این رابطه، α ضریب چیرپ و Λ_0 دوره تناوب نامی (دوره تناوب در وسط توری) است.

شبیه‌سازی و بررسی توری فیبر براگ

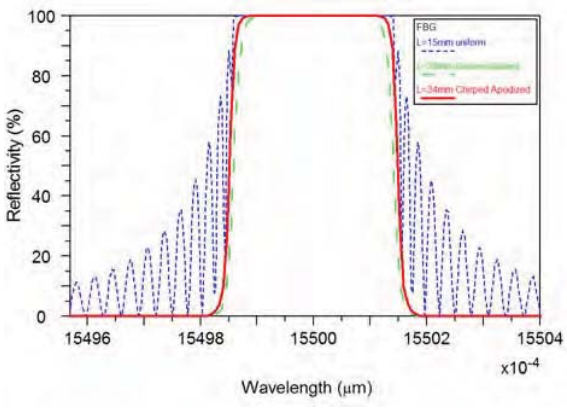
برای بررسی روش‌های بهبود عملکرد، یک توری با دوره تناوب ۰/۵ میکرومتر با ضریب شکست هسته ۱/۴۵ شبیه‌سازی شده است و طول موج فضای آزاد ۱۵۵۰ نانومتر در نظر گرفته شده است. سپس تکنیک‌هایی نظیر اپودایز کردن و چیرپ کردن، در این توری بررسی می‌شود.

دستیابی به حداکثر بازتابندگی از اولویت‌های طراحی و شبیه‌سازی توری است. از بررسی طیف بازتاب توری‌های شبیه‌سازی شده که در شکل ۲ نشان داده شده است، می‌توان نتیجه‌گیری کرد که با افزایش طول توری، میزان بازتاب افزایش می‌یابد اما علاوه بر آن، پهنای باند کاهش و قدرت لبه کناری نیز افزایش می‌یابد.



شکل ۲: طیف بازتاب توری فیبر براگ یکنواخت و اپودایزشده الف) در طول ۵ میلی‌متر ب) در طول ۱۰ میلی‌متر

از راهکارهای کاهش قدرت لبه کناری، اپودایز کردن توری فیبر براگ است [۱۰]. به این منظور اثر اپودایز کردن به وسیله‌ی توابع کسینوسی، کسینوسی برآمده و تانژانت هذلولی بررسی شده است، همان‌طور که در شکل ۲ مشاهده می‌کنید با اعمال این توابع، قدرت لبه کناری به طور چشمگیری کاهش یافته است. البته توری‌های اپودایز شده نسبت به توری یکنواخت، پهنای باند کمتری دارند. مقایسه طیف بازتاب توری‌های اپودایز شده با این توابع، نشان می‌دهد که تابع کسینوسی برآمده بیشترین تاثیر را در کاهش قدرت لبه کناری دارد. پهنای باند کاهش یافته در اثر افزایش طول و اپوداز کردن، را می‌توان به وسیله چیرپ کردن دوره تناوب توری، جبران کرد. از پیامدهای چیرپ کردن، کاهش بازتابندگی است. بنابراین همواره برای دستیابی به مشخصات مطلوب، نیازمند مصالحه بین آنها خواهیم بود. نتیجه‌ی این مصالحه برای توری فیبر براگ شبیه‌سازی شده، در شکل ۳ نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می‌کنید با استفاده از توری فیبر براگ ۳۴ میلی‌متری اپودایز شده با تابع کسینوسی برآمده و چیرپ شده، مشخصات مطلوب بدست آمده است. به طوری که با حفظ حداکثر بازتابندگی، قدرت لبه کناری به حداقل رسیده و از کاهش پهنای باند نیز جلوگیری شده است.



شکل ۳: طیف توان بازتاب توری فیبر براگ چیرپ شده و اپودایز شده با تابع کسینوسی برآمده در طول ۳۴ میلی متر

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، شبیه‌سازی توری فیبر براگ مبتنی بر ماتریس انتشار صورت گرفته است و روش‌های مختلف بهبود مشخصات توری، بررسی شده است. با

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

توجه به اثرات منفی روش‌های استفاده شده، سعی شده است تمام مشخصات توری، بهبود یابد و تنها به یک مشخصه اکتفا نشود. توری فیبر براگ شبیه‌سازی شده که از تابع کسینوسی برآمده برای اپودایز کردن آن استفاده شده است، نسبت به دیگر توری‌های ارائه شده، دارای کمترین قدرت لبه کناری (۰/۰۰۱ درصد)، حداکثر بازتابندگی (۱۰۰ درصد) و پهنای باند ۰/۲۹۸ نانومتر است و می‌تواند در توسعه سیستم‌های ارتباطی استفاده شود. همچنین این مشخصات در کمترین طول ممکن، یعنی ۳۴ میلی‌متر بدست آمده است که باعث صرفه اقتصادی خواهد شد.

مرجع‌ها

[1] H. Fu, W. Zhang, C. Mou, X. Shu, L. Zhang, S. He, I. Bennion, “High-Frequency Fiber Bragg Grating Sensing Interrogation System Using Sagnac-Loop-Based”, IEEE photonics technology letters, Vol. 21, No. 8, 2009.

[2] A. A. Taha, I. S. Mohamed, and A. M. Nazmi, “Design and performance investigation of a highly accurate apodized fiber Bragg grating-based strain sensor in single and quasi-distributed systems”, Appl. Opt., Vol. 54, No. 16, pp. 5243-5251, 2015.

[3] J. Chen,T. Liu and H. Jiang, “Optimal design of multichannel fiber Bragg grating filters using Pareto multi-objective optimization algorithm”, Optics Communications, Vol. 358, pp. 59–64, 2016.

[4] I. C. Song, S. K. Lee, S. H. Jeong and B. H. Lee, “Absolute Strain Measurements Madewith Fiber Bragg Grating Sensors”, Appl. Opt., Vol. 43, No. 6, pp. 1337-1341, 2004.

[5] A. Zrelli, M. Bouyahi, T. Ezzedine, ”Simultaneous monitoring of humidity and strain based on Bragg sensor”, Optik, Vol. 127, No.18, pp. 7326-7331, 2016.

[6] L. Schenato, Q. Rong, Z. Shao, X.Quiao, A. Pasuto, A. Galtarossa, and L. Palmieri, “Highly Sensitive FBG Pressure Sensor Based on a 3D-Printed Transducer”, OSA Journal of Lightwave Technology, Vol. 37, No. 18, pp. 4784-4790, 2019.

[7] C. Ambrosino, P. Capoluongo, S. Campopiano, A. Cutolo, M. Giordano, D. Davino, C. Visone, and A. Cusano, “Fiber Bragg grating and magnetic shape memory alloy: Novel high-sensitivity magnetic Sensor”, IEEE sensors journal, Vol. 7, No. 2, pp. 228–229, 2007.

[8] J. Lv, Z. Hu, G. Ren, C. Zhang, Y. Liu, “Research on new FBG displacement sensor and its application in Beijing Daxing Airport project”, Optik, Vol. 178, pp. 146-155, 2019.

[9] A. M. Nazmi,A. A. TahaandH. A. Moustafa, “Evaluation and performance enhancement for accurate FBG temperature sensor measurement with different apodization profiles in single and quasi-distributed DWDM systems“, Optics and Lasers in Engineering, Vol. 55, pp. 22-34, 2014.

[10] H. Zhang,”A novel method of optimal apodization selection for chirped fiber Bragg gratings”, Optik, Vol. 125, No. 5, pp. 1646-1649, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۱۲۴۶-۱۰-A

بررسی عددی تأثیر میدان مغناطیسی چهارقطبی بر روی دینامیک الکترون در سیستم برهم‌کنش لیزر-پلاسما

آمنه کارگریان

پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، تهران، ایران

akagarian@aeoi.org.ir

چکیده - در این مقاله، دینامیک الکترون توسط موج پلاسمایی در سیستم برهم‌کنش لیزر-پلاسما و با در نظر گرفتن میدان ویگلری چهارقطبی را مورد بررسی قرار داده‌ایم. الکترون با کسب انرژی از موج پلاسمایی ایجاد شده توسط لیزر، با حرکت نوسانی در میدان ویگلری، حول مسیر انتشار لیزر حرکت می‌کند. میدان ویگلری موجب می‌شود الکترون بتواند در مسافت-های طولانی‌تری با موج برهم‌کنش کرده و از آن انرژی بگیرد. در واقع، ویگلر چهارقطبی باعث افزایش حضور الکترون در فاز شتاب موج پلاسمایی می‌شود. نتایج نشان می‌دهد، بیشینه انرژی الکترون برای یک مقدار بهینه میدان ویگلری چهارقطبی بدست می‌آید. بنابراین، انتخاب مقادیر بهینه پارامترها برای دستیابی به بیشینه انرژی الکترون در سیستم اندرکنش لیزر-پلاسما امری ضروری است.

کلید واژه- برهم‌کنش لیزر-پلاسما، فاز شتاب الکترون، موج پلاسمایی، ویگلر چهارقطبی

Numerical investigation of quadruple magnetic field effects on the electron dynamics in the laser-plasma interaction system

Ameneh Kargarian

Plasma and Nuclear Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran akargarian@aeoi.org.ir

Abstract- In this paper, we investigate the electron acceleration by a plasma wave in a laser-plasma interaction system by considering the quadrupole wiggler field. The electron goes around the laser propagation direction by gaining energy from the laser-generated plasma wave. The wiggler field causes the electron to interact with and receive energy from the wave over longer distances. In fact, wiggler increases the presence of electrons in the plasma wave acceleration phase. The results show that the maximum electron energy is obtained for an optimal value of the quadruple wiggler field. Therefore, selecting the optimal values of the parameters is necessary to achieve the maximum electron energy in the laser-plasma interaction system.

Keywords: Electron acceleration phase, laser-plasma interaction, plasma wave, quadruple wiggler

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

یک موج پلاسمای نسبیتی، قادر به شتاب ذرات تا انرژی-های بسیار بالا می‌باشد [۱]. در واقع، میدان الکتریکی متناظر با موج پلاسمایی عامل اصلی شتاب ذرات است. چنین موجی را می‌توان با برهم‌کنش یک پالس لیزری و یا بیم ذرات پرانرژی با پلاسما ایجاد کرد. یک پالس لیزری با توان بالا و از مرتبه فمتوثانیه در اثر برهم‌کنش با محیط یونیزه پلاسما، میدان‌های قوی برای شتاب‌دهی الکترون را ایجاد می‌کند که می‌تواند از مرتبه گیگاولت بر متر نیز بیش‌تر باشد که بیشتر از بیشینه میدان شتاب دهنده‌های رادیو فرکانسی معمولی است. شتاب ذرات توسط موج پلاسما، یک رهیافت در حال توسعه برای شتاب الکترون است که با شتاب رادیو فرکانسی معمولی تفاوت‌های قابل توجهی دارد. از جمله اینکه این رهیافت قادر به شتاب الکترون‌ها تا انرژی‌های بسیار بالا و در مسافت‌های کوتاه می‌باشد. طی ده سال گذشته، توسعه شتابدهنده‌ها بر مبنای موج پلاسمایی، به چندین نقطه عطف مهم رسیده است. این نقاط قوت، به عنوان مثال، مشاهده اولین باریکه‌های تک انرژی ، تولید باریکه‌های قابل کنترل و با ثبات بیش‌تر می‌باشد. علاوه بر اندازه کوچک این شتابدهنده‌ها، آن‌ها می‌توانند باریکه‌هایی با طول کوتاه، اندازه کوچک عرضی و شدت بالا تولید کنند[۲].

در این مقاله، شتاب الکترون با استفاده از موج پلاسمای در حضور میدان ویگلری چهارقطبی (Quadrupole) را مورد بررسی قرار داده‌ایم. در بخش دوم این مقاله به بررسی آنالیز نسبیتی شتاب الکترون در سیستم برهم-کنش لیزر-پلاسما پرداخته‌ایم. بخش سوم به بیان نتایج عددی اختصاص داده شده است و در بخش آخر، خلاصه و نتیجه‌گیری بیان شده است.

آنالیز نسبیتی

برای وارد کردن معادله‌های ریاضی در مقاله خود همواره از در رژیم برهم‌کنش پالس لیزر با پلاسما، موج پلاسمایی با میدان قوی هنگامی ایجاد می‌شود که دوره پالس لیزری با دوره موج پلاسمایی قابل مقایسه باشد. از طرف دیگر، هنگامی که الکترون‌ها تحت تأثیر نیروی پاندرمتیو لیزری از مرکز دور می‌شوند، یک کانال یونی اطراف محور لیزر ایجاد می‌شود که میدان بار فضایی این کانال می‌تواند بر روی شتاب و مسیر حرکت الکترون مؤثر باشد. میدان الکتریکی موج پلاسما که در اثر برهم‌کنش لیزر با پلاسما ایجاد شده را به صورت زیر در نظر می‌گیریم [۳-۴]:

$$\mathbf{E} = \hat{x}A\exp(-(x^2)/r_p^2)\frac{2x}{kr_p^2}\sin(\omega t - kz + \theta + \hat{z}A\exp(-(x^2)/r_p^2)\cos(\omega t - kz + \theta) \quad (۱)$$

در اینجا A دامنه موج پلاسمایی، θ فاز اولیه، و r_p شعاع موج پلاسمایی می‌باشد. در اینجا، $\hat{z}$ راستای طولی است که در جهت انتشار لیزر می‌باشد. معادلات حاکم بر حرکت الکترون نسبیتی در کانال یونی ایجاد شده به‌صورت زیر می‌باشند.

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{dm\gamma\mathbf{v}}{dt} = -e\mathbf{E} + e\nabla\varphi + \frac{\mathbf{V}\times\mathbf{B}}{C} \quad (۲)$$

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{-e}{m_0C^2}(\mathbf{E} - \nabla\varphi).\mathbf{V} \quad (۳)$$

در این روابط، B میدان مغناطیسی ویگلری می‌باشد که برای ویگلر چهارقطبی به‌صورت زیر می‌باشد [۵]:

$$\mathbf{B}_Q = \mathrm{B}_Q[(y\cos(k_\omega z) - x\sin((k_\omega z)))\hat{\mathrm{x}} + (x\cos(k_\omega z) + y\sin((k_\omega z)))\hat{\mathrm{y}}] \quad (۴)$$

فاکتور نسبیتی لورنتس به‌صورت $\gamma = (1 + \mathbf{p}^2/m^2c^2)$ که در آن $\mathbf{p} = m\gamma\mathbf{v}$ می‌باشد. با جایگذاری میدان ویگلر، میدان بار فضایی یون و میدان الکتریکی موج پلاسمایی در روابط (۲) و (۳) معادلات حاکم بر حرکت الکترون در این مکانیسم به‌دست خواهند آمد. معادلات حاصل، روابط کوپل شده غیرخطی خواهند بود که با استفاده از روش-

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

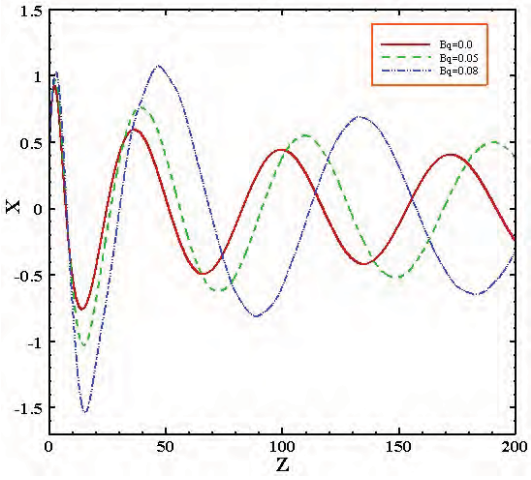
های عددی قابل تحلیل خواهند بود. در این مقاله، از روش عددی رانگ-گوتای مرتبه چهارم به همراه یک کد شبیه-سازی نسبیتی تک-ذره‌ای، استفاده شده است. پارامترهای استفاده شده در بخش نتایج به‌صورت زیر بی‌بعد شده‌اند:

$$x' = kx\,,\quad t' = \omega t\,,\quad k' = kc/\omega\,,\quad a_p = eA/m_0\omega c\,,$$
$$z' = kz\,,\quad r_1^{\,2} = k^2 r_0^{\,2}\,,\quad r_2^{\,2} = k^2 r_p^{\,2}\,,\quad \varphi'_0 = e\varphi_0/m_0c^2\,,$$
$$\delta' = \delta z\,,\quad B_q = eB_Q/m_0\omega c\,,\quad \mathbf{p}' = \mathbf{p}/mc\,.$$

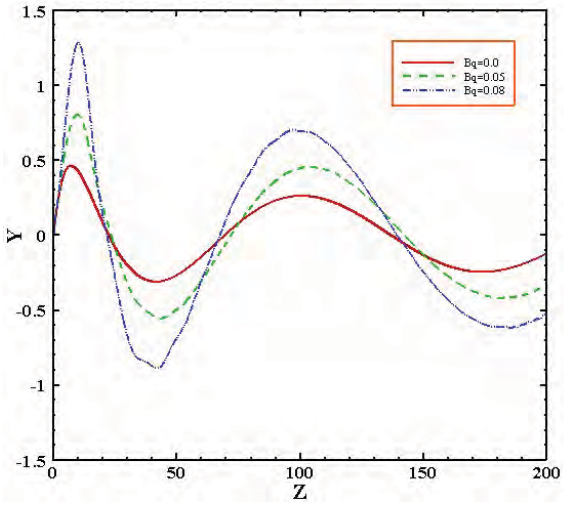
با استفاده از روابط به‌دست‌آمده در این بخش، شتاب الکترون توسط موج پلاسمایی تحت تأثیر میدان ویگلری را مورد بررسی قرار می‌دهیم.

نتایج عددی

در این بخش، با استفاده از روابط به‌دست آمده و و پارامترهای اولیه $a_p = 5$، $\varphi_0 = 0.6$، $k = 1.02$، $\theta = \pi/2$، $r_1 = 2$، $r_2 = 4$، $\gamma_0 = 1.96$، مسیر حرکت الکترون در کانال یونی تحت تأثیر موج پلاسمایی و ویگلر چهارقطبی مورد بررسی قرار گرفته است. شکل ۱ مسیر حرکت الکترون در صفحه x-z و شکل مسیر حرکت الکترون در صفحه y-z را در حضور میدان ویگلری چهارقطبی نشان می‌دهند. حرکت نوسانی الکترون در حضور میدان ویگلری حول مسیر انتشار لیزر (محور z)، بخوبی قابل مشاهده می‌باشد. میدان ویگلر باعث باقی ماندن و حفظ الکترون در ناحیه شتاب می‌شود. افزایش دانه نوسانات الکترون با افزایش دامنه ویگلر به خوبی قابل مشاهده است.



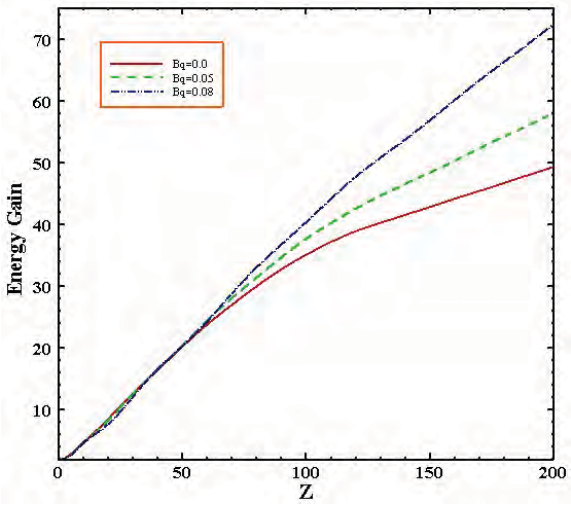
شکل ۱: مسیر حرکت الکترون در صفحه x-z برای دامنه‌های ویگلری متفاوت



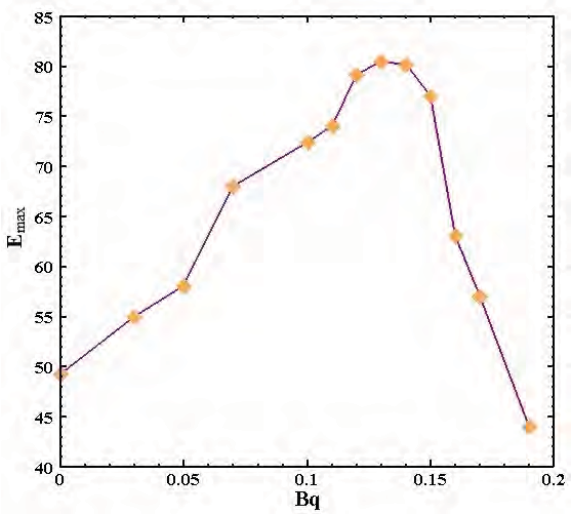
شکل ۲: مسیر حرکت الکترون در صفحه y-z برای دامنه‌های ویگلری متفاوت

شکل ۳ نیز نمودار انرژی الکترون در حضور میدان ویگلری را نشان می‌دهد. الکترون با کسب انرژی از موج پلاسمایی ایجاد شده توسط لیزر، با حرکت نوسانی در میدان ویگلری، حول مسیر انتشار لیزر حرکت می‌کند. میدان ویگلری موجب می‌شود الکترون بتواند در مسافت‌های طولانی‌تر با موج برهم‌کنش کرده و از آن انرژی کسب نماید. در واقع، ویگلر باعث افزایش حضور الکترون در فاز شتاب موج پلاسمایی می‌شود.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۳:نمودار بهره انرژی الکترون برای دامنه‌های ویگلری متفاوت



شکل ۴: بیشینه انرژی الکترون بر حسب دامنه میدان ویگلری

شکل شماره ۴ نیز نمودار بیشینه انرژی کسب شده توسط الکترون در حضور میدان ویگلری چهارقطبی با دامنه‌های متفاوت را نشان می‌دهد. همانگونه که مشاهده می‌شود با افزایش دامنه میدان ویگلری تا یک مقدار بهینه انرژی الکترون افزایش و بعد از آن انرژی کاهش می‌یابد. دلیل این رفتار عدم تطابق رزونانس برای دامنه‌های ویگلری بالا می‌باشد. بنابراین، انتخاب مقادیر بهینه برای افزایش انرژی الکترون در سیستم اندرکنش لیزر-پلاسما امری ضروری می‌باشد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، شتاب الکترون توسط موج پلاسمایی در سیستم اندرکنش لیزر-پلاسما و با در نظر گرفتن میدان ویگلری چهارقطبی مورد بررسی قرار گرفت. الکترون با کسب انرژی از موج پلاسمایی ایجاد شده توسط لیزر، با حرکت نوسانی در میدان ویگلری ، حول مسیر انتشار لیزر حرکت می‌کند. میدان ویگلری موجب می‌شود الکترون بتواند در مسافت‌های طولانی‌تر با موج برهم‌کنش کرده و از آن انرژی کسب نماید. در واقع، ویگلر باعث افزایش حضور الکترون در فاز شتاب موج پلاسمایی می‌شود. نتایج نشان می‌دهد بیشینه انرژی الکترون برای یک مقدار بهینه میدان ویگلری چهارقطبی بدست می‌آید.

مرجع‌ها

[1] Mangles, S. P, et al., "Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser–plasma interactions." Nature 431, 535-538, 2004.
[2] Leemans, W. P, "GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator." Nature physics 2, no. 10 696-699, 2006.
[3] N. Kumar, and V. K. Tripathi. "Effect of betatron resonance on plasma wave acceleration of electrons in an ion channel." EPL (Europhysics Letters) 75, no. 2 260-266,2006.
[4] H. Mehdian, et al., Numerical study of electron acceleration by plasma wave in an ion channel under obliquely applied magnetic field." Optik 126, no. 21 3299-3302,2015.
[5] S.F. Chang., et al, Analysis and nonlinear simulation of a quadrupole wiggler FEL at millimeter wavelengths. IEEE journal of quantum electronics, 24(11), 2308, 1988

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۴-۷-۶۰-۱۰-A

بررسی شکست غیرخطی موج عقبه در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون میدانی

امیر چخماچی، الناز خلیل زاده*، محمد جعفر جعفری

سازمان انرژی اتمی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته ای

چکیده - در این مقاله شکست غیرخطی موج پلاسمایی تشکیل شده در برهمکنش پالس قوی لیزر با اتم‌های هیدروژن با استفاده از کد شبیه سازی ذره در سلول بررسی شده است. به این منظور پالس لیزر به طول ۳۰۰ فمتو ثانیه و با زمان خیزش ۴۰ فمتو ثانیه در نظر گرفته شده است. نتایج حاصل از شبیه سازی نشان می‌دهد شکست موج عقبه پلاسمایی تشکیل شده در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون در مقایسه با پلاسمای ایده ال پیش فرض، سریعتر رخ می دهد. این می تواند به دلیل ناهمگنی چگالی پلاسمای تشکیل شده در اثر یونیزاسیون باشد که باعث کاهش سرعت فاز موج پلاسمایی شده است.

کلید واژه- برهمکنش لیزر-اتم، موج عقبه، شبیه سازی ذره‌ای، شکست موج

Investigation of nonlinear wake-wavebreaking in the field-ionized plasma

Amir Chakhmachi, ElnazKhalilzadeh*, MahammadJafarJafari

Plasma Physics & Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran

Abstract- **In this paper, the nonlinear wave-breaking formed in the field-ionized plasma during interaction of the intense laser pulse with Hydrogen atoms is investigated using particle-in-cell simulation code.For this purpose, a laser pulse with a length of 300 femtoseconds and a rise-time of 40 femtoseconds is considered.The simulation results show that the wave-breaking in the field-ionized plasma occurs faster than the default ideal plasma.This may be due to the density inhomogeneity of the plasma formed by ionization, which reduces the phase velocity of the plasma wave.**

Keywords: Laser-Atom Interaction, Wakefield, Particle-in-Cell Simulation, Wave-breaking

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

۱- مقدمه

پیشرفت‌هایی که امروزه در تولید پالس‌های پر شدت لیزری انجام شده، باعث گردیده تا موضوع برهمکنش لیزر با پلاسما یکی از مسائل اصلی در علم فیزیک شود. در همین زمینه، مساله سازوکار شتاب و انرژی الکترون‌ها به دلیل کاربرد فراوان آن‌ها در حوزه‌های مختلف از جمله گداخت لیزری، مهندسی پزشکی و شتاب دهنده‌های پلاسمایی بسیار مورد توجه قرار گرفته است[۱-۳]. وقتی پالس لیزری فوق کوتاه با شدت زیاد وارد برهمکنش با پلاسما شود نیروی پاندرموتیو تولید شده باعث ایجاد جدایش بار شده و باعث تحریک موج الکترونی در پشت سر خود می‌شود که اصطلاحاً به آن موج عقبه می‌گویند. به عبارت دیگر لیزر باعث ایجاد موج الکترونی می‌شود که باعث گیراندازی الکترون‌ها در آن می‌شود. در واقع زمانیکه الکترون‌ها به اندازه کافی محکم رانده می‌شوند، امواج پلاسما شکسته شده و جمعیت زیادی از الکترون‌های پس زمینه را که از حرکت آنها پشتیبانی می‌کنند، به دام می‌افتند. سرعت فاز موج پلاسما و آستانه میدان الکتریکی مورد نیاز برای شکستن موج پلاسمایی در بسیاری از مطالعات مربوط به برهمکنش لیزر و پلاسما از اهمیت اساسی برخوردار است [۴و ۵].در این مقاله نشان داده می‌شود که با در نظر گرفتن یونیزاسیون میدانی در برهمکنش پالس قوی لیزر با اتم های هیدروژن، آستانه میدان الکتریکی مورد نیاز برای شکسته شدن موج عقبه به شدت پایین می‌آید. که این مساله می تواند به دلیل نوسانات چگالی و ایجاد پلاسمای غیرهمگن در اثر یونیزاسیون میدانی اتم های هیدروژن باشد.

۲- یونیزاسیون میدانی

امروزه از پالس‌های پرشدت لیزری برای کاربردهای مختلف انتشار پالس لیزر در گاز، استفاده می‌شود. سازوکار واقعی یونیزاسیون با پارامتر کلدیش $\gamma = \omega_L \sqrt{2I_p}/E$ (I_p ، ω_L و E به ترتیب، پتانسیل یونیزاسیون اتمی، فرکانس و دامنه میدان لیزر می‌باشند) تعیین می‌گردد [۶]. هنگامیکه $\gamma << 1$، یونیزاسیون از نوع میدان اپتیکی (OFI) می‌باشد. این یونیزاسیون میدان اپتیکی می‌تواند در دو سازوکار مختلف یونیزاسیون حذف سد (BSI) و یونیزاسیون تونل‌زنی (TI) رخ دهد [۶]. در توضیح این نوع یونیزاسیون باید گفت الکترون در داخل چاه پتانسیل اتمی غیر اختلالی و بر روی سطح انرژی I_pقرارمی‌گیرد. با توجه به این که فرکانس گذار اتمی، بسیار کمتر از فرکانس لیزر است، میدان الکتریکی لیزر، به طور معمول ثابت در نظر گرفته می شود. میدان لیزر اعمالی، پتانسیل اتمی چاه را از شکل طبیعی خارج کرده و سد پتانسیلی که الکترون در اتم یا یون می‌بیند، را پایین می‌آورد. در نتیجه الکترون از ساختار اتمی خارج می‌شود. وقتی میدان به اندازه کافی قوی باشد، سد پتانسیل زیر سطح انرژی الکترون قرار گرفته و الکترون را آزاد می‌کند. در شرایط یکه افت سد پتانسیل کولنی امکانپذیر نباشد، برای آزاد کردن الکترون، احتمال تونل‌زنی کوانتومی وجود دارد. این فرآیند تونل‌زنی یونیزاسیون نامیده می‌شود. نظریه ای که امروزه از آن استفاده می شود بر اساس کار آموسوسف، دلونوکرینف می باشد که به عنوان نظریه که به عنوان نظریه ADK شناخته می‌شوند[۷].

۳- شبیه‌سازی مساله و نتایج آن

برای جلوگیری از تکرار شدن پارامترهای شبیه‌سازی در تمام این بخش، این پارامترها قبل از ارائه نتایج شبیه‌سازی بیان می‌شوند. شبیه‌سازی‌ها با استفاده از کد شبیه‌سازی اسمایلی [۸] که تک بعدی در مکان و سه بعدی در سرعت می‌باشد، انجام شده است. در شبیه‌سازی های انجام شده، پالس لیزر دارای طول موج $\lambda = 1\mu m$ و دامنه میدان

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

الکتریکی بی‌بعد شده $a_0 = 1$ است که $a_0^2 \approx I\lambda_\mu^2 / 1.37\times10^{18}$ می‌باشد. برای تمامی نتایج شبیه‌سازی، پلاسما باپروفایل اولیه پله‌ای و چگالی $n = 0.02\ n_{cr}$ در محدوده $x = [85-220]\mu m$ در نظرگرفته شده است. برای داشتن وضوح و دقت قابل قبول در شبیه‌سازی، در هر طول موج لیزر، ۲۷۰۰۰ سلول شبیه‌سازی که داخل هرکدام ۴۸ ابر ذره وجود دارد قرار دارد. طول مکانی هر سلول شبیه‌سازی در حدود $DX / \lambda_D \approx 0.01$ می‌باشد. شکل پالس لیزر به صورت ذوزنقه‌ای بوده که تابعیت سینوسی دارد. در واقع پالس از سه قسمت خیزش، مسطح و نزول تشکیل شده است.

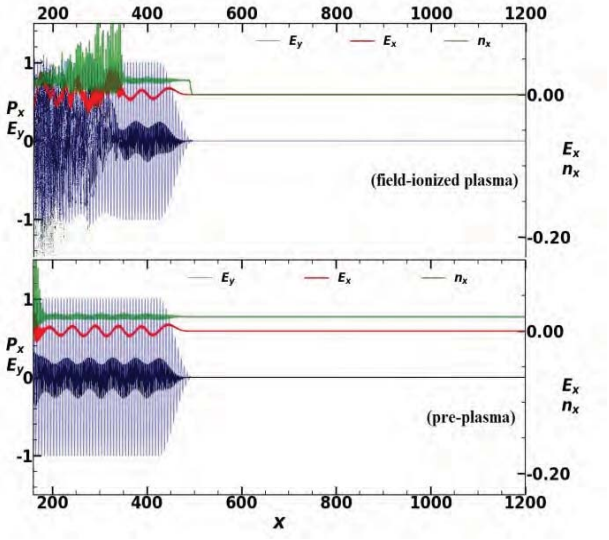
برای شرایط $a_0 << 1$، شرط رخ دادن شکست موج، برابر بودن سرعت فاز موج با سرعت گروه پالس است.در رژیم غیرخطی، رابطه زیر برای انتشار پالس لیزر در یک پلاسمای یکنواخت وکم چگال (چگالی های کمتر از چگالی بحرانی) در نظر گرفته شده است [۹].

$$v_{ph}\big|_{wake} \approx v_{gr}\big|_{pulse} = c\left(1-\omega_{pe}^{\ 2}/\omega^2\right)^{1/2} = c\left(1-n_0/n_{cr}\right)^{1/2} \quad (۱)$$

در واقع هر وقت شرایط بالا مهیا شود موج پلاسمایی می‌شکند. در این صورت مقدار میدان الکتریکی موج پلاسمایی به عنوان آستانه میدان مورد نیاز برای شکست موج معرفی می‌شود. مقدار این آستانه

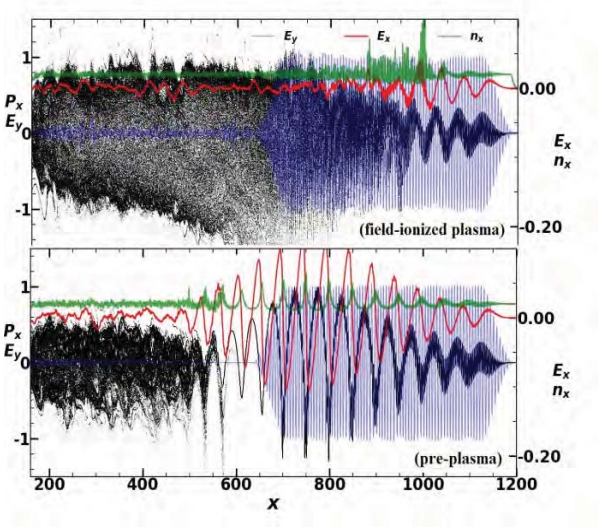
$$E_{wb} = \sqrt{2}\left(\gamma_{ph}-1\right)^{1/2} E_0 \quad (۲)$$

می باشد که در آن $\gamma_{ph} = \left(1-\left(v_{ph}/c\right)^2\right)^{-1/2}$ است [۱۰]. البته در رژیم غیرخطی، شرودر و همکارانش نشان داده‌اند که رابطه (۲)، رابطه تقریبا ضعیفی است [۱۱].آنها دریافته‌اند که سرعت فاز موج پلاسمای غیرخطی تحت تأثیر عوامل مختلف تکامل پالس مانند کاهش پالس، شیب دار شدن پالس و تغییر مکان قرمز پالس است.بنابراین از آنجا که سرعت فاز توسط اثرات تکامل پالس کاهش می‌یابد، شکستن موج می‌تواند در سطح پایین تر از آستانه میدان لازم برای شکست موج که در رابطه (۲) معرفی شده است رخ دهد. در بسیاری از مطالعات مربوط به برهم کنش پالس قوی لیزر با پلاسما، به دلیل اینکه در ابتدای پالس لیزرو قبل از رسیدن بخش اصلی پالس،یونیزاسیون اتفاق می‌افتد، مرحله یونیزاسیون و تشکیل پلاسما در نظر گرفته نمی‌شود. در حالی که در این بررسی‌ها، نشان داده شده است که اثرات پیش پالس و انرژی که صرف یونیزاسیون میدانی می‌شود، نیز می‌تواند بر روی شدت انتشار پالس اصلی، تاثیرگذار باشد. بنابراین برای مشخص شدن اثر یونیزاسیون و نوسانات چگالی، بر روی شکست موج عقبه پلاسمایی تشکیل شده، نمودارهای مربوط به تکانه الکترون‌ها، میدان الکتریکی لیزر، میدان الکتریکی موج پلاسمایی و چگالی الکترون‌ها برای پالس [۴۰، ۲۲۰، ۴۰]در شکل ۱و ۲ به ترتیب برای زمان انتشار (الف) ۱۸۰ فمتو ثانیه و (ب) ۵۵۰ فمتو ثانیه رسم شده‌اند. نکته قابل توجهی که از شکل ۱مشاهده می‌شود، شکستن سریع موج پلاسما در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون در



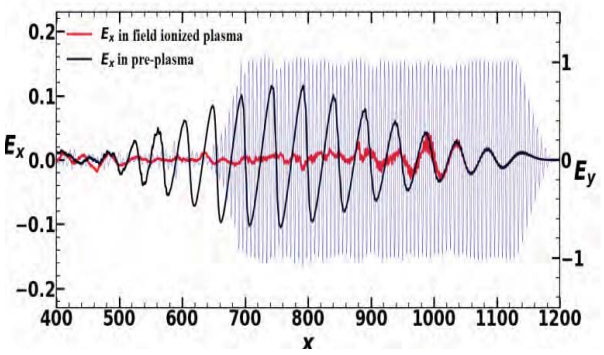
شکل ۱: تکانه الکترون‌ها، میدان الکتریکی لیزر، میدان الکتریکی موج پلاسمایی و چگالی الکترون‌ها در زمان ۱۸۰ فمتو ثانیه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۲: تکانه الکترون‌ها، میدان الکتریکی لیزر، میدان الکتریکی موج پلاسمایی و چگالی الکترون‌ها در زمان ۵۵۰ فمتو ثانیه

مقایسه با پلاسمای پیش فرض است.در زمان ۱۸۰ فمتو ثانیه شاهد شکست موج و به هم ریختگی فضای فاز در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون می‌باشیم در حالیکه در پلاسمای پیش فرض در این زمان اتفاق خاصی رخ نداده است.این مساله می‌تواند به دلیل کاهش سرعت فاز موج پلاسمایی در این شرایط باشد.در پلاسمای ناهمگن (این پلاسمادر اینجا به دلیل یونیزاسیون تشکیل می‌شود) ، عدد موج لانگمیر از طریق رابطه $\partial_t k = -\partial_x \omega$ به زمان بستگی دارد[۱۲].در نتیجه، طول موج لانگمیر نسبتی به زمان بستگی دارد و زمانیکه از مرتبه دامنه سرعت الکترون‌ها شود، شروع به شکستن می‌کند. حتی اگر دامنه موج اولیه، زیر آستانه شکست موج معرفی شده در رابطه (۲) باشد.این سازوکار، به عنوان شکست غیر خطی موج پلاسمایی نامیده می‌شود. به عبارت دیگر می‌توان گفت با توجه به یونیزاسیون میدانی گاز هیدروژن، فاکتورهای تکاملی پالس نقشی اساسی در کاهش سرعت فاز موج و ایجاد شکست سریع دارند که این مساله در توافق کامل با نتایج پیشین بدست آمده می باشد[۱۱]. با افزایش زمان انتشار پالس لیزر به ۵۵۰ فمتو ثانیه، مشاهده می‌شود



شکل ۳: نمودار میدان الکتریکی موج عقبه تشکیل شده در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون و پلاسمای پیش فرض در زمان ۵۵۰ فمتو ثانیه

که در پلاسمای پیش فرض نیز شکست موج رخ داده است. تفاوت بین سازوکارهای رخ داده در این دو محیط در این دو شکل کاملا مشهود است. برای مشاهده اختلاف بین موج پلاسمایی تشکیل شده در این دو محیط در شکل ۳، میدان الکتریکی برای پلاسمای حاصل از یونیزاسیون و پلاسمای پیش فرض برای داده های شکل ۲ نشان داده شده است.

۴- مرجع‌ها

[1] S. Zhang and S. X. Hu, Phys. Rev. Lett. **125,** 105001 (2020).
[2] L. A. Gizzi, et al., Phys. Rev. Research **2**, 033451 (2020).
[3] R. Royle, Y. Sentoku, R. C. Mancini, I. Paraschiv and T. Johzaki, Phys. Rev. E **95**,063203 (2017).
[4] A. I. Akhiezer and R. V. Polovin, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **30**, 915 (1956).
[5] C. D. Decker and W. B. Mori, Phys. Rev. Lett. **72**, 490 (1994).
[6] D. Baue, Physical Review A 55, 2180(1997).
[7] M. V. Ammosov, N. 8. Delone, and V. P. Kraino, Soviet Physics JETP 64, 1191 (1987).
[8] J. Derouillat, et al. Comput. Phys. Commun. **222**, 351 (2018).
[9] E. Esarey and M. Pilloff, Phys. Plasmas **2**, 1432 (1995).
[10] C. B. Schroeder, E. Esarey and B. A. Shadwick, Phys. Rev. E **72**, R055401 (2005).
[11]C. B. Schroeder, C. Benedetti, E. Esarey and W. P. Leemans, Phys. Rev. Lett. **106**,135002 (2011).
[12] S. Bulanov, N. Naumova, F. Pegoraro and J. Sakai, Phys. Rev. E **58**, R5257 (1998).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک
ایران، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان، ایران، ۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۳-۱۵۷۷-۱۰-A

شبیه‌سازی تأثیرضخامت پوشش جاذب بر قدرت عمق نفوذ موج شوک در فرآیند شوک‌دهی لیزری ماده Ti-6Al-4V

دکتر جواد خلیل‌زاده، محمد سعید قهرمانی*

گروه فوتونیک، دانشگاه امام حسین، تهران، ایران

jkhalil@ihu.ac.ir , m_ghahramani3035@yahoo.com*

چکیده –ماده Ti-6Al-4V به دلیل چگالی پایین، مقاومت بالا در برابر خوردگی، سازگاری بیولوژیکی خوب و نسبت مقاومت بـه وزن زیاد فلز بسیار جذابی برای صنایع مختلف هستند. ازاین‌رو تحقیقات زیادی با هدف بهبود ویژگی‌های سـطح و خـواص مکـانیکی-Ti 6Al-4V صورت گرفته است. یکی از عوامل بسیار مهم در فرآیند شوک‌دهی لیزری تعیین ضخامت پوشـش جـاذب اسـت. انتخـاب ضخامت کم پوشش جاذب باعث آسیبرسیدن به سطح ماده و انتخاب ضخامت زیاد آن باعث کاهش عمق نفوذ موج شوک درون ماده می‌شود. در این پژوهش اثر پوشش جاذب را بر روی فرآیند شوک‌دهی لیزری Ti-6Al-4Vبررسی و ضخامت بهینه پوشش جـاذب در این فرآیند ۰.۳ میلیمتر محاسبه شد. نتایج این پژوهش می‌تواند در زمینه بهینه‌سازی شوک‌دهی لیزری ماده Ti-6Al-4V در صـنعت مورد استفاده قرار گیرد.

کلیدواژه- شوک‌دهی لیزری، پوشش جاذب، آثار حرارتی، شبیه‌سازی

Simulation of the effect of adsorbent coating thickness on shock wave penetration depth in Ti-6Al-4V laser shock process

Dr. JavadKhalilzadeh, Mohammad Saeed Ghahremani

Department of Photonics, Imam Hossain University, Tehran, Iran

Abstract- Ti-6Al-4V is a very attractive metal for various industriesdue to its low density, high corrosion resistance, good biological compatibility and high weight resistance ratio. Therefore, much research has been done to improve the surface properties and mechanical properties of Ti-6Al-4V. One of the most important factors in the laser shocking process is determining the thickness of the adsorbent coating.Selecting the low thickness of the adsorbent coating will damage the surface of the material and selecting its high thickness will reduce the depth of shock wave penetration into the material. In this study, the effect of adsorbent coating on Ti-6Al-4V laser shocking process was investigated and the optimal thickness of adsorbent coating in this process was calculated to be 0.3 mm. The results of this study can be used in the field of optimization of Ti-6Al-4V laser shock in industry.

Keywords: Laser shock, adsorbent coating, thermal effects, simulation

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

تیتانیوم و آلیاژهای آن به دلیل چگالی پایین، مقاومت بالا در برابر خوردگی، سازگاری بیولوژیکی خوب و نسبت مقاومت به وزن زیاد فلزات بسیار جذابی برای صنایع مختلف هستند[۱]. یکی از آلیاژهای پرکاربرد و متداول فلز تیتانیوم Ti-6Al-4V است. از این رو تحقیقات زیادی با هدف بهبود ویژگی‌های سطح و خواص مکانیکی Ti-6Al-4Vآن صورت گرفته است[۲].

در گذشته روش‌های مختلفی برای بهبود ویژگی‌های سطحی ماده مانند سختی سازی سطحی[۳]، روکش‌دهی[۴]، پاشش حرارتی[۵] و پاشش پلاسما[۶] استفاده می‌شد. پس از آن از شوک‌دهی لیزری به عنوان یک روش جدید توسط عسکریون و همکارانش مطرح شد[۷]. روش شوک‌دهی لیزری مقدار تنش فشاری بیشتری در ماده ایجاد می‌کند که این موضوع باعث افزایش چشم‌گیری خواص مواد نسبت به دیگر روش‌ها و در عین حال آسیب کمتر به ماده می‌شود. فابرو و همکارانش این موضوع را با مقایسه روش فوق با روش ساچمه زنی اثبت کردند[۸]. پس از آن در سال ۲۰۱۲توماس و همکارانش با شوک‌دهی لیزری آلیاژ تیتانیوم باعث بهبود ۱۰ درصدی مقاومت خستگی این ماده شدند و این روش را به‌عنوان یک روش مؤثر به دنیا معرفی کردند[۹].

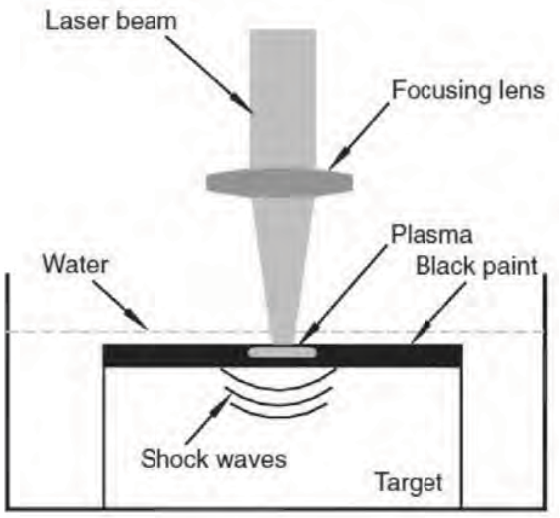
یکی از عوامل بسیار مهم در فرآیند شوک‌دهی لیزری قرار دادن پوشش برای ماده است. این کار برای افزایش جذب لیزر و درنتیجه افزایش قدرت موج شوک و جلوگیری از آسیب رسیدن به ماده انجام می‌شود. گونزالس و همکارانش این موضوع را درسال ۲۰۰۶ به اثبات رساندند [۱۰]. همچنین استفاده از پوشش جاذب باعث می‌شود فرآیند درون ماده از ترمودینامیک به مکانیک انتقال یابد و بررسی آن آسان‌تر شود.

در این پژوهش ما اثر پوشش جاذب را بر روی فرآیند شوک‌دهی لیزری Ti-6Al-4Vبررسی کردیم. در این بررسی اثر ضخامت ماده بر روی میزان قدرت موج شوک در فرآیند شوک‌دهی لیزری ماده Ti-6Al-4Vمورد بررسی قرار گرفت. برای فرآیند شبیه‌سازی از نرم‌افزارAbaqusو روش تابع گرین استفاده شد و ضخامت بهینه برای این فرآیند محاسبه شد. نتایج این پژوهش می‌تواند در زمینه بهینه‌سازی شوک‌دهی لیزری ماده Ti-6Al-4Vدر صنعت مورد استفاده قرار گرید.

شوک‌دهی لیزری

شوک‌دهی لیزری روشی است که بر پایه ایجاد موج شوک لیزری کار می‌کند و اولین بار توسط عسکریون در سال ۱۹۶۳ در آمریکا پایه‌گذاری شد. در این روش افزایش انرژی ناگهانی در یک حجم کوچک باعث ایجاد پلاسما می‌شود. ذرات پلاسما به‌صورت انفجاری از سطح ماده جدا شوند و ایجاد یک موج شوک می‌کنند. این موج شوک که یک موج آکوستیکی با فشار بالا است، در ماده نفوذ می‌کند و باعث از بین رفتن فضای خالی میان اتم‌ها و افزایش چگالی و درنهایت باعث بهبود خواص مکانیکی، بهبود فرسایش سطح، افزایش طول عمر خستگی، افزایش استحکام مواد و افزایش مقاومت در برابر خوردگی ماده می‌شود. شکل زیر به‌صورت شماتیک اجزاء مختلف این روش را نشان می‌دهد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

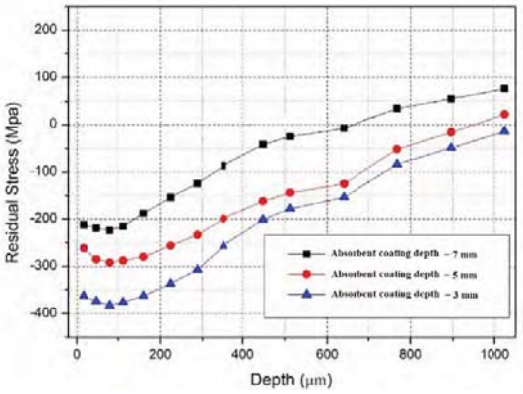


شکل ۱– شماتیک اجزاء مختلف فرآیند شوک‌دهی لیزری

یکی از قسمت‌های مهم در فرآیند شوک‌دهی لیزری پوشش جاذب است. این پوشش برای جلوگیری از آسیب‌های سطحی ناشی از باریکه لیزر و افزایش جذب باریکه لیزر روی ماده قرار استفاده می‌شود. به‌طور معمول از موادی مانند الومنیوم، مس و پوشش‌های عالی استفاده می‌شود. جنس پوشش جاذب باید به‌گونه‌ای باشد که در طول موج لیزر بیشترین جذب را داشته باشد تا بتوان پلاسمای قوی‌تر و درنتیجه موج شوک قوی‌تری ایجاد کرد. پارامتر تأثیرگذار دیگر در انتخاب پوشش جاذب ضخامت آن است. انتخاب ضخامت کم این پوشش باعث آسیب رسیدن به سطح ماده و انتخاب ضخامت زیاد آن باعث کاهش عمق نفوذ موج شوک درون ماده می‌شود.

بررسی ضخامت پوشش جاذب در فرآیند شوک‌دهی

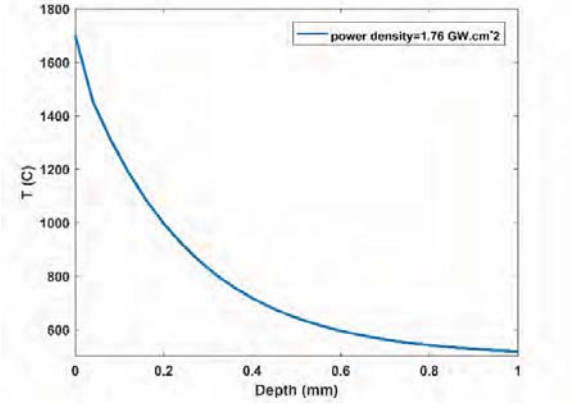
با استفاده از نرم‌افزار Abaqus فرآیند شوک‌دهی لیزری برای ضخامت‌های مختلف شبیه‌سازی شد. در این شبیه‌سازی منبع انرژی لیزر ND:YAG با عرض پالس ۱۰ نانوثانیه، انرژی ۵ ژول و شعاع باریکه ۳ میلی‌متر درنظر گرفته شد. نتیجه به‌دست‌آمده بیان می‌کند که ضخامت کمتر باعث افزایش قدرت موج شده می‌شود. شکل زیر نمودار تغییرات فشار در راستای عمق ماده را در ضخامت‌های مختلف را نشان می‌دهد.



شکل ۲– نمودار تغییرات فشار در راستای عمق ماده Ti-6Al-4V

همان‌طور که در شکل مشخص است با کاهش میزان ضخامت ماده می‌توان انتظار موج شوک قوی‌تری را داشت. نکته دیگر که باید در کاهش ضخامت به آن توجه کرد آسیب‌های حرارتی ناشی از لیزر است. انتخاب پوشش جاذب با ضخامت کم باعث انتقال حرارت به ماده و در نتیجه ایجاد آسیب حرارتی سطح ماده می‌شود. به همین علت باید یک حالت بهینه را انتخاب کرد. حالت بهینه انتخاب ضخامتی از است که از آسیب حرارتی سطح ماده جلوگیری کند و همچنین در فرآیند انتقال موج شوک کمترین اتلاف را داشته باشد. برای این منظور باید فرآیند برهمکنش حرارتی لیزر و ماده را شبیه‌سازی کرد تا بتوان ضخامت مناسب را بدست آورد. فرآیند برهمکنش حرارتی لیزر و پوشش جاذب (ماده گرافن) به کمک روش تابع گرین شبیه‌سازی شد و تغییرات دما در راستای عمق ماده بدست آمد [۱۱].نتیجه این شبیه‌سازی به صورت زیر است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۳– نمودار تغییرات دما در راستای عمق پوشش جاذب (گرافن)

مطابق شکل و با توجه به دمای نرم شدگی تیتانیوم (۹۰۰ درجه سانتی گراد) انتخاب پوشش جاذب با ضخامت کمتر از ۰.۳ میلی‌متر باعث آسیب رسیدن (آسیب کندگی و حرارتی ناشی از پلاسما) به سطح ماده می‌شود. درنتیجه ضخامت مناسب برای پوشش جاذب۰.۳ میلی‌متر است.

نتایج بررسی

در انتخاب پوشش جاذب در فرآیند شوک‌دهی لیزری نوع پوشش باتوجه به طول‌موج لیزر به کار گرفته‌شده انتخاب می‌شود. این پوشش باید در طول‌موجموردنظر بیشترین جذب را داشته باشد تا بتواند پلاسمای با قدرت بیشتری تولید کند. در طول موج ۱۰۶۴ (لیزر ND:YAG) بهترین پوشش جاذب برای شوک‌دهی لیزری ماده گرافن است. گرافن علاوه بر جذب بسیار خوب در این طول‌موج، دمای ذوب (دمای ذوب ۳۶۰۰ درجه سانتی گراد) بالای دارد که امکان استفاده از لیزرهای با انرژی بالا را فراهم شود.

یکی از موارد بسیار مهم در شوک‌دهی لیزری انتخاب ضخامت مناسب پوشش جاذب است. ضخامت کم پوشش باعث آسیب رسیدن به سطح ماده و ضخامت زیاد آن باعث کاهش عمق نفوذ موج شوک درون ماده می‌شود. بنابراین باید قبل از انجام فرآیند شوک‌دهی لیزری با انجام شبیه‌سازی ضخامت مناسب را محاسبه کرد. برای ماده Ti-6Al-4Vدر طول‌موج لیزر مناسب‌ترین ضخامت در حد چند دهم میلی‌متر است.

مرجع‌ها

[1] Biomaterials 26 (2005) 5153–5157. M. Frede, R. Wilhelm, D. Kracht, “250 W end-pumped Nd:YAG laser with direct pumping into the upper laser level”,Opt. Lett., Vol. 31, No. 6, pp. 3618-3619, 2006.

[2] A. King, A. Steuwer, C. Woodward, P.J. Withers, Effects of fatigue and fretting on residual stresses introduced by laser shock peening, Mater. Sci. Eng. A 435 (2006) 12–18

[3] HeydarzadehSohi M, Ebrahimi M, Ghasemi HM, Shahripour A. Microstructural study of surface meltedand chromium surface alloyed ductile iron. Appl Surf Sci 2012;258(19):7348–53.

[4] Vamsi Krishna B, Misra VN, Mukherjee PS, Sharma P. Microstructure and properties of flame sprayed tungsten carbide coatings. Int J Refractory Metals Hard Material 2002;20(5–6):355–74.

[5] Hua G, Huang Y, Zhao J, Wang L, Tian Z, Zhang J, Zhang Y. Plasma-sprayed ceramic coating by lasercladding of Al2O3 nano-particles. J Nonferrous Metals 2004;14:199–203.

[6] Alabeedi KF, Abboud JH, Benyounis KY. Microstructure and erosion resistance enhancement ofnodular cast iron by laser melting. Wear 2009;266(9–10):925–33 2009.

[7] G. Askaryon and E. Morez, JETP Lett, 16(1963)1638.

[8] Fabbro R, Peyre P, Berthe L, Scherpereel X. Physics and applications of laser-shock processing. J Laser Appl 1998;10(265):265–79

[9] Thomas M, Jackson M. The role of temperature and alloy chemistry on subsurface deformation mechanisms during shot peening of titanium alloys. Scr Mater 2012;66(12):1065–8.

[10] Rubio-González, C., Gomez-Rosas, G., Ocaña, J. L., Molpeceres, C., Banderas, A., Porro, J., & Morales, M. (2006). Effect of an absorbent overlay on the residual stress field induced by laser shock processing on aluminum samples. Applied Surface Science, 252(18), 6201-6205.

[11] Ghahramani, M. S., Khalilzadeh, J., Karimi, M. R., &Siahvashi, N. (2020). Introducing a novel Green’s function-based method for laser and matter thermal interaction. Laser Physics, 30(7), 076001.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۱۹۵۴-۱۰-A

بررسی خواص اپتیکی نانوذرات نورتاب CdS، CdS:Sn و CdS:Al تولیدشده با روش برهمکنش پلاسما-مایع

مهدی شریعت

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه ولی‌عصر(عج)، رفسنجان، m.shariat@vru.ac.ir

چکیده - در این پژوهش خواص اپتیکی از جمله نورتابی و جذب نقاط کوانتمی کادمیوم سولفید (CdS) خالص و کادمیوم سولفید آلاییده شده به قلع وآلومینیوم مورد بررسی قرار گرفت. این نانوساختارها با روش برهمکنش پلاسما با مایع در دمای اتاق تولید شده‌اند. با استفاده از آنالیزهای فوتولومینسانس (PL)، جذب (UV-Vis) و میکروسکوپ الکترونی روبشی گسیل میدانی مشخصات اپتیکی و ریخت‌شناسی نانو مواد تولیدشده با پلاسما بررسی شد. دریافت شد که نانو ساختارهای CdS آلاینده شده به مقدار مشخصی از ناخالصی آلومینیوم و قلع به‌مراتب نورتابی بهتری دارند و همچنین نانو ساختارهای تولیدشده با روش پلاسما با این در صد ناخالصی کمترین لبه جذب را دارند.

.کلید واژه- نقاط کوانتمی ، فوتولومینسانس ، کادمیوم سولفید ، برهمکنش پلاسما با مایع

Investigation of optical properties of CdS, CdS:Sn and CdS:Al nanoparticles produced by plasma-liquid interactions

Mahdi Shariat

Department of Physics, Faculty of Science, Vali-e-Asr University of Rafsanjan, Iran

Abstract- In this work, optical properties of Undoped, doped Sn and doped Al CdS quantum dots (QDs) were studied. These nanostructures successfully prepared with plasma-liquid interactions (PLI) in room temperature. The fabricated CdS, CdS:Sn and CdS:Al QDs were characterized by field emission scanning electron microscopy(FESEM), photoluminescence (PL) and UV-Vis absorption spectroscopy. Increasing the Sn and Al concentration, PL analysis confirmed that the optimal PL intensity took place at 0.75% and 1% concentration, respectively. In these impurity concentrations, the absorption edge both is moved to its maximum red shift comparing with undoped CdS QDs, henceforth absorption spectra are blue shifted.

Keywords: quantum dots, photoluminescence, CdS, plasma-liquid interactions

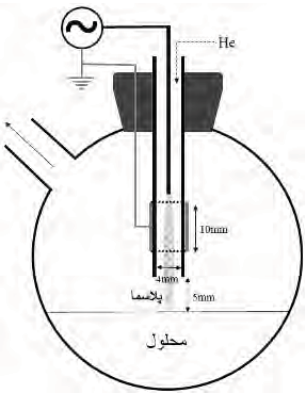
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

نیم‌رساناها با دارا بودن پهنای گاف انرژی بین ۰.۵ تا ۳ev مواد ایده‌الی برای استفاده در زمینه‌های مختلف اپتیک می‌باشند. کادمیوم سولفید (CdS) یکی از مهم‌ترین نیم‌رساناهای گروه II-VI است و دارای پهنای گاف مستقیم در حدود ۲.۴۲ev در دمای اتاق می‌باشد. نانومواد CdS به دلیل خواص الکتریکی و اپتیکی منحصر به فرد شانبه طور گسترده در حسگرهای نوری، دستگاه‌های الکتریکی نور تاب، سلول‌های خورشیدی و دیودهای نور گسیل مورد استفاده قرار می‌گیرد.[۱-۲] وارد کردن یک سری ناخالصی‌های فلزی از جمله قلع و آلومینیوم در نانوذرات نیم‌رسانایCdS باعث بهبود خواص اپتیکی این نانوذرات می‌شود. در سال‌های اخیر از روش برهمکنش پلاسما با مایع (PLI) برای سنتز نانومواد رسانا و نیم‌رسانا استفاده شده است. [۳] در این روش پلاسما درتماس با مایع قرار می‌گیرد. و گونه‌های فعال پلاسما واکنش‌های داخل مایع را برای تشکیل نانوساختارها مورد نظر پیش می‌برد. در این کار، نانو مواد نورتاب شامل کادمیوم سولفید، کادمیوم سولفید آلاییده شده با قلع (CdS:Sn) و کادمیوم سولفید آلاییده شده با آلومینیوم (CdS:Al) با روش PLI تولید شد. و مشخصات اپتیکی آنها بررسی شد.

مواد و روش کار

شکل ۱، راکتور پلاسمایی که شامل جت پلاسمایی غیرحرارتی، منبع تغذیه و محفظه محلول پیش ماده است را نشان می‌دهد. جت پلاسمایی از دو الکترود و یک لوله کوارتزتشکیل می‌شود. الکترود ولتاژ، یک میله استیل با قطر ۱mm که در مرکز لوله کوارتز قرار دارد، می‌باشد. در نزدیک انتهای لوله یک نوار مسی به عرض ۱۰ mm به‌عنوان الکترود گراند، آن را احاطه می‌کند. یک منبع تغذیه AC با فرکانس ۱۸ kHz و ولتاژ ۶kV جت پلاسما را تغذیه می‌کند. از گاز هلیوم با نرخ شار ۲SLPM برای تولید پلاسما در فشار اتمسفری استفاده می‌شود. این جت در محفظه شیشه‌ای همراه با محلول به طوری قرار می‌گیرد که پلاسما در تماس با سطح محلول باشد. این محلول آبکی شامل ۳۵mgr از$CdSO_4$،۱۲۸mgrاز $Na_2S_2O_3$، ۱۰۰۰ lμ تری‌گلیکولیکاسید(TGA)، ۲۰ cc آب دیونیزه و غلظت‌های مختلف $SnCl_4$یا$Al(NO_3)_3$ به عنوان ناخالصی می‌باشد. این غلظت‌ها مختلف از درصد وزنی مختلف پیش ماده ناخالصی به منبع کادمیوم$CdSO_4$ حاصل می‌شود. در کار قبلی نانو ذرات خالص CdS به تنهایی در مدت زمان‌ها مختلف تولید شد و مشاهده شد که نانو ذرات تولید شده در زمان پلاسماتابی ۴۰ دقیقه بیشترین نورتابی را دارند و همچنین با استفاده از دوربین مادون قرمز دمای محلول بعد از ۴۰ دقیقه پلاسما تابی ۳۰ °C(نزدیک دمای اتاق) اندازه گیری شد[۳]. بنابراین در پژوهش حاضر از این زمان بهینه برای تمام نمونه‌ها استفاده شد. تصویربرداری میکروسکوپ الکترونیروبشی گسیل میدانی(FESEM) با دستگاه MIRA3 TESCNصورت می‌گیرد. و آنالیز فوتولومینسانس(PL) نانو ذرات تحریک شده با نور طول‌موج۲۵۴nm و جذب UV-Visآنها با طیف نگار AvaSpec-2048 TEC انجام شد.



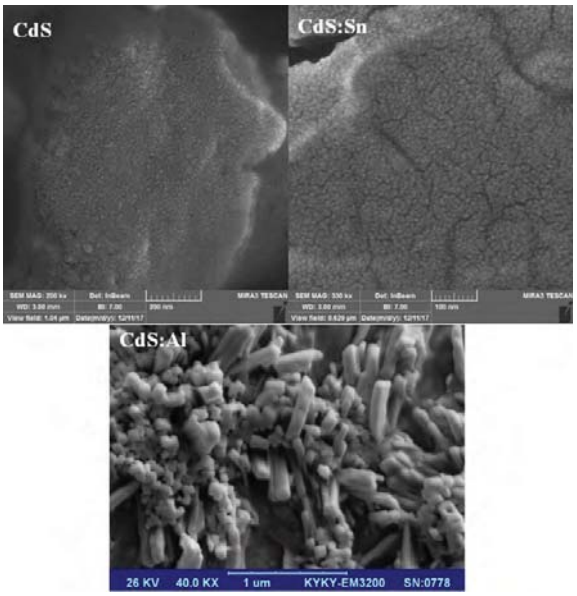
شکل۱: راکتور پلاسمایی

بحث و نتایج

شکل ۲ تصاویرFESEM از نانو مواد کادمیوم سولفید خالص و آلاییده شده به قلع (۰/۷۵٪) و آلومینیوم (۱٪) در

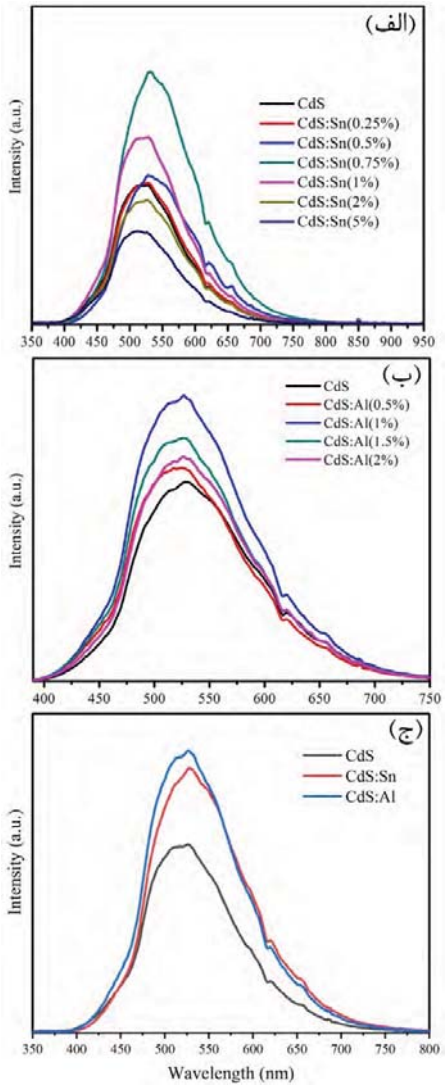
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

غلظت بهینه را نشان می‌دهد. همان‌طور که مشهود است ساختارهای تولیدشده با روش PLI نانومتر هستند. و همچنین مشاهده می‌شود نانو ذراتCdSو CdS:Sn سنتز شده با پلاسما تقریباً کروی شکل هستند. اما تصویر مربوط به CdS:Alتولیدشده با پلاسما ساختارهای نانو میله‌ای را نشان می‌دهند. که این بیان کننده این مطلب است که ناخالصی می‌تواند ساختار مواد تولیدشده در روش PLIرا تغییر دهد.



شکل۲: آنالیز FESEM از نانو ساختارهای تولیدشده با پلاسما

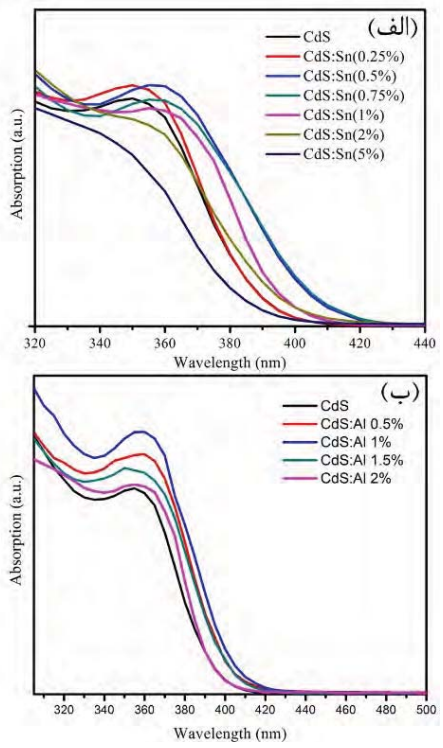
نانوذرات تولیدشده با پلاسما توسط غلظت‌های مختلفی از ناخالصی قلع و آلومینیوم آلاییده شده‌اند. همان‌طور که در شکل ۳ مشاهده می‌شود طیف نورتابی این نانوساختارها شامل طیف گسترده در محدوده نور مرئی از ۴۰۰ تا ۷۵۰ nm می‌باشد.این طیف گسترده ممکن است ناشی از نقص‌ها، تله‌های سطحی و یا جای خالی گوگرد باشد. همچنین شدت طیفPLقویاً تحت تأثیر افزایش مقدار ماده ناخالصی قرار دارد. شدت طیفPL نمونه‌های تهیه شده با PLI برای هر دو ناخالصی قلع و آلومینیوم تا درصد مشخص، به ترتیب٪۰٫۷۵ و ۱٪ افزایش می یابد. و با افزایش ناخالصی از این مقدار مشخص، نورتابی کاهش می‌یابد که این کاهش می‌تواند مربوط به افزایش تله‌های غیر تابشی باشد. علاوه بر این مشاهده می‌شود که با افزایش غلظت ناخالصی‌ها مکان قله‌ها کمی تغییر می‌کند که این نشان‌دهنده ماهیت استوکیومتری نقاط کوانتومی ناخالصی‌ها است که بر حضور یون‌های ناخالصی بر ساختار شبکه CdSتأکید دارد. علاوه بر این، مشاهده می‌شود که تاثیر ناخالصی فلز آلومینیوم نسبت به قلع بر نورتابی نانومواد CdS بیشتر است (شکل ۳ج).



شکل۳: طیف نورتابی نانو مواد (الف) CdS:Sn ، (ب) CdS:Al و (ج) مقایسه آنها

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

شکل ۴ طیف جذب نانوذرات CdS آلاییده شده با درصدهای مختلف از ناخالصی‌های قلع و آلومینیوم را نشان می‌دهد. در ابتدا با افزایش غلظت هر دو ناخالصی قلع و آلومینیوم تا مقدار بهینه،لبه جذب به سمت طول‌موج‌های قرمز جابه‌جامی‌شود. این می‌تواند مربوط به رشد نقاط کوانتومی با افزایش غلظت ناخالصی باشد. سپس برای غلظت‌های ناخالصی بیش از مقدار بهینه جذب نانو ذرات به‌تدریج به سمت طول‌موج‌های آبی جابه‌جامی‌شود. این حقیقت می‌تواند ناشی از عناصر ناخالصی باشد که معمولاً منجر به افزایش غلظت الکترون آزاد می‌شود. و نشان می‌دهد که یون‌های ناخالصی Sn^{+4}و Al^{+3}به‌جای یون‌های کاتیون Cd^{+2}جایگزین شده است.



شکل۴: طیف جذب نانو ساختار (الف) CdS:Sn و (ب) CdS:Al

نتیجه‌گیری

با روش تزریق پلاسما در مایع نانو ذرات نورتاب کادمیوم سولفید خالص، کادمیوم سولفید آلاییده شده با قلع و نانو میله‌های CdS:Al در دمای اتاق سنتز شد. با بررسی مشخصه نورتابی نانو ساختارهای تولیدشده دریافت می‌شود که وجود درصد مشخصی از ناخالصی‌های فلزی قلع (۰٫۷۵٪) و آلومینیوم (۱٪) می‌تواند شدت نورتابی را افزایش دهد. حضور این ناخالصی‌ها در ساختار CdS لبه جذب این ترکیب را به‌شدت تغییر می‌دهد.

سپاسگزاری

این کار با پشتیبانی همکاران جناب آقای دکتر مسعود کریمی‌پور و دکتر مهدی ملایی و خانم ریحانه شیدا در پژوهشکده نانو دانشگاه ولی‌عصر (عج) رفسنجان انجام شد.

مرجع‌ها

[1] Alivisatos, A.P., Semiconductor clusters, nanocrystals, and quantum dots. science, 1996. 271(5251): p. 933-937

[2] Kortshagen, U., Nonthermal plasma synthesis of semiconductor nanocrystals. Journal of Physics D: Applied Physics, 2009. 42(11): p. 113001

[3] Shariat, M., M. Karimipour, and M. Molaei, Synthesis of CdS QuantumDots Using Direct Plasma Injection in Liquid Phase. Plasma Chemistryand Plasma Processing, 2017. 37(4): p. 1133-1147.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۴-۱۹۱۷-۱۰-A

بررسی جذب رزونانس موج الکترومغناطیسی درپلاسمای گرم ناهمگن

رضا خونیکی، رضا فلاح، حسین دلشاد

گروه فیریک دانشگاه بیرجند

چکیده –در این مقاله به بررسی جذب رزونانسی ناشی از انتشار مایل موج الکترومغناطیسی با قطبش p در پلاسمای گرم ناهمگن پرداخته می‌شود.با استفاده از معادلات ماکسول، معادله‌های میدان الکتریکی و مغناطیسی موج انتشاری در پلاسما بدست آورده شد. با تفکیک میدان الکتریکی موج به دو بخش عرضی و طولی، توزیع میدان‌ها در سه ناحیه و نرخ جذب رسم گردید. نتایج نشان می‌دهند که جذب رزونانس در زاویه‌ای خاص به مقدار بیشینه خود می‌رسد و با تغییر ویژگی‌های پلاسما و باریکه لیزر، این زاویه تغییر می‌کند. همچنین نتایج نشان می‌دهند که افزایش دما باعث افزایش نرخ جذب شده و ناهمگنی پلاسما نیز توزیع میدان‌های الکترومغناطیسی، ضریب جذب و سطح بحرانی را تغییر می‌دهد.

کلید واژه- برهمکنش لیزر با پلاسما،جذب رزونانس، پلاسمای گرم، موج الکترومغناطیسی، پلاسمای ناهمگن

Investigation of resonance absorption of electromagnetic wave in inhomogeneouswarm plasma

Reza Khuniki, Reza Fallah, HosseinDelshad

Department of physics, University of Birjand, Iran

Abstract- In this paper, the resonance absorption due to the propagation of the electromagnetic wave with p-polarization in inhomogeneous warm plasma is investigated. Using Maxwell's equations, the electric field and magnetic field equations in the plasma were obtained. By separating the electric field of the wave into two parts, transverse and longitudinal, the distribution of the fields in three regions and the absorption rate curve were plotted. The results show that the resonance absorption reaches its maximum value at a certain angle and this angle changes with the change of plasma and laser beam properties. The results also show that increasing the temperature, increases the adsorption rate and plasma inhomogeneity also changes the distribution of electromagnetic fields and the absorption coefficient.

Keywords: Laser plasma interaction, Resonance absorption, Warm plasma, Electromagnetic wave, inhomogeneous plasma

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

فرود مایل و انتشار موج الکترومغناطیسی با قطبش Pدر پلاسما منجر به وقوع پدیده جذب رزونانس در نزدیکی سطح بحرانی شده که در آن، فرکانس موج فرودی با فرکانس الکترونی پلاسما برابر است، می‌شود. با تفکیک میدان الکتریکی موج انتشاری به یک جزء الکترومغناطیسی و یک جزء الکترواستاتیکی، فیزیک جذب رزونانس می‌تواند به طور واضح‌تری مورد تحلیل قرار گیرد.از کاربردهای مهم جذب رزونانس که در برهمکنش لیزر با پلاسما صورت می‌گیرد، به همجوشی هسته‌ای به روش محصور سازی لختی [۱] و شتاب دادن ذرات پلاسما [۲] می‌توان اشارهکرد. امواج پلاسمایی ایجاد شده توسط فرآیند جذب رزونانسی سبب گرم شدن پلاسما و در نتیجه، افزایش دمای الکترون‌ها می‌گردد. یک زمینه‌ی جالب دیگر این فرآیند، استفاده در تولید هارمونیک‌های مرتبه بالا در پلاسما است[۳] ، [۴].

معادلات اساسی

موج الکترومغناطیسی را که با قطبش P به طور مایل و با زاویه θ_0 به پلاسمایی گرم با چگالی ناهمگن $n_e(z)$ برخورد کرده و درآن منتشر می‌شود، را در نظر می‌گیریم. میدان الکتریکی موج را در صفحه x,z و میدان مغناطیسی آن را در جهت yو به صورت زیر در نظر می-گیریم.

$$B_y(x,z,t) = B_y(z)e^{i\omega_0 t + ik_0 x \sin\theta_0} \qquad (۱)$$

$$E_{x,z}(x,z,t) = E_x(z)e^{i\omega_0 t + ik_0 x \sin\theta_0} + E_z(z)e^{i\omega_0 t + ik_0 x \sin\theta_0} \qquad (۲)$$

برای بررسی رفتار موج در پلاسما، می‌توان معادلات میدان الکتریکی و مغناطیسی موج انتشاری را با استفاده از معادلات ماکسول زیر (قانون آمپر و فارادی) بدست آورد.

$$\vec{\nabla}\times\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \qquad (۳)$$

$$\vec{\nabla}\times\vec{B} = \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \qquad (۴)$$

به طوری که، $\vec{D} = \varepsilon\vec{E}$ بردار جابجای الکتریکی و ε تابع دی الکتریک پلاسما و وابسته به z می‌باشد. با گرفتن کرل از رابطه (۴) و استفاده از رابطه (۳)، و درنظر گرفتن $\vec{\nabla}\times\varphi\vec{F} = \varphi\vec{\nabla}\times\vec{F} + (\vec{\nabla}\varphi)\times\vec{F}$ می‌توان معادله موج میدان مغناطیسی موج انتشاری در پلاسما را به صورت رابطه زیر بدست آورد

$$\nabla^2\vec{B} + \varepsilon\left(\frac{\omega_0}{c}\right)^2\vec{B} + \frac{\vec{\nabla}\varepsilon}{\varepsilon}\times\left[\vec{\nabla}\times\vec{B}\right] = 0 \qquad (۵)$$

با درنظر گرفتن وابستگی مکانی$\vec{B}$و ε، معادله موج برای میدان مغناطیسی به صورت زیر بدست می‌آید.

$$\frac{d^2B_y(z)}{dz^2} - \frac{1}{\varepsilon}\frac{d\varepsilon}{dz}\frac{dB_y(z)}{dz} + k_0^2(\varepsilon - \sin^2\theta_0)B_y(z) = 0 \qquad (۶)$$

می‌توان معادله میدان الکتریکی موج را نیز به صورت زیر بدست آورد.

$$\nabla^2\vec{E} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla}.\vec{E}) + \left(\frac{\omega_0}{c}\right)^2\varepsilon\vec{E} = 0 \qquad (۷)$$

برای محاسبه مؤلفه‌ی z میدان الکتریکی موج انتشاری، با قرار دادن رابطه (۲) در رابطه (۷) خواهیم داشت

$$E_z(z) = \frac{1}{\varepsilon}B_y(z)\sin\theta_0 \qquad (۸)$$

چون E_z تنها مؤلفه‌ی میدان الکتریکی عمود بر پلاسما است بنابراین تنها همین مؤلفه در فرآیند جذب تأثیرگذار می‌باشد. برای بررسی بهتر فرآیند جذب، میدان الکتریکی را به دو بخش طولی و عرضی مطابق زیر تقسیم می‌نماییم

$$E_z = E_{zt} + E_{zl} \qquad (۹)$$

که در آن، $E_{zt} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}_z}{\partial t}$ مؤلفه‌ی میدان الکترومغناطیسی وابسته به موج الکترومغناطیسی و $E_{zl} = -\frac{\partial\varphi}{\partial z}$ مؤلفه‌ی الکترواستاتیکی وابسته به موج

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

الکترونی پلاسما می‌باشد. $\vec{A}_z$ و φ به ترتیب، پتانسیل برداری و اسکالر می‌باشند. از طرفی دیگر E_{zt} غالب است زیرا این مولفه‌ی میدان الکتریکی می‌تواند با بخش زیادی از موج پلاسمایی تا رسیدن به نقطه بازگشتی رزونانسی مقابله نماید [۵]. اکنون با استفاده از رابطه (۲) و جایگذاری آن در رابطه (۷)، رابطه زیر بدست می‌آید

$$\frac{d^2E_z(x,z)}{dz^2}+\frac{d^2E_z(x,z)}{dx^2}+k_0^2B_y(z)\sin\theta_0=0 \quad (۱۰)$$

با توجه به اینکه E_{zt} غالب است، رابطه زیر برقرار است

$$\frac{d^2E_{zt}}{dz^2}-E_{zt}k_0^2\sin^2\theta_0=-k_0^2B_y(z)\sin\theta_0 \quad (۱۱)$$

با محاسبه میدان‌ها، می‌توان نرخ جذب را در انتشار موج الکترومغناطیسی در پلاسما با کمک رابطه زیر محاسبه کرد

$$f_{RA}=\frac{\upsilon}{8\pi I_L}\int_{-\infty}^{+\infty}|E_{zl}|^2dz \quad (۱۲)$$

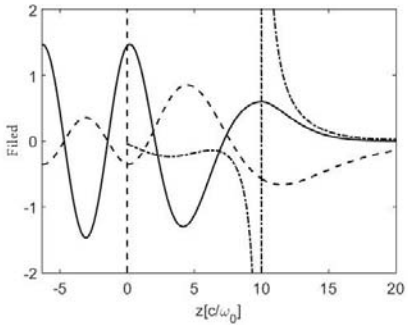
در این رابطه I_L و υ به ترتیب شدت لیزر و نرخ برخورد هستند. همانطور که این رابطه بیان می‌کند نرخ جذب وابستگی به نوسانات میدان طولی E_{zl}در پلاسما دارد.

محاسبات عددی

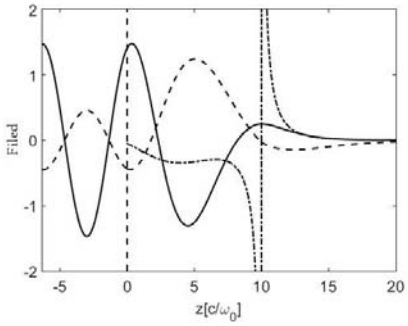
تابع دی الکتریک برای پلاسمای ناهمگن گرم برخوردی در حالت غیرنسبیتی با در نظر گرفتن شرط $1 \gg \frac{T_e}{m_ec^2}$، به صورت زیر بیان می‌شود [۶].

$$\varepsilon=1-\frac{\omega_p^2(z)/\omega^2}{1-i\upsilon_e/\omega}-\frac{T_e}{m_ec^2}\frac{\omega_p^2(z)/\omega^2}{1-i\upsilon_e/\omega^3}\left(1-\frac{\omega_p^2(z)/\omega^2}{1-i\upsilon_e/\omega}\right) \quad (۱۳)$$

$\omega_p(z)$فرکانس پلاسما و T_e دمای الکترون است. همچنین چگالی الکترونی پلاسمای ناهمگن به صورت $n_e(z)=n_0+(n_{cr}-n_0)\frac{z}{l}$ در نظر گرفته می‌شود که n_{cr} چگالی بحرانی است. در شکل‌های (۱) تا (۳)، تغییرات میدان‌های مغناطیسی B_y، الکتریکی عرضی E_{zt} و الکتریکی طولی E_{zl} را برحسب z و برای زاویه‌های فرودی مختلف در دمای $T_e=50\,Kev$ رسم شده است. همانطور که مشاهده می‌شود میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی موج انتشاری در ناحیه خلأ $(z<0)$سینوسی بوده و پس انتشار در پلاسما $0<z<l$به دلیل غیریکنواختی پلاسما و از دست دادن انرژی از حالت سینوسی خارج شده، و اینکه در صفحه بحرانی z=l مولفه طولی میدان الکتریکی E_{zl} به بی نهایت میل می‌کند. در ناحیه $z>l$، به دلیل اینکه $\omega<\omega_p$می‌شود موج نمی‌تواند انتشار داشته باشد، لذا به سرعت میرا شده و میدان‌ها به صفر میل می‌کنند. شکل‌های ۱ تا ۳ نشان می‌دهند که زاویه فرودθ_0 بر برهمکنش موج با پلاسما تاثیرگذار بوده و با تغییر زاویه رفتار میدان‌های موج انتشاری تغییر می‌کند. لذا بنا بر رابطه (۱۲) انتظار میرود مقدار زاویه θ_0بر میزان جذب رزونانس تاثیرگذار باشد.

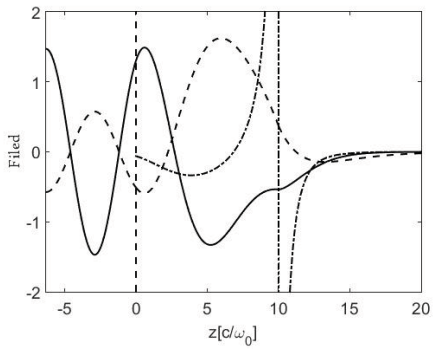


شکل ۱: تغییرات میدان‌های مغناطیسی B_y (منحنی خط ممتد) ، الکتریکی عرضی E_{zt} (منحنی خط بریده) و الکتریکی طولی E_{zl} (منحنی دو نقطه-خط بریده) برای توزیع چگالی خطی برحسب z، برای $k_0l=10$ و $\theta_0=14^0$.



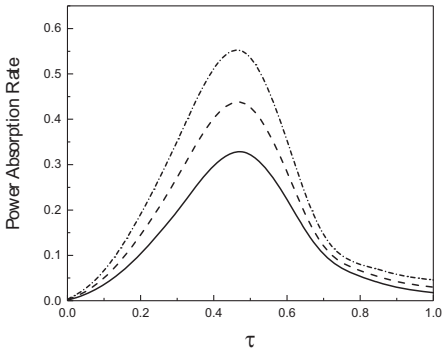
شکل ۲: تغییرات میدان‌های مغناطیسی B_y (منحنی خط ممتد) ، الکتریکی عرضی E_{zt} (منحنی خط بریده) و الکتریکی طولی E_{zl} (منحنی دو نقطه-خط بریده) برای توزیع چگالی خطی برحسب z، برای $k_0l=10$ و $\theta_0=18^0$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۳: تغییرات میدان‌های B_y ، E_{zt} وE_{zl}برای توزیع چگالی خطی برحسب z، برای $k_0 l = 10$ و $\theta_0 = 23^0$

در شکل (۴) نرخ جذب برحسب $\tau = (k_0 l)^{1/3} \sin\theta_0$ رسم شده است. مشاهده می‌شود با افزایش دمای الکترون‌ها، نرخ جذب افزایش پیدا کرده وبیشینه مقدار جذب برای دماهای $40\,Kev$ ، $50\,Kev$ و $60\,Kev$ به ترتیب در نقطه $\tau = 0.49$ ، $\tau = 0.48$ و $\tau = 0.47$ می‌باشد. دلیل آن این است که با افزایش دما، جنب و جوش الکترون‌ها بیشتر می‌شود، بنابراین انتقال انرژی بیشتری از موج به الکترون‌های پلاسما صورت می‌گیرد، لذا میدان طولی E_{zl} قوی‌تر شده و به طبع آن ضریب جذب افزایش می‌یابد.



شکل ۴: نرخ جذب توزیع چگالی خطی برحسب τ. برای طول نرمالیزه $k_0 l = 10$ و دماهای مختلف، $T_e = 40\,Kev$ (منحنی خط ممتد) ، $T_e = 50\,Kev$ (منحنی خط بریده) و $T_e = 60\,Kev$ (منحنی دونقطه-خط بریده)

نتیجه‌گیری

در این مقاله، فرآیند جذب رزونانس ناشی از تابش مایل موج الکترومغناطیسی در پلاسمای گرم ناهمگن مورد بررسی قرار گرفت. بدین منظور، با استفاده از معادلات ماکسول، معادله‌های میدان الکتریکی ومغناطیسی موج انتشاری در پلاسما محاسبه گردید. در ادامه با استفاده از روش عددی رانگ-کوتاو تفکیک میدان الکتریکی موج به دو بخش عرضی و طولی، توزیع میدان‌های موج الکترومغناطیسی در سه ناحیه خلآ، پلاسمای انتشاری، پلاسمای غیرانتشاری برای زوایای تابش مختلف رسم گردید. همچنین تغییرات نرخ جذب بر حسب زاویه تابش (τ) برای دماهای متفاوت نشان داده شد. نتایج نشان می‌دهند که توزیع میدان‌های موج انتشاری در پلاسما به زاویه تابش بستگی داشته و جذب رزونانس در زاویه‌ای خاص به بیشینه مقدار خود می‌رسد و با تغییر ویژگی‌های پلاسما و لیزر، این زاویه می‌تواند تغییر کند. نشان داده شد که افزایش دما باعث تغییر و افزایش ضریب جذب می‌شود.

مرجع‌ها

[1] J. Meyer-ter-Vehn, S.Atzeni, R.Ramis,Europhysics news 29(6) (1999) 202.

[2] T. Tajima and J. M. Dawson, “Laser electron accelerator,” *Phys. Rev. Lett.***43**, No. 4 (1979) 267.

[3] P. Gibbon and E. F¨orster. Plasma Phys. Contr. F. **38**, (1996)769.

[4] U. Teubner, G. Pretzler, T. Schlegel, K. Eidmann, E. F¨orster, and K. Witte. Phys. Rev.**67**, (2003) 013816.

[5] H. Cai*et al.*, “Short-pulse laser absorption in very steep plasma density gradients,” *Phys. Plasmas***13**, No. 9(2006) 94504,.

[6] A. R. Niknam, M. R. Banjafar, F. Jahangiri, S. Barzegar, and R. Massudi, *Phys. Plasmas***23**, No. 5,(2016) 53110.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۳-۱۹۱۷-۱۰-A

شبیه سازی انتشار باریکه لیزر گاوسی در پلاسمای سرد برخوردی با روش تفاضل محدود در حوزه زمان

رضا خونیکی ، رضا فلاح، حسین دلشاد
گروه فیزیک دانشگاه بیرجند، بیرجند، ایران

چکیده – در این مقاله انتشار باریکه لیزر با پروفایل گاوسی در پلاسمای سرد برخوردی، شبیه‌سازی و مورد مطالعه قرار می‌گیرد. با استفاده از معادلات ماکسول و ثابت دی الکتریک پلاسمای سرد برخوردی، رابطه‌ای برای بردار جابجایی الکتریکی، قطبش و میدان الکتریکی باریکه در پلاسما بدست می‌آید. در ادامه با روش تفاضل محدود فضای زمان (FDTD) توزیع میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی باریکه درحین انتشار در پلاسما به صورت دو بعدی شبیه‌سازی می‌شود. نتایج نشان می‌دهد که در انتشار باریکه گاوسی در پلاسما به دلیل اثر نیروی پاندرماتیو، خودهمگرایی باریکه صورت گرفته و باریکه به تدریج انرژی از دست می‌دهد.

کلید واژه- باریکه لیزر، پلاسمای برخوردی، باریکه گاوسی، تفاضل محدود در حوزه زمان، انتشار لیزر، پلاسمای سرد

Simulation of propagation of Gaussianlaser beam in a collision cold plasma with FDTD method

Reza Khooniki, Reza Fallah, HosseinDelshad

Department of physics, University of Birjand, Birjand, Iran

Abstract- In this paper the propagation of Gaussian laserbeam in a collision cold plasma is simulated and studied.By using the Maxwell's equations and dielectric constant of a collision cold plasma,the relation for the vector of electric displacement, polarization and electric field in the plasmaare calculated.Then, by using the FDTDmethod, the distribution of electric and magnetic fields of the beam are simulated in two dimensions during propagation in plasma.The results show that due to the effect of ponderomotive force on the propagation of the Gaussian beam in the plasma, the beam converges and the beam gradually loses energy.

Keywords: Laserbeam, collision plasma, finite difference time domain, laser propagation, cold plasma

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

روش تفاضل محدود حوزه زمان که به روش FDTD معروف است به عنوان یک ابزار اصلی در محاسبات برای حل مسائلی که در آن امواج الکترومغناطیس با ساختار مواد در ارتباط اند، به کار گرفته می‌شود[۱]. FDTDیک روش بسیار قدرتمند در حوزه الکترودینامیک محاسباتی است و به علت حوزه زمانی بودن این روش، به طور مستقیم می‌توان جواب پاسخ ضربه سیستم را به دست آورد، بعلاوه در مقایسه با بقیه روش های عددی ساده تر و کارامدتر می‌باشد[۲]. در این مقاله، با استفاده از روش FDTD،انتشار باریکه لیزر با نمایه گاوسی در یک پلاسمای سرد غیرمغناطیده برخوردی شبیه سازی شده است.

مدل فیزیکی

چگونگی انتشار باریکه لیزر در محیط پلاسما بستگی به پارامترهایی نظیر چگالی الکترونی پلاسما، فرکانس لیزر، فرکانس برخورد و حضور میدان‌های خارجی در پلاسما دارد. پلاسما یک محیط دی الکتریک است که همه پارامترهای ذکر شده، در ثابت دی الکتریک پلاسما ظاهر می‌شوند. برای لیزر یا موج الکترومغناطیسی فرکانس پایین، ثابت دی الکتریک پلاسما در حالت غیرمغناطیده با مدل دروده بیان می‌شود[۳]. لذا برای بررسی انتشار لیزر در پلاسما، پلاسمایی که در نظر می گیریم باید چگالی بالا داشته باشد. برای یک پلاسمای سرد غیرمغناطیده برخوردی، ثابت دی‌الکتریک محیط به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\varepsilon\ (\omega) = \varepsilon_{\circ}(1 - \frac{{\omega_{pe}}^2}{\omega(\omega - i\upsilon_e)}) \qquad (۱)$$

که ω فرکانس لیزر، ω_{pe} فرکانس الکترونی پلاسما و υ_e فرکانس برخورد می‌باشد. در حالت واقعی پلاسما ممکن است بین دیواره‌ها محدود شده باشد و دارای پارامترهایی متغیر با زمان یا مکان باشد. فرض می‌شود یک باریکه لیزری قطبیده با فرکانس زاویه‌ای ω در جهت Z در پلاسما منتشر می‌شود. همچنین فرض می‌شود فرکانس باریکه گاوسی خیلی بیشتر از فرکانس یونی پلاسما است تا بتوان یون‌ها را ساکن در نظر گرفت.

پیاده‌سازی روش FDTD

برای پیاده‌سازی روش FDTD جهت شبیه‌سازی برهمکنش، از معادلات ماکسول و رابطه جابجایی الکتریکی استفاده می‌شود:

$$\frac{\partial H_y(z)}{\partial Z} = \frac{\partial D_x(z)}{\partial t} \qquad (۲)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_y(z)}{\partial t} + \frac{\partial E_x(z)}{\partial Z} = 0 \qquad (۳)$$

$$D_x(\omega) = \varepsilon\ (\omega) E_x(\omega) \qquad (۴)$$

در این روابط E_x و H_y مولفه‌های میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی باریکه هستند که عمود بر جهت انتشار می‌باشند. از طرفی رابطه‌ی (۱) را می‌توان به صورت زیر بازنویسی کرد:

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 + \frac{{\omega_{pe}}^2}{\upsilon_e(j\omega)+(j\omega)^2} \qquad (۵)$$

با جایگذاری رابطه بالا در رابطه (۴) داریم:

$$D_x(\omega) = E_x(\omega) + \frac{{\omega_{pe}}^2}{\upsilon_e(j\omega)+(j\omega)^2} E_x(\omega) \qquad (۶)$$

با توجه به رابطه جابجایی الکتریکی $D_x = \varepsilon_r E_x + S_x$می‌توان رابطه زیر را برای قطبش S در نظر گرفت

$$S(\omega) = \frac{{\omega_{pe}}^2}{\upsilon_e(j\omega)+(j\omega)^2} E_x(\omega) \qquad (۷)$$

به منظور شبیه‌سازی انتشار باریکه، باید روابط به حوزه زمانی برده شوند، لذا می‌توان رابطه (۷) را به صورت زیر بازنویسی کرد:

$$S(\omega) = \frac{(\omega_{pe}\Delta t)^2}{(\upsilon_e\Delta t)(j\omega\Delta t)+(j\omega\Delta t)^2} E_x(\omega) \qquad (۸)$$

حال می‌توان با انجام تبدیل Z بر اساس مدل BT به صورتزیر،

$$j\omega\Delta t \Leftrightarrow 2\frac{1-Z^{-1}}{1+Z^{-1}} \qquad (۹)$$

$$E^n.Z^{-1} = E^{n-1} \qquad (۱۰)$$

$$S^n.Z^{-1} = S^{n-1} \qquad (۱۱)$$

به رابطه ساختمندی پاشندگی در فضای گسسته زمان nبه صورت زیر رسید:

$$E^n = \frac{1}{(1+C_1)}(D^n - C_1(2E^{n-1} + E^{n-2}) + C_2S^{n-1} + C_3S^{n-2}) \qquad (۱۲)$$

که ضرایب C_1، C_2 و C_3 به صورت زیر درنظر گرفته می‌شوند:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$$C_1 = \frac{(\omega_{pe}\Delta t)^2}{(2\upsilon_e\Delta t+4)} \quad (۱۳)$$

$$C_2 = \frac{-8}{(2\upsilon_e\Delta t+4)} \quad (۱۴)$$

$$C_3 = \frac{-2\upsilon_e\Delta t+4}{(2\upsilon_e\Delta t+4)} \quad (۱۵)$$

برای شبیه سازی انتشار باریکه در پلاسما، توزیع میدان باریکه گاوسی به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود.

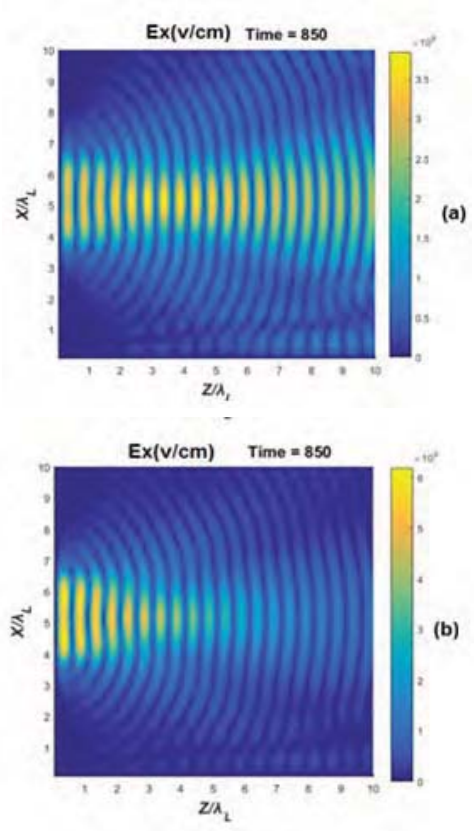
$$\mathrm{E}(r,z) = E_0\frac{w_0}{w(z)}exp\left(-\frac{r^2}{w(z)^2}\right)exp\left(-i\left(kz+\frac{kr^2}{2q(z)}-\varphi(z)\right)\right) \quad (۱۶)$$

که r، فاصله شعاعی از محور مرکز پرتو، E_0 اندازه دامنه و $w(z)$ کمر باریکه در محل z است که در رابطه‌ی کمر باریکه به صورت زیر بیان می‌شود:

$$w(z) = w_0\sqrt{\left(1+\left(\frac{z}{z_R}\right)^2\right)} \quad (۱۷)$$

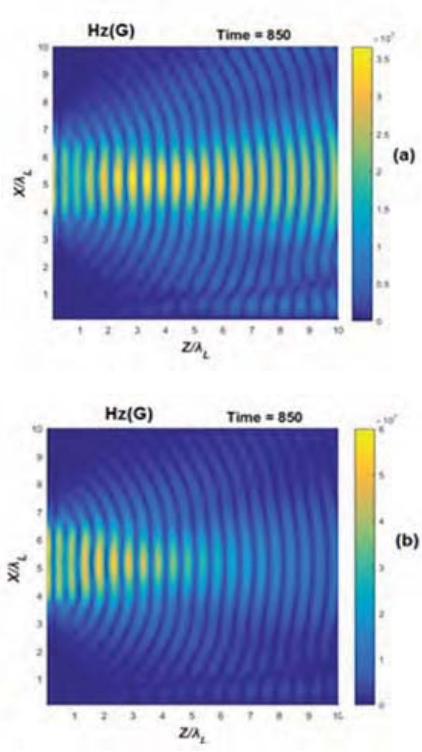
که در رابطه بالا w_0 کمینه مقدار کمر باریکه ، $Z_R = \frac{\pi {W_0}^2}{\lambda}$ طول ریلی، $q(z) = z + iz_R$ پارامتر مختلط پرتو، $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ عدد موج و $\varphi(z) = \tan^{-1}\left(\frac{Z}{Z_R}\right)$ فاز طولی می باشد. در شبیه سازی دو بعدی FDTD بر پایه مدل تبدیل دوسویه، باریکه لیزری گاوسی توسط منبع TF/SF (Total Field/Scatring Field)[۴] با پارامترهای $\lambda = 351nm$، $E_0 = 3.5\times10^{11}(V/m)$، و $w_0 = 2\lambda$ در پلاسما منتشر می‌شود. در این شبیه سازی مد الکترومغناطیسی را TEدر نظر می گیریم و پارامتر ها و خصوصیات پلاسمای به کار گرفته شده در شبیه‌سازی حالت یک بعدی را در نظر می‌گیریم. مساحت کل فضای شبیه سازی را شامل 200×200 سلول در نظر می گیریم.

با استفاده از روش تکرار مولفه‌های میدان الکتریکی و مغناطیسی با کمک رابطه‌ی بالا و معادلات ماکسول بدست می‌آیند.شکل (۱) چگونگی توزیع میدان الکتریکی باریکه گاوسی E_x در صفحه x-z را برای دو محیط فضای آزاد و پلاسما نشان می دهد. شکل (۱) (a) مربوط به حالتی است که انتشار دو بعدی باریکه لیزری گاوسی در فضای آزاد را تا گام زمانی ۸۵۰ نشان می دهد، همانطور که انتظار داشتیم باریکه بدون هیچ تغییری در توزیع میدان با یک واگرایی اندک منتشر می‌شود و مقدار بیشینه میدان الکتریکی باریکه $E_x = 3.5\times10^9(V/cm)$ می باشد. شکل(۱) (b) مربوط به انتشار باریکه لیزر گاوسیدر پلاسمای سرد برخوردی است. مشاهده می شود باریکه گاوسی داخل پلاسما همگرا شده و این به دلیل تغییر چگالی الکترونی پلاسما توسط نیروی پاندرماتیو بوده و باریکه در حین انتشار میرا و طول نفوذی حدود $z = 6\lambda_L$ را دارد. مقدار بیشینه میدان الکتریکی در پلاسما $E_x = 5.5\times10^9(V/cm)$ می‌باشد که این نشان می دهد باریکه در حین انتشار در پلاسما دچار خودهمگرایی می‌شود. نیروی پاندرماتیو باریکه بر الکترون‌های پلاسما اثر کرده و باعث می‌شود الکترون‌ها از ناحیه پرشدت خارج شده و پلاسما همچون عدسی محدب رفتار کند.. همچنین از این شکل مشاهده می‌شود که باریکه با انتشار در پلاسمای برخوردی به دلیل تابش ترمزی معکوسمیرا شده و انرژی آن توسط الکترون‌های پلاسما جذب می‌شود که با نتایج گزارش شده در این زمینه در توافق می‌باشد[۵].

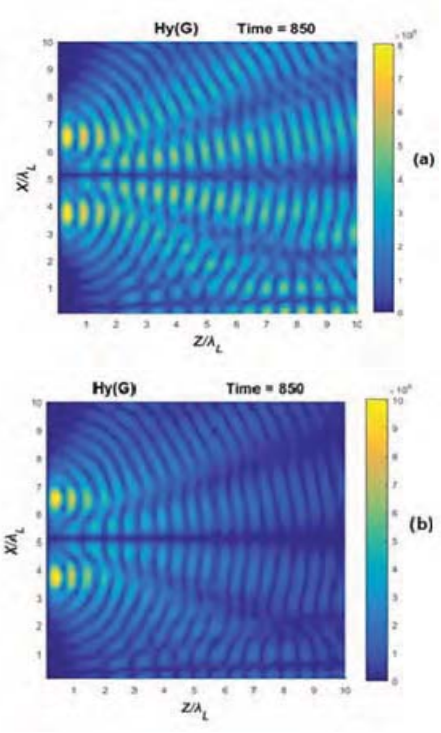


شکل ۱: چگونگی توزیع مولفه ی میدانی E_x. (a)، مربوط به فضای آزاد. (b)، داخل پلاسما.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل۲: چگونگی توزیع مولفه ی میدانی H_z. (a)، مربوط به فضای آزاد. (b)، داخل پلاسما.



شکل۳: چگونگی توزیع مولفه ی میدانی H_y. (a)، مربوط به فضای آزاد. (b)، داخل پلاسما.

در شکل (۲) توزیع مولفه‌ی z میدان مغناطیسی H_z تا گام زمانی ۸۵۰ شبیه‌سازی شده است. شکل (۲)(a) برای انتشار باریکه در فضای آزاد و شکل (۲)(b) انتشار باریکه در پلاسما را نشان می‌دهد. از بررسی این شکل مشاهده می‌شود که مولفه‌ی طولی میدان مغناطیسی همانند میدان الکتریکی در حین انتشار دچار همگرایی شده و مقدار بیشینه این مولفه‌ی میدان در پلاسما حدود $H_z = 60MG$ می باشد. همچنین می‌شود باریکه در طولی به اندازه 6λ در پلاسما نفوذ می‌کند.شکل (۳) چگونگی تغییرات مولفه‌ی y میدان مغناطیسی H_z را تا گام زمانی ۸۵۰ نشان می دهد. همانند حالت قبل، شبیه‌سازی تغییرات این مولفه میدان در فضای آزاد و پلاسما انجام شده است. در این شکل واگرایی مولفه‌ی عرضی میدان مغناطیسی در پلاسما و فضای آزاد به خوبی مشاهده می‌شود.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، با استفادهازروش تفاضل محدود در حوزه زمان و مدل تبدیل دو سویه، انتشار دو بعدی باریکه لیزری گاوسی در فضای آزاد و یک پلاسمای سرد برخوردی بررسی و توزیع میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در این دو محیط شبیه‌سازی شد. ازآنجا که نیروی پاندرماتیو سبب می‌شود الکترون ها از ناحیه‌ی با شدت بالا دور شوند و درنتیجه‌ی آن میدان‌های الکترومغناطیسی و توزیع چگالی الکترونی در پلاسما تغییر می‌کنند. شبیه‌سازی توزیع میدان الکتریکی در پلاسما به روشنی نشان می‌دهد که پرتوهای گاوسی در حین انتشار در پلاسما همگرا شده و به تدریج در پلاسما میرا می‌شوند.

مرجع‌ها

[1] A. Taflove, and S. C. Hagness, [Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method], 2nd ed. Artech House, Norwood (2000).
[2] W. H. Weedon and C. M. Rappaport, *IEEE Trans. Antenna Propag.*, 45 (3) (1997) pp. 401–410.
[3] M. Wang, M.Yu, Z. Xu, G. Li, B. Jiang, J. Xu,. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 43 (2015) 4182–4186.
[4] D. E. Merewether, R. Fisher, and F. W. Smith, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 27, No. 6, pp. 1829–1833, 1980.
[5]Z. Lin, X. Chen, P. Ding, W. Qiu, and J. Pu, *Opt. Express*, vol. 25, No. 7, pp. 8440–8449, 2017.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۹۳-۱۰-A

بررسی ویژگیهای تخلیه کرونای منفی سیم-میله با استفاده از تصویربرداری شلیرین

فائزه اسماعیل زاده آرایی، فرشاد صحبت زاده، حامد سلطانی، سودابه نوری جویباری

گروه فیزیک اتمی و مولکولی، دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران، بابلسر

f.sohbat@umz.ac.ir

چکیده –در این کار به بررسی تخلیه کرونای منفی با استفاده از روش تصویربرداری اپتیکی شلیرین در ساختار سیم-میله می پردازیم. ازآنجایی‌که برای ثبت بهتر تصاویر در این آزمایش به بزرگنمایی بالاتر نیاز داریم، در نتیجه از ساختارZ-type شلیرین استفاه گردید. نتایج نشان داد که تخلیه کرونا با اعمال قطب منفی ولتاژ بالا به الکترود سیمی منجر به پیدایش رگه های جریان در طول سیم می شود. این رگه ها به مرور زمان تغییر مکان می دهند ولی فاصله آنها نسبتا ثابت می باشد. با استفاده از نرم افزار COMSOL MULTY PHYSICS 14 چیدمان ایجاد کرونا شبیه سازی گردید و رگه های جریان در دوبعد مشاهده گردید. هم چنین اندازه و جهت نیروی پیشران حجمی ناشی از این کرونا توسط نرم افزار ارزیابی شد.

تخلیه کرونای منفی ، تصویر برداری شلیرین ، نیروی پیشران ناشی از کرونا

Investigation of negative corona in wire-rode using Schlieren photography

Faezeh EsmaeilzadehAraei, Farshad Sohbatzadeh, Hamed Soltani, Soudabeh Noori Joybari

Atomic and Molecular Department, Faculty of Basic Sciences, University Of Mazandaran, Babolsar, Iran, f.sohbat@umz.ac.ir

Abstract-In this work we report on negative corona in wire-rode configuration using Schlieren photography technique. In order to record a reliable picture of the negative corona discharge, we have to use a higher zoom, therefore the Z-type system of the Schlieren was used. The results showed that the negative corona led to formation of current streams along the wire while they move versus time. The time evolutions of the corona revealed that the spacing between the current streams was almost unchanged although they had movement on the wire. Simulation of the negative corona in wire-rode structure by COMSOL MULTYPHYSICS 14, demonstrated the current streams in two dimension. The propulsion body force and its direction were evaluated by the simulation, too.

Keywords: : negative corona discharge, schlieren imaging, corona propulsive force.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

روش های تصویر برداری اپتیکی مختلفی برای مشاهده فاز وجود دارند، که این فرصت را به محققان میدهند تا به بررسی پدیده هایی که با چشم و یا حتی با دوربین قابل رویت نمی باشند در محیط های شفاف بپردازند.[1]

در این گزارش از بین تصویربرداری های اپتیکی مختلف از قبیل سایه نگاری، شلیرین و تداخل سنجی که برای بدست آوردن اطلاعات کیفی و کمی[2]داده هابه کار می آیند. از روش تصویربرداری شلیرین برای مطالعه یتخلیه کرونا استفاده شده است. شلیرین بر پایه ی گرادیان ضریب شکست درمحیط ناهمگن کار می کند. دلیل انتخاب روششلیرین این است که روشی بسیار قدرتمند برای مطالعه ی منابع مختلف تولید پلاسمای فشار اتمسفری از جمله تخلیه کرونا می باشد. تاکنون از چیدمان های مختلفی برای تصویربرداری به روش شلیرین استفاده شده است[3]. در این پژوهش از چیدمان z-typeبرای تصویر برداری از تخلیه کرونای منفی جریان مستقیم استفاده شده است.با استفاده از تکنیک شلیرین شارش گاز را میتوان مشاهده نمود و به بررسی برهمکنش دو سیال پرداخت. آنچه که برای ما اهمیت دارد بررسی پارامترهای موثر در تولید نیروی پیشران در یک تخلیه کرونا منفی است. نیروی پیشران ایجاد شده توسط یک تخلیه کرونا منفی می تواند در تولید پهپادهای نسل جدید[۴] و در یک نگاه کلی تر پرواز پرنده هایی بدون نیاز به مصرف سوخت فسیلی، ایجاد آلودگی صوتی و بخش متحرک کاربرد داشته باشد[۵]. همچنین تولید باد یونی ناشی از تخلیه کرونا می تواند در کاهش نیروی اصطکاک و افزایش راندمان پرواز نیز موثر باشد[۶]. در این پژوهش قصد داریم تا با طراحی یک سیستم تخلیه کرونای منفی، ویژگی های مهم آن را بررسی نماییم .برای این منظور از تصویر برداری شلیرین برای بررسی وضعیت حرکت سیال هوا در اطراف الکترود ها استفاده کرده ایم. همچنین با استفاده از شبیه سازی عددی جنبه های توزیع چگالی الکترون در اطراف سیم را بررسی و با نتایج تصویر برداری مقایسه میکنیم. در نهایت با استفاده از شبه سازی لندازه و بزرگی نیروی پیشران را در این ساختار ارزیابی میکنیم.

مواد وروش ها

سیستم تصویربرداری شلیرین که در این پژوهش مورد استفاده قرار گرفته است،شامل یک لامپ هالوژن مدل AvaLight-HAL-S-MINI، دو آینه کروی با فاصله کانونی ۸۷.۵cm، دو شکافی عدسی plano-convex با فاصله کانونی 4cmو یک لبه ی تیز و همچنین یک CCD مدل RA-ASC-0267(Frame Rate 8.1 Hz) می- باشد. با توجه به اینکه در این مطالعه از چیدمان z-typ استفاده کردیم طبق شکل(۱)، چینش تجهیزات اپتیکی نیز به شکل حرف zمی باشد.پرتو های نور منتشر شده از لامپ هالوژن باعبور از عدسی در فاصله ی کانونی آن متمرکز شده و بعد از عبور از دو شکافی به سطح آینه ی اول برخورد کرده و به سمت آینه دوم منعکس می شوند و در فاصله ی کانونی آینه ی دوم نور کانونی می شود که لبه ی تیز یا همان تیغه شلیرین دقیقا در همان جا قرار می گیرد،سپس تصاویر با دوربین ثبت می شوند. نکته حائز اهمیت این است که آینه ها نسبت به محور قائم زاویهی ۹درجه ای دارند و جسم شلیرین (جسم مورد بررسی) باید در ناحیه آزمون یعنی حدفاصل بین دو آینه باشد.مکانیزم شلیرین بر اساس طرح پراش است. در فاصله ی ۸۷.۵cm سانتیمتری از آینه ی دوم ،در آن جایی که پرتو های نور کانونی می شوند،یک لبه ی تیزباید بخشی از نور را سد کند تا تصاویر شلیرین آشکار شوند. بدین ترتیب طرح پراشی با فریزهای روشن و تاریک نامتناهی روی پرده تشکیل می شوند که صفحه ی پس زمینه شلیرین را می سازند. با تغییر مکان لبه تیز در محور عمودی میتوان کنتراست و حساسیت نور تصویر را تغییر داد[1].برای آزمایش تجربی از یک سیستم سیم-میله با اعمال ولتاژ - 17 kV به سیم استفاده گردید. الکترود سیمی به قطر 0.2 میلی متر که به ولتاژ بالا ی منفی متصل است زودتر

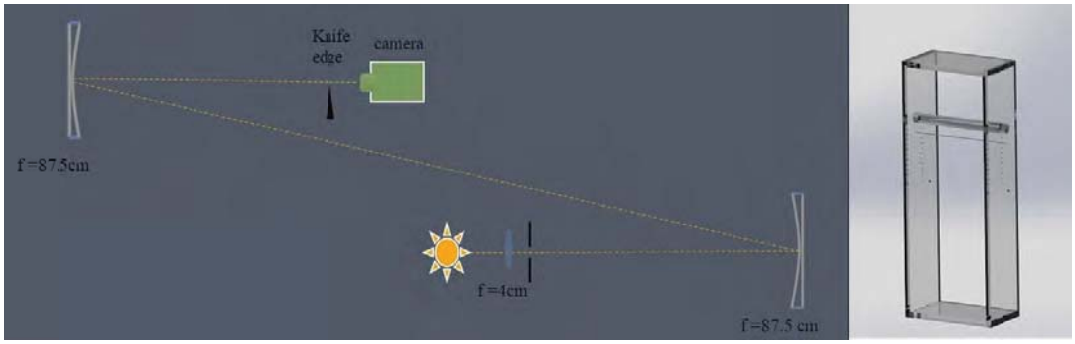
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

دچار تخلیه الکترکی می گردد. در حالیکه الکترود استوانه ای به ضخامت ۱۰میلی متر به زمین متصل است[7]. فاصله ی بین دو الکترود حدود ۲۰ میلی متر در نظر گرفته شده است[۷]. هر دو الکترود بین دو دی الکتریک ثابت شده اند. به منظور شبیه سازی این سیستم نیز از مدل دو بعدی استفاده شده و الکترون ها به جای $\vec{E}$ از ∇n_e (2) $\overrightarrow{\Gamma_e} = -(\vec{u}\cdot\nabla)n_e$ دو دایره با قطرهای 0.2 و 10 میلی متر در فضای دی الکتریکی به ضخامت 10 میلی متر از جنس کوارتز قرار گرفته اند. شکل (۲) شماتیک مدل شبیه سازی و شبکه بندی سیستم را نشان می دهد. با حل معادلات سوق-پخش و با استفاده از مدل سیالی پلاسما را حل می کنیم و با استفاده از معادلات ناویر-استوکس بخش سیالی سیستم را مورد بررسی قرار می- دهیم. در شبیه سازی، محیط هوا شامل گاز نیتروژن است. دو معادله زیر معادلات تغییرات چگالی الکترون و شار انرژی الکترون را نشان می دهد که از معادلات سوق-پخش بدست می آیند.

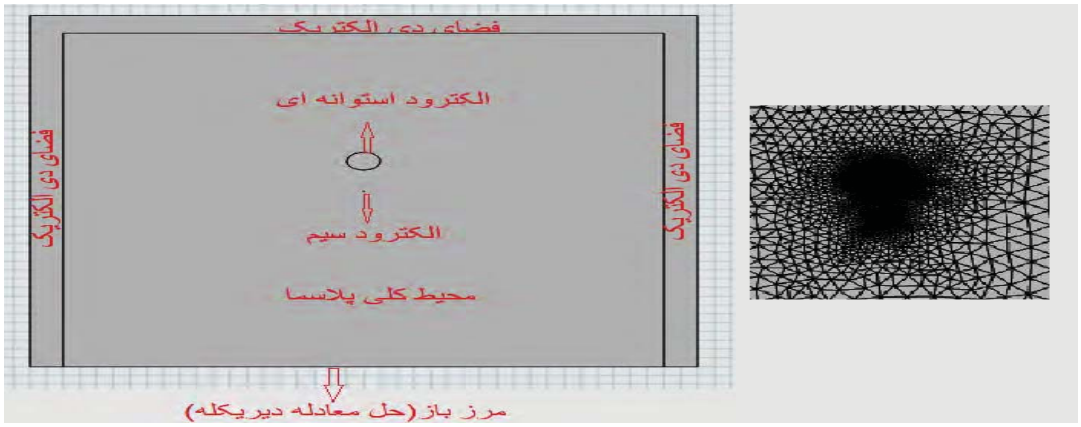
$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla\cdot\overrightarrow{\Gamma_e} = R_e - (\vec{u}\cdot\nabla)n_e \quad (1)$$

همچنین برای محاسبه نیروی پیشران از رابطه (۳) در شبیه سازی استفاده گردید که در آن ρچگالی بارفضا و A سطح مقطع الکترود سیم L فاصله دو الکترود و E اندازه میدان الکتریکی است.

$$T=\rho\times E\times L\times A \quad (3)$$



شکل۱ : نمایی از شماتیک چیدمان شلیرین به همراه ساختار کرونا در سمت راست



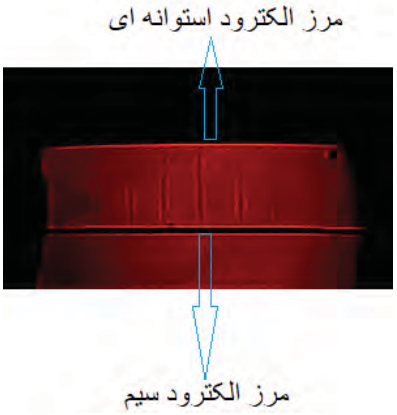
شکل۲ : شماتیک شبیه سازی دو بعدی و شبکه بندی سیستم

بحث و بررسی

با اعمال ولتاژ به الکترود سیم و با روشن شدن سیستم، رگه های روشن تخلیه الکتریکی پلاسمایی شامل الکترون ها و یون ها بر روی سیم تشکیل میشوند. براساس نتایج بدست آمده حاصل از تصویر برداری شلیرین مشخص گردید که تخلیه کرونا حاوی رگه هایی از جریان الکتریکی به همراه حرکت سیال می باشد که به سمت الکترود مثبت میله ای در حرکت است. شکل (۳) تصویر

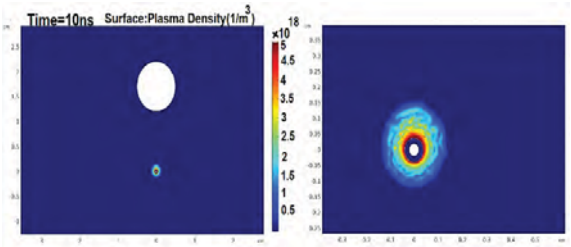
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

شلیرین را از کرونای منفی ایجاد شده اطراف الکترود سیم

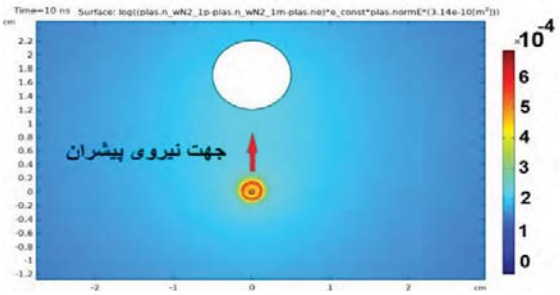


شکل۳ : تصویرشلیرین از کرونای منفی

را نشان می‌دهد. شکل (۴) نحوه ی توزیع چگالی پلاسما اطراف الکترود سیم را در زمان t=10 ns را نشان می دهد. همانطور که در تصویر شلیرین مشخص است رگه‌های تخلیه الکتریکی تقریبا با فاصله برابر بر روی سیم جایگزیده شده اند. اگرچه این جایگزیدگی ثابت نبوده و با گذشت زمان با رعایت فاصله مشخص جابجا می شود. این رگه های جریان عامل ایجاد نیروی پیشران در این ساختار می باشد. مقدار عددی و جهت این نیرو را با استفاده از شبیه سازی بررسی نمودیم. در شبیه سازی عددی، نحوه ی گسترش و توزیع دو بعدی توده پلاسما نمایش داده شد. دیده می شود که در شبیه سازی تخلیه الکتریکی کرونای منفی در دو بعد، گسستگی هایی در توزیع الکترون ها مشاهده می شود. این گسستگیها که در دو بعد نمایش داده شده اند بیانگر وجود رگه های جریان در سه بعد می باشد. شکل (۵) نحوه ی توزیع نیروی پیشران ایجاد شده اطراف الکترود سیم را نشان می دهد.



شکل۴: توزیع دو بعدی چگالی پلاسما اطراف الکترود سیم از نمای دور و نمای نزدیک



شکل۵: توزیع دو بعدی نیروی پیشران و جهت ان

نتیجه‌گیری

در این کار تخلیه الکتریکی کرونای منفی در ساختار سیم-میله با استفاده از تصویر برداری شلیرین بررسی گردید. در این کار که از ولتاژ ۱۷ کیلو ولت منفی با جریان مستقیم استفاده گردید، نشان داده شد که رگه های جریان در طول سیم با فاصله ثابت شکل می گیرند و بر حسب زمان نیز جابجایی هایی در این جایگزیدگی های جریان مشاهده گردید. این رگه های جریان عامل پیدایش نیروی پیشران در این ساختار می باشد که مقدار و جهت آن توسط شبیه سازی ارزیابی شد و نشان داده شد که جهت آن از سیم به طرف میله باشد.

مرجع‌ها

[1] G.S. Settles, “Schlieren and shadowgraph techniques: visualizing phenomena in transparent media”, Spr. Sci. & Bus. , 2001.

[2] A. Schmidt-Bleker, S. Reuter, K.D. Weltmann, “Quantitative schlieren diagnostics for the determination of ambient species density, gas temperature and calorimetric power of cold atmospheric plasma jets”, J. App. PhysD., 48(17), 175202, 2015.

[3] E. Traldi, M. Boselli, E. Simoncelli, A. Stancampiano, M. Gherardi, “Schlieren imaging: a powerful tool for atmospheric plasma diagnostic”, EPJ. Tech. and Ins., 5(1), 4, 2018.

[4] H. Xu, Y. He, K.L. Strobel, C.K. Gilmore, “Flight of an aeroplane with solid-state propulsion. Nature”, *563*(7732), 532-535, 2018.

[5] D.S. Drew, N.O. Lambert, C.B. Schindler, “Toward controlled flight of the ionocraft: a flying microrobot using electrohydrodynamic thrust with onboard sensing and no moving parts”, IEEE. Robot. Aut. Let., 3(4), 2807-2813, 2018.

[6] J. Wilson, H.D. Perkins, W.K. Thompson, “An investigation of ionic wind propulsion”,2009.

[7] E. Moreau, N. Benard, F. Alicalapa, A. Douyère, “Electrohydrodynamic force produced by a corona

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

discharge between a wire active electrode and several cylinder electrodes–Application to electric propulsion", J. Elec., *76*, 194-200, 2015.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۶۹-۱۰-A

مطالعه اثرات کوانتومی بر رشد ناپایداری الکترومغناطسی در آشفتگی پلاسمای چگال

فاطمه خدادادی آزادبنی

استادیار، گروه فیزیک، دانشگاه فرهنگیان، تهران، ایران.

F.khodadadi@cfu.ac.ir

چکیده - در برهمکنش لیزر با پلاسمای چگال، آشفتگی ناشی از ناهمسانگردی دمایی و ناپایداری الکترومغناطیسی نقش مهمی در مکانیسم ته نهشت انرژی دارد. در این مقاله ، اثرات کوانتومی و تأثیرآشفتگی پلاسما در رشد ناپایداری الکترومغناطیسی عرضی ویبل توسط مدل ویگنر-شبه بررسی شده است. نتایج نشان داده است که در حضور تنش و آشفتگی پلاسما ، با افزایش پارامتر کوانتومی، آستانه تنش کاهش می‌یابد و دامنه زاویه انتشار حالتهای رشد ناپایداری در پلاسما گسترده تر می شود. با افزایش اثرات کوانتومی ، ناهمسانگردی در فضای فاز افزایش یافته و سرعت رشد بی ثباتی کاهش یافته است. در محدوده طول موج های بزرگ ، هنگامی که پارامتر کوانتومی پلاسما، R، بزرگتر از 10^{-9}، نرخ رشد ناپایداری الکترومغناطیسی یک مقدار ثابت خواهد بود که مستقل از پارامتر کوانتومی پلاسما است افزایش گرادیان چگالی و ناهمسانگردی دماییبا ضریب ۱۰ ، منجر به افزایش ۶۸٪و ۳۳٪افزایش نرخ رشد ناپایداری می شود.

کلید واژه:آشفتگی پلاسما،اثرات کوانتومی، ناپایداری الکترومغناطیسی،ناهمسانگردیدمایی.

Study of Quantum Effects on the Electromagnetic Instability Growth inthe Dense PlasmaTurbulence

F. Khodadadi Azadboni

Assistant Professor, Department of Physics, Farhangian University, Tehran, IranF.khodadadi@cfu.ac.ir

Abstract- In the inertial confinement fusion process, turbulent induced by Electromagnetic instabilities is of scientific interest that it plays a significant role in the energy deposition mechanism. In this work, the quantum effects and the influence of plasma turbulence of the fuel fusion induced by plasma instability on the growth of the transverse electromagnetic modes by the Wigner-quasi Maxwell model have investigated. The results have shown that in the presence of plasma wave turbulence, as the quantum parameter increases, the stress threshold decreases, and the range of the propagation angles of growing modes of instability in plasma becomes wider. By increasing the quantum effects, anisotropy in the phase space has enhanced, and the instability growth rate has reduced.At the large wavelengths limit, When $R>10^{-9}$, the electromagnetic instability growth rate would tend to be a constant value that is independent of the quantum parameter of the fuel plasma, R. Increasing the density gradient and the temperature anisotropy by a factor of 10, leads to about 68% and 33%increment in the instability growth rate.

Keywords: Plasma Turbulence, Quantum Effects, Electromagnetic Instability, Temperature anisotropy.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

یکی از موضوعات جالب تحقیقات سالهای اخیر، بررسی ناهمسانگردی دمایی حاصل از انتشار الکترونها در برهمکنش لیزرهای پرشدت با پلاسمای چگال قرص سوخت همجوشی است. در برهکنش لیزر$10^{20}w/cm^2$با پالس بسیار کوتاه(10 ps) با پلاسمای چگال، انتشار باریکه الکترون در سیستمی فوق العاده ناپایدار صورت می گیرد. این چنین سیستمهایی نسبت به هر آشفتگی هارمونیکی ناپایدارند و مدهای الکترومغناطیسی که بطور نمایی با زمان رشدمی کنند، تولید می کنند. ناپایداری ویبلیکی از ناپایداریهای پلاسما است که توسط ناهمسانگردی تابع توزیع سرعت حاصل می‌شود[۳-۱]. در لایه های مختلف قرص سوخت به علت وجود نیروی اصطکاک بین لایه ای حاصل از گرادیان چگالی پلاسما سرعت متفاوت خواهد بود. به نیروی بین لایه ای، اصطلاحاً ویسکوزیته گفته می شود. ناهمسانگردی دمایی و رشد ناپایداریهای الکترومغناطیسی نقش مهمی در تغییرات ویسکوزیته قرص سوخت ایفا می‌کنند. الکترونهای پلاسما به ناپایداری پاسخ می دهند و یک جریان برگشتی برای خنثی سازی میکروجریان های باریکه الکترون سریع، تولید می کنند. این جریانها میدان مغناطیسی القاء می کنند که آشفتگی اولیه را تقویت می‌کند. در این مرحله، میدان های مغناطیسی قوی در حدود مگا گوس تولید می شود که از لحاظ تئوری و تجربی به طور گسترده ای مورد مطالعه قرار گرفته است. این میدان ها اثر مهمی در دینامیک پلاسما دارد و علت برخی از پدیده های فیزیکی از جمله؛ جلوگیری از انتقال حرارت بین سطح بحرانی (محل جذب باریکه لیزر) و لایه فرسایش (محل پس زنی و تولید فشار بالا برای انفجار سوخت)، کاهش نرخ فرسایش جرم و رشته شدگی جریان پلاسما می باشد[۸-۴]. در این مقاله،اثرات کوانتومی سیستم‌های غیر تبهگن بر رشد ناپایداری الکترومغناطیسی ویبل را بررسی خواهیم کرد.

روش کار

در این بخش به تاثیر پلاسمایی غیرمغناطیده با چگالی الکترونیn_e متغییر در طول محور x ها را در نظر می‌گیریم. یونها برای خنثی سازی زمینه پلاسما ثابت فرض می شوند. باریکه الکترونی با دمایTو سرعتv_xاز میان پلاسما در طول گامهایی از گرادیان چگالی عبور می کند. گرم شدن پلاسما تنها در جهت انتشار موج الکترونی منجر به ناهمسانگردی دمایی توزیع الکترون که متغیر با جهت موج است می شود. رفتار مدهای ناپایدار ویبل تولید شده در حضور جریان برشی و درونی در طول گرادیان چگالی پلاسما و تولید نانو خوشه های الکترونی را بررسی خواهیم کرد. در مرحله اولیه گرم شدن پلاسما، ممکن است دمای الکترون در لایه بحرانی به اندازه چند ولت باشد. شدت لیزر در منطقه ای با تراکم الکترون ۰.۰۲ - ۰.۰۱ از چگالی بحرانی جذب می شود. اثرات کوانتومی مربوط به اثرات اسپین و تونل زنی است. دینامیک الکترونها توسط معادله ویگنر توصیف می‌شود. رابطه پراکندگی کوانتومی برای امواج عرضی عبارت است از:

$$\omega^2-k^2c^2-\omega_{pe}^2+\frac{m_e\omega_{pe}^2}{2n_0\hbar}\int dv\left(\frac{v_x^2+v_y^2}{\omega-\vec{k}v_z}\right)\left[f_0\left(\vec{v}+\frac{\hbar\vec{k}}{2m_e}\right)-f_0\left(\vec{v}-\frac{\hbar\vec{k}}{2m_e}\right)\right]=0 \quad (۱)$$

برای سیستم های غیر تبهگن، تابع ویگنر، تابع توزیع ماکسول-بولتزمن ناهمسانگرد است. تابع ویگنر در حضور تنشهای نیروی پاندرماتیو به صورت زیر تعریف می‌شود[۹]:

$$f_0(v)=\frac{\sqrt{\eta}exp\left(-\frac{\eta v_x^2+v_y^2+v_z^2}{2v_T^2}\right)}{\left(\sqrt{2\pi}v_T\right)^3}\left[1+\frac{p_{xy}}{v_T^2}\left(\sqrt{\eta}v_xv_y\cos 2\theta+\frac{\eta}{2}v_x^2\sin 2\theta-\frac{1}{2}v_y^2\sin 2\theta\right)+\frac{p_{xx}}{4v_T^2}\left(\eta v_x^2(2\cos^2-\sin^2\theta)-6\sqrt{\eta}v_xv_y\sin\theta\cos\theta-v_z^2+v_y^2(2\sin^2-\cos^2\theta)\right)\right] \quad (۲)$$

اگر وابستگی مکانی–زمانی آشفتگی را به صورت $exp(i(kz-\omega t))$ در نظر بگیریم، رابطه پراکندگی خطی امواج عرضی $(\vec{k}.\vec{E}=0)$ به صورت زیر بدست می آید:

$$\omega^2-k^2c^2-\omega_{pe}^2\left(\sqrt{\eta}+\frac{m_ev_{t||}}{2\hbar k\beta}\left[\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty}dx\frac{exp(-x^2)}{(x-\xi)^2-R^2}\right]\right) \quad (۳)$$

که در آن $\beta=T_{||}/T_{\perp}$ ،$v_{t||}=\left(2k_BT_{||}/m_e\right)^{1/2}$سرعت گرمایی الکترون و$R=\hbar k/2m_ev_{t||}$پارامتر مشخصه اثر کوانتومی است. اثر کوانتومی، تنها از طریق پارامتر بدون بعد R، در رابطه پراکندگی نقش پیدا می کند. پارامتر R تنها به مولفه موازی سرعت گرمایی و در نتیجه به $T_{||}$ بستگی دارد. تابع پراکندگی پلاسما با معادله زیر که در آن $\xi=\left(\omega_r+i\delta\right)/(\sqrt{\eta}kv_{t||})$ است، تعریف می‌شود:

$$Z(\xi)=\frac{1}{\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty}dx\frac{exp(-x^2)}{x-\xi} \quad (۴)$$

با جایگذاری$Z(\xi)$ در معادله (۳) رابطه پراکندگی عبارت است از:

$$\omega^2-k^2c^2-\omega_{pe}^2\left(\sqrt{\eta}+\frac{m_ev_{t||}}{2\hbar k\beta}\left[A[Z(\xi+R)-Z(\xi-R)]+B[(\xi+R)Z(\xi+R)-(\xi-R)Z(\xi-R)]\right)=0, \quad (۵)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$$A = 1 - P_{xy}\sin 2\theta + \frac{P_{xx}}{2}(3\sin^2\theta - 2),$$

$$B = P_{xy}\sin 2\theta + \frac{P_{xx}}{2}(3\cos^2\theta - 1),$$

است. با بسط تابع توزیع پراکندگی پلاسمادر حد $R \gg 1$، وقتی $R^2 \gg \left|\xi\right|^2$، رابطه پراکندگی به معادله زیر ساده می‌شود:

$$\omega^2 - k^2c^2 - \omega_{pe}^2\left(\sqrt{\eta} - \frac{A}{2R^2\beta}\right) = 0 \quad (۶)$$

ناپایداری ویبل به ازای $\omega^2 < 0$ صورت می گیرد، بنابراین شرط ناهمسانگردی دمایی به صورت زیر تعریف می شود:

$$\frac{T_\perp}{T_{||}} > \frac{2R^2}{A}\left(\left(\frac{ck}{\omega_{pe}}\right)^2 + \sqrt{\eta}\right) \quad (۷)$$

در عدم حضور تنش، از آنجایی که سمت راست نامساوی یک تابع افزایشی با پارامتر مشخصه اثر کوانتومی است و $\sqrt{\eta} > 0$، می توان نتیجه گرفت که اثرات کوانتومی نقش ثبات سیستم را بازی می کنند. در حد طول موجهای کوتاه $1 \ll |\xi|$، تابع پراکندگی پلاسما $Z(\xi) \cong i\sqrt{\pi}$ است. بنابراین، رابطه پراکندگیبه معادله زیر ساده می‌شود:

$$\omega^2 - k^2c^2 - \omega_{pe}^2\left(\sqrt{\eta} + \frac{A}{\beta}\left[-1 - i\xi\sqrt{\pi} + \frac{2R^2}{3}\right]\right) = 0 \quad (۸)$$

با ساده سازی معادله بالا، نرخ رشد ناپایداری ویبل برابر خواهد بود با:

$$\delta = \frac{\beta(\sqrt{\eta}kv_{t||})}{A\sqrt{\pi}}\left[-\frac{k^2c^2}{\omega_{pe}^2} - \left(\sqrt{\eta} - \frac{A}{\beta}\left(1 - \frac{2R^2}{3}\right)\right)\right] \quad (۹)$$

بنابراین شرایط رشد ناپایداری ویبل بصورت:

$$\frac{T_\perp}{T_{||}} > \frac{\sqrt{\eta}}{A\left(1-\frac{2R^2}{3}\right)} \cong \frac{\sqrt{\eta}}{A}\left(1 + \frac{2R^2}{3}\right) \quad (۱۰)$$

بدست می آید. این شرط بیان کننده این است که در حد طول موجهای کوتاه برای رشد ناپایداری با افزایش اثرات کوانتومی، ناهمسانگردی دمایی نیز زیاد می‌شود. ولی با کاهش گرادیان چگالی، ناهمسانگردی دمایی مورد نیاز کاهش می یابد. در واقع بدون گرادیان چگالی، به علت اثرات کوانتومی، رشد ناپایداری ویبل نیاز به ناهمسانگردی بیشتری دارد. حد طول موج ناپایداری برابر خواهد بود با:

$$k_{cut} = \frac{\omega_{pe}}{c}\left(A\frac{T_\perp}{T_{||}}\left(1 - \frac{2R^2}{3}\right) - \sqrt{\eta}\right)^{1/2} \quad (۱۱)$$

با افزایش اثر کوانتومی، حد طول موج k_{cut} کوچکتر می شود. در حد طول موجهای بزرگ $1 \ll |\xi|$، تقریبی از تابع پراکندگی پلاسما بصورت $Z(\xi) \cong -\frac{1}{\xi} - \frac{1}{(2\xi^3)}$ است. بنابراین برای طول موج بزرگ، رابطه پراکندگی بدست می آید:

$$\omega^2 - k^2c^2 - \omega_{pe}^2\left(\sqrt{\eta} + \frac{A}{2\beta\xi^2}[1 - R^2]\right) = 0 \quad (۱۲)$$

با استفاده از تعریف سرعت گرمایی $v_{t||}$ و پارامتر ξ، معادله پراکندگی برای طول موجهای بزرگ بدست می آید:

$$\omega^2 - k^2c^2 - \omega_{pe}^2\left(\sqrt{\eta} + \frac{A\eta k^2 k_B T_\perp}{m_e\omega^2}[1 - R^2]\right) = 0 \quad (۱۳)$$

در حد طول موجهای بزرگ، برای $ck \gg |\omega|$، نرخ رشد ناپایداری ویبل برابر است با:

$$\delta = \sqrt{\frac{A\eta k^2 k_B T_\perp(1-R^2)}{m_e\left(\left(\frac{kc}{\omega_{pe}}\right)^2 + \sqrt{\eta}\right)}} \quad (۱۴)$$

با توجه به رابطه بدست آمده برای تصحیح کوانتومی بزرگتر نرخ رشد کوچکتر خواهد شد. همچنین شرط رشد ناپایداری در حد طول موج بزرگ عبارت است از:

$$\frac{T_\perp}{T_{||}} \gg A\eta(1 - R^2) \quad (۱۵)$$

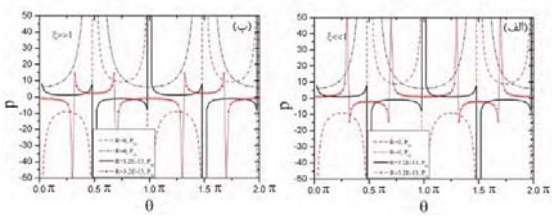
معادله بالا اشاره بر این دارد که در حضور آثار کوانتومی وجریان تنش، رشد ناپایداری ویبل نیاز به ناهمسانگردی دمایی بیشتری خواهد داشت. اثرات کوانتومی تمایل به افزایش پراکندگی ذرات در فضای فاز دارند. بنابراین، ناهمسانگردی دمایی موثر کوچکتر می شود، به طوری که نسبت $T_\perp / T_{||}$برای تولید همان ناپایداری باید بیشتر از ناهمسانگردی دمایی در پلاسمای کلاسیک باشد.

نتایج و بحث

وابستگی مقدار آستانه تنش pبرای رشد ناپایداری ویبل به زاویه انتشار θبرای مقادیر مختلفی از گرادیان چگالی بررسی شده است. ناحیه ناپایداری در صفحه p–θدر حد طول موجهای کوتاه و بلند برای مقادیر ثابتی از گرادیان چگالی پلاسما به ترتیب در شکل (۱) نشان داده شده است. آستانه جریان تنش درونی با گرم شدن پلاسما توسط تابش لیزر در ناحیه کوچکی از هدف با چگالی اولیه $n_0 = 10^{21}cm^{-3}$و پارامتر کوانتومی $R = 2.3\times10^{-13}$، در حد طول موجهای بلند کمتر از ۱۴ و در حد طول موجهای کوتاه کمتر از ۵۰ بدست می‌آید که حدود 10^{13} مرتبه کمتر از حالت بدون آثار کوانتومی R=۰ است. با افزایش آثار کوانتومی، آستانه تنشکاهش می یابد و زاویه ای که به ازای آن آستانه تنش کمینه است θ_{min}، تغییر خواهد کرد.در حضور آثار کوانتومی، رشد ناپایداری ویبلنیاز به ناهمسانگردی دمایی بیشتری خواهد داشت. اثرات کوانتومی تمایل به افزایش پراکندگی ذرات در فضای فاز دارند.بنابراین، ناهمسانگردی دمایی موثر کوچکتر می شود، به طوری که نسبت $T_\perp / T_{||}$برای

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

تولید همان ناپایداری باید بیشتر از ناهمسانگردی دمایی در پلاسمای کلاسیک باشد.

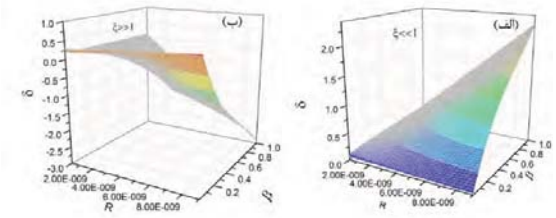


شکل ۱: نرخ تنش،P، به عنوان تابعی از زاویه، θ، برای مقادیر مختلفی از R، الف) در طول موجهای کوتاه، ۱>>ξ ، ب) در طول موجهای بلند،۱<<ξ.

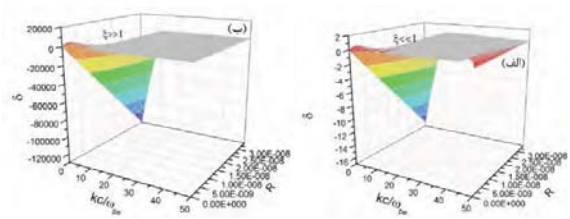
به طور کلی، اثرات کوانتومی در پلاسمایی با تابع توزیع ناهمسانگرد دمایی، موجب کاهش نرخ رشد ناپایداری و بیشینه عدد موج ناپایداری می شود. اما با در نظر گرفتن گرادیان چگالی در حد طول موجهای کوتاه، اثرات کوانتومی منجر به افزایش غیر منتظره ای از ناپایداری شده است.در حد طول موجهای کوتاه بیشینه نرخ رشد ناپایداری به ازای بیشترینR و βاتفاق می افتد. درحالیکه، در حد طول موجهای بلند بیشینه نرخ رشد ناپایداری به ازای کمترینR و β اتفاق می افتد. شکل (۲) را ببینید.در حد طول موجهای کوتاه با افزایش آثار کوانتومی، بیشینه نرخ رشد در کمینه مقدار تنش درونی دیده می شود.رابطه نرخ رشد ناپایداری با پارامتر کوانتومی بطور غیر خطی خواهد بود. با توجه به شکل (۳)، بیشینه نرخ رشد ناپایداری مربوط به آثار کوانتومی کوچک و عدد موجهای کوچک می باشد. با افزایش عدد موج تاثیر آثار کوانتومی بر نرخ رشد کاهش یافته و در نهایت مستقل از آثار کوانتومی خواهد شد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله اثرات کوانتومی سیستمهای غیرتبهگن در نرخ رشد ناپایداری ویبل بررسی شده است. دینامیک الکترونها توسط معادله ویگنر توصیف شده و رابطه پاشندگی کوانتومی برای امواج عرضی در سیستم ویگنر-ماکسول با تابع توزیع شبه ماکسولین ناهمسانگرد که تصحیح تنش نیز در آن لحاظ شده، بدست آمده است. محاسبات نشان داده است که با افزایش پارامتر کوانتومی، آستانه تنش کاهش می‌یابد و زاویه انتشار مدهای الکترومغناطیسی گسترده تر می شود. به دلیل انتشار ذرات موج و تونل زدن، اثرات کوانتومی تمایل به افزایش پراکندگی ذرات در فضای فاز دارند. افزایش اثرات کوانتومی منجر به افزایش غیرمنتظره رشد ناپایداری الکترومغناطیسی می شود.اثرات کوانتومی باعث افزایش پراکندگی ذرات در فضای فاز می‌شود. بنابراین ، ناهمسانگردی موثر دما نسبت به پلاسمای کلاسیک کوچکتر می‌شود. بنابراین برای افزایش اثرات کوانتومی، نیاز به ناهمسانگردی دماییβ بیشتری وجود دارد.



شکل ۲: نرخ رشد ناپایداری ویبل،δ، به عنوان تابعی ازRو $\beta=T_{\parallel}/T_{\perp}$، الف) در حد طول موجهای کوتاه، ۱>>ξ ، ب) در حد طول موجهای بلند،۱<<ξ.



شکل ۳: نرخ رشد ناپایداری ویبل،δ، به عنوان تابعی از عدد موجو R، الف) در حد طول موجهای کوتاه، ۱>>ξ ، ب) در حد طول موجهای بلند،۱<<ξ.

مرجع‌ها

[1] M. Bonitz, Zh. A. Moldabekov, and T. S. Ramazanov, Phys. Plasmas,Vol.26, pp. 090601-1, 2019.

[2] M. Bonitz, Quantum Kinetic Theory, 2nd ed. Teubner-Texte Zur Physik,Springer, 2016.

[3] M. Bonitz, "Kinetic theory for quantum plasmas," AIP Conf. Proc. 1421,pp.135–155, 2012.

[4] M. Mahdavi and F. Khodadadi Azadboni, Phys. Plasmas,Vol.21 (2014) pp.022707-1.

[5] F. Khodadadi Azadboni M. Mahdavi, Contributions to Plasma Physics,Vol.57,pp.351-356, 2017.

[6] M. Mahdavi and F. Khodadadi Azadboni, Advances in High Energy Physics 746212, 1-6, 2015.

[7] W. P. Hong and Y.-D. Jung, Eur. Phys. J. D,Vol. 73, pp. 1-6, 2019.

[8] F. Khodadadi Azadboni, Contributions to Plasma Physics Vol.60, pp.e202000135, 2020.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

[9] T. Abe, K. Niu, Journal of the Physical Society of Japan Vol.49,pp. 717-724, 1980.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱- ۲۴۷۰- ۱۰-A

اثر یونیزاسیون بر روی گرمایش کیاتیکی الکترون‌ها در برهمکنش پالس قوی لیزر با اتم‌های هیدروژن

الناز خلیل زاده، سمیه رضائی*، محمد جعفر جعفری، امیر چخماچی، زهره دهقانی

سازمان انرژی اتمی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته ای

چکیده - در این مقاله برهمکنش پالس قوی لیزر با اتم های هیدروژن در نظر گرفته شده و حرکت آشوبناک الکترون‌ها در پلاسمای تشکیل شده در اثر یونیزاسیون میدانی بررسی شده است. طول پالس لیزر ۳۰۰ فمتو ثانیه و دامنه میدان الکتریکی بی بعد شده لیزر $a_0 = 1$ می باشد. نتایج حاصل از شبیه سازی ذره ای نشان می دهند با در نظر گرفتن یونیزاسیون، نوسانات چگالی باعث می شوند تا دامنه پراکندگی های رامان رو به عقب تولید شده از یک نویز اولیه قویتر شروع به رشد کنند. در نتیجه در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون، معیار مندونکا برای رخ دادن آشوب سریعتر برآورده شده و گرمایش کیاتیکی الکترون ها زودتر رخ می دهد.

کلید واژه- برهمکنش لیزر-اتم، گرمایش کیاتیکی، شبیه سازی ذره‌ای، پراکندگی رامان رو به عقب

Effect of ionization on the stochastic heating of electrons in the interaction of strong laser pulses with Hydrogen atoms

ElnazKhalilzadeh, SomayehRezaie*, MahammadJafarJafari, Amir Chakhmachi, ZohreDehghani

Plasma Physics & Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran

Abstract- In this paper, the interaction of a strong laser pulse with hydrogen atoms is considered and the chaotic motion of electrons in the field-ionized plasma is investigated. The length of the laser pulse is 300 femtoseconds and the amplitude of the dimensionless electric field of the laseris $a_0 = 1$. The results of the PIC simulation show that by considering ionization, the Raman backscattered radiations are seeded by a strong initial noise at the earlier times. Therefore, the Mendonca condition for chaos threshold is met sooner which in turn causes the electron stochastic heating start quickly.

Keywords: Laser-atom Interaction, Stochasticheating, Particle-in-Cell Simulation, Raman backscattering

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

پیشرفت سریع علم در تولید وتقویت پالس‌های کوتاه لیزری باعث شد تا مطالعه برهمکنش لیزر-پلاسما یکی از موضوعات برجسته در مطالعه فیزیک پلاسما باشد. در این زمینه، شناخت و بررسی مکانیسم‌های مختلف گرمایش در پلاسمای زیر چگال باتوجه به کاربردهای وسیع آن، مانند گداخت سریع، شتابدهنده های پروتونی، لیزرهای x و شتابدهنده های لیزر-پلاسما از اهمیت ویژه ای برخوردار بوده و هست [۱-۳].مکانیسم مهمی که باعث گرمایش موثر الکترون می‌شود گرمایش کیاتیکی الکترون در حضور دو پالس لیزری است که در خلاف جهت هم حرکت می-کنند [۴و۵].البته این به شرطی است که شدت پالس دوم از یک میزان شدت آستانه بیشتر باشد. مندونکا نشان داد که شرط آستانه برای گرمایش کیاتیکی $a_1 a_2 = 1/16$ می‌باشد که در آن a_1 و a_2 به ترتیب، پتانسیل برداری بی بعد برای پالس اول و دوم می‌باشند [۴]. در تحقیقات قبلی نشان داده شده است که در برهمکنش پالس لیزر با پلاسما، پراکنشهای تولید شده می توانند به عنوان میدان دوم عمل کرده و باعث حرکت کیاتیکی الکترونها شوند[۶]. در بسیاری از مطالعات مربوط به برهم کنش پالس قوی لیزر با پلاسما، به دلیل اینکه در ابتدای پالس لیزرو قبل از رسیدن بخش اصلی پالسیونیزاسیون اتفاق می‌افتد، مرحله یونیزاسیون و تشکیل پلاسما در نظر گرفته نمی‌شود. در این مقاله نشان داده می شود نوسانات چگالی در هنگام یونیزاسیون در برهمکنش پالس قوی لیزر با اتم های هیدروژن به شدت بر روی پراکندگی های تولید شده در پلاسما اثر داشته و باعث می شود گرمایش کیاتیکی سریعتر اتفاق افتد.

۱- یونیزاسیون میدانی

امروزه از پالس‌های لیزری قوی برای کاربردهای متنوع انتشار پالس لیزر در گاز، استفاده می‌شود. سازوکار واقعی یونیزاسیون با پارامتر کلدیش $\gamma = \omega_L \sqrt{2I_p}/E$ (I_p ، ω_L و E به ترتیب، پتانسیل یونیزاسیون اتمی، فرکانس و دامنه میدان لیزر می‌باشند) تعیین می‌گردد [۷]. هنگامی که $\gamma << 1$، یونیزاسیون میدان اپتیکی (OFI) می‌باشد. این یونیزاسیون میدان اپتیکی می‌تواند در دو سازوکار مختلف یونیزاسیون حذف سد (BSI) و یونیزاسیون تونل‌زنی (TI) رخ دهد [۶]. در توضیح این نوع یونیزاسیون باید گفت الکترون در داخل چاه پتانسیل اتمی غیر اختلالی و بر روی سطح انرژی I_p قرار می‌گیرد. با توجه به این که فرکانس گذار اتمی، بسیار کمتر از فرکانس لیزر است، میدان الکتریکی لیزر، به طور معمول ثابت می‌ماند. میدان لیزر اعمالی، پتانسیل اتمی چاه را از شکل طبیعی خارج کرده و سد پتانسیلی که الکترون در اتم یا یون می‌بیند، را پایین می‌آورد. در نتیجه الکترون از ساختار اتمی خارج می‌شود. وقتی میدان به اندازه کافی قوی باشد، سد پتانسیل، زیر سطح انرژی الکترون قرار گرفته و الکترون را آزاد می‌کند. در شرایطی که افت سد پتانسیل کولنی امکانپذیر نباشد، برای آزاد کردن الکترون، احتمال تونل‌زنی کوانتومی وجود دارد. این فرآیند تونل‌زنی یونیزاسیون نامیده می‌شود. تئوری که به صورت تجربی و به صورت گسترده مورد بررسی قرار گرفته، کار آموسوسف، دلونوکرینف، که به عنوان نظریه ADK شناخته می‌شوند[۸] می باشد. با در نظر گرفتن میدان خارجی به فرم $E = E_0 \cos(\omega t)\hat{y}$ احتمال تونل‌زنی الکترونی که در پتانسیل کولنی مجموعه‌ای از اتم / یون، با مدل ADK داده می‌شود، به شرح زیر است:

$$W = C^2_{n^*,l} f(l,m) I_p \left(\frac{3E}{\pi(2I_p)^{3/2}}\right)^{1/2} \left[\frac{2}{E}(2I_p)^{3/2}\right]^{2n^*-|m|-1} \exp\left(-\frac{2}{3E}(2I_p)^{3/2}\right) \quad (۱)$$

$$f(l,m) = \frac{(2l+1)(l+|m|)!}{2^{|m|}(|m|)!(l-|m|)!} \quad (۲)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$$C_{n^*l} = \left(\frac{2e}{n^*}\right)^{n^*} \frac{1}{(2\pi n^*)^{1/2}}$$

در این روابط، n^* ، عدد کوانتومی اصلی موثر است و l، m و e به ترتیب عددهای کوانتومی مداری، مغناطیسی و عدد اویلر می‌باشند.

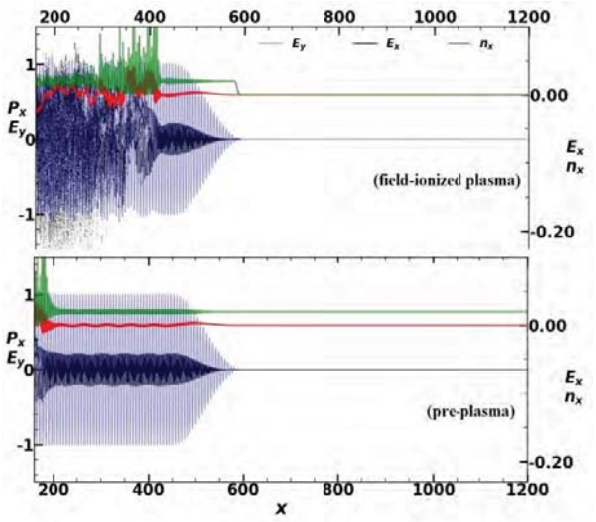
۲- شبیه‌سازی مساله و نتایج بدست آمده

برای جلوگیری از تکرار شدن پارامترهای شبیه‌سازی در تمام این بخش، این پارامترها قبل از ارائه نتایج شبیه‌سازی بیان می‌شوند.شبیه‌سازی‌ها با استفاده از کد شبیه‌سازی اسمایلی [۹] که تک بعدی در مکان و سه بعدی در سرعت می‌باشد، انجام شده است. در شبیه‌سازی های انجام شده، پالس لیزر دارای طول موج $\lambda = 1\mu m$ و دامنه میدان الکتریکی بی‌بعد شده $a_0 = 1$ است که $a_0^2 \square I\lambda_\mu^2 / 1.37\times10^{18}$ می‌باشد. برای تمامی نتایج شبیه‌سازی، پلاسما باپروفایل اولیه پله‌ای و چگالی $n = 0.02\ n_{cr}$ در محدوده $x = [85 - 220]\mu m$ در نظرگرفته شده است. برای داشتن وضوح و دقت قابل قبول در شبیه‌سازی، در هر طول موج لیزر، ۲۷۰۰۰ سلول شبیه‌سازی که داخل هرکدام ۴۸ ابر ذره وجود دارد قرار دارد. طول مکانی هر سلول شبیه‌سازی در حدود $DX / \lambda_D \approx 0.01$ می‌باشد. شکل پالس لیزر به صورت ذوزنقه‌ای بوده که تابعیت سینوسی دارد. در واقع پالس از سه قسمت خیزش، مسطح و نزول تشکیل شده است. در تمام این کار، مقادیر، موقعیت (x)، اندازه حرکت های طولی (P_x)، میدان الکتریکی طولی (E_x) و پتانسیل برداری عرضی (a_y) به ترتیب به λ، $m_e c$، $\omega_0 m_e c/q_e$، $q_e/m_e c^2$ و $m_e c^2$ نرمالیزه می‌شوند (q_e و ω_0 به ترتیب، بار الکترونی و فرکانس لیزر می‌باشد).

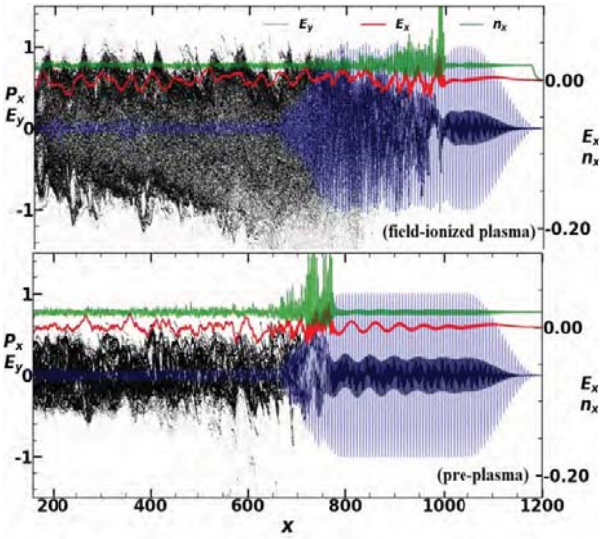
برای مشخص شدن اثر یونیزاسیون و نوسانات چگالی، بر روی شکست موج عقبه پلاسمایی تشکیل شده، نمودارهای مربوط به تکانه الکترون‌ها، میدان الکتریکی لیزر، میدان الکتریکی موج پلاسمایی و چگالی الکترون‌ها برای پالس [۸۰، ۱۴۰، ۸۰] (طول پالس ۳۰۰ فمتو ثانیه بوده و دارای زمان خیزش و نزول ۸۰ فمتو ثانیه می باشد) در شکل ۱و ۲ به ترتیب برای زمان انتشار (الف) ۲۴۰ فمتو ثانیه و (ب) ۵۵۰ فمتو ثانیه رسم شده‌اند. با توجه به شکل ۱، رفتارهای میدان‌ها و فضای فاز برای پلاسمای حاصل از یونیزاسیون میدانی و پلاسمای پیش فرض متفاوت می‌باشند. همانطور که می بینید در زمان ۲۴۰ فمتو ثانیه تنها در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون به همریختگی در فضای فاز مشاهده می شود. قبلا نشان داده شده است که برای پالس‌های با شیب کم، دامنه پراکندگی‌های رامان رو به عقب تولید شده می تواند به عنوان پالس دوم الکترومغناطیسی عمل کرده و باعث ایجاد آشوب شود[۱۰]. در اینجا به نظر می رسد با در نظر گرفتن یونیزاسیون و نوسانات چگالی این پراکنش‌ها در زمان‌های اولیه، قویتر تولید شده و سریعتر معیار مندونکا برآورده شده است. پراکندگی های رامان به یک نویز اولیه برای رشد و تقویت نیاز دارند نوسانات چگالی می تواند باعث شود این پراکندگی از یک نویز اولیه قویتر شروع شوند. بنابراین در مقایسه با پلاسمای پیش فرض، الگوی آشوب سریعتر مشاهده شده و گرمایش الکترونها زودتر رخ می دهد. در ادامه، در شکل ۲ و در زمان ۵۵۰ فمتو ثانیه کاملا مشخص است که در هر دو محیط آشوب رخ داده است. نکته مهم دیگری که در شکل ۲ کاملا واضح است بهم‌ریختگی و پخش شدگی بیشتر فضای فاز در حالت پلاسمای حاصل از یونیزاسیون می باشد. درباره علت این مساله می توان گفت از آنجایی‌که آشوب به شدت به شرایط اولیه مساله بستگی دارد با در نظر گرفتن یونیزاسیون برای هر ذره شرایط اولیه متفاوت ایجاد می شود. این نتیجه کاملا با نتایج قبلی بدست آمده از حل معادله حرکت تک ذره همخوانی کامل دارد [۶]. برای

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

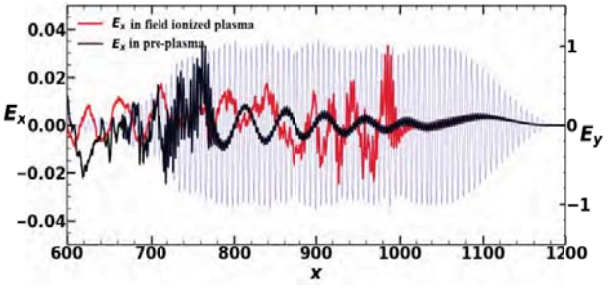
مشخص تر شدن بیشتر اختلاف بین اتفاقات رخ داده در دو محیط در شکل ۳، میدان عقبه تولید شده در پلاسمای پیش فرض و پلاسمای حاصل از یونیزاسیون رسم شده است. اختلاف بین شروع آشوب در این شکل کاملا واضح می باشد.



شکل ۱: تکانه الکترون‌ها، میدان الکتریکی لیزر، میدان الکتریکی موج پلاسمایی و چگالی الکترون‌ها در زمان ۲۴۰ فمتو ثانیه



شکل ۲: تکانه الکترون‌ها، میدان الکتریکی لیزر، میدان الکتریکی موج پلاسمایی و چگالی الکترون‌ها در زمان ۵۵۰ فمتو ثانیه



شکل ۳: نمودار میدان الکتریکی موج عقبه تشکیل شده در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون و پلاسمای پیش فرض در زمان ۵۵۰ فمتو ثانیه

۳- نتیجه‌گیری

در این مقاله برهمکنش پالس قوی لیزر به طول ۳۰۰ فمتو ثانیه و با زمان خیزش ۸۰ فمتو ثانیه با اتم‌های هیدروژن درنظر گرفته شده است. هدف بررسی اثر یونیزاسیون و نوسانات چگالی بر روی گرمایش کیاتیکی الکترون‌ها می باشد. با استفاده از نتایج بدست آمده می‌توان گفت با در نظر گرفتن یونیزاسیون، پراکندگی‌های رامان رو به عقب تولید شده می‌توانند از یک نویز اولیه قویتر شروع به رشد و تقویت کنند و در نتیجه شرایط مورد نیاز برای رخ دادن آشوب از طریق برآورده شدن سریعتر معیار مندونکا را فراهم کنند.

۴- مرجع‌ها

[1] D. Gustas, D. Guénot, A. Vernier, S. Dutt, F. Böhle, R. Lopez-Martens, A. Lifschitz, and J. Faure, Phys. Rev. Accel. Beams 21, 013401(2018).
[2] H. Ghotra, D. Jaroszynski, B. Ersfeld, N. Singh Saini, S. Yoffeand N. Kant, LPB 36, 154 (2018).
[3] MR. Edwards, JM. Mikhailova, Scientific Reports 10, 1 (2020).
[4] J. T. Mendonca and F. Doveil, *J. Plasma Phys.* 28, 485 (1982).
[5] Z. M. Sheng, K. Mima, Y. Sentoku, M. S. Jovanovic, T. Taguchi, J. Zhang and J. Meyer-ter-Vehn, *Phys. Rev. Lett.*88, 055004 (2002).
[6] E.Khalilzadeh, J.Yazdanpanah, J. Jahanpanah, A.Chakhmachi, and E.Yazdani, *Phys. Plasmas* 22, 113115 (2015).
[7] D. Baue, Physical Review A 55, 2180(1997).
[8] M. V. Ammosov, N. 8. Delone, and V. P. Kraino, Soviet Physics JETP 64, 1191 (1987).
[9]J. Derouillat, et al.Comput. Phys. Commun. **222**, 351 (2018).
[10] E. Khalilzadeh, A. Chakhmachi and J. Yazdanpanah, Optik**218**, 165249 (2020).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27thIranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021), and the 13thIranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021).University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021

کد مقاله : ۱-۲۵۴۳-۱۰-A

طراحی سنسور بلور فوتونی سیلیکونی دو بعدی برای تشخیص سلول سرطانی

فاطمه براتی و سمانه حامدی*

دانشکده مهندسی برق و الکترونیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز،ایران
hamedi@sutecha.ac.ir f1995baraty@gmail.com

چکیده- حسگر زیستی، یک قطعه است که برای تشخیص نمونه های زیستی که در آن قرار می گیرد، استفاده می شود. در این مقاله، یک حسگر زیستی دو بعدی بلور فوتونی با ساختاری به صورت دو موجبر bus -drop و یک تشدیدگر حلقوی طراحی شده است. اساس کار این حسگر زیستی های بلور فوتونی به این صورت است که هرگاه ضریب شکست آنالیت قرار گرفته در آن تغییر کند، به دلیل حساسیت بلور فوتونی به تغییر ضریب شکست، در نمودار طیف انتقال خروجی جابجایی بیشینه طول موج رزونانسی در آن مشاهده می شود. با افزایش مقدار ضریب شکست، نمودار طیف انتقال حدود ۰.۰۰۲ میکرومتر به سمت راستشیفت پیدا می کند. از این فرایند برای تشخیص سلول های سالم از سلول های سرطانی استفاده می شود. مقادیرمتوسط حساسیت و پارامتر کیفیت، به ترتیب ۳۵.۸۵۴۳ و ۶۰۸۲۴۳.۳۲ هستند. به دلیل حساسیت بالای این حسگرهای زیستی، از آن ها می توان برای تشخیص سرطان استفاده کرد.

کلید واژه-فتونیک کریستال، سرطان، ضریب شکست، تشدیدگر حلقوی، حسگر زیستی

Design of a Two-Dimensional Silicon Photonic Crystal Biosensor for Diagnosis ofCancer Cells

Fatemeh Baraty and Samaneh HamediElectrical and Electronic Department of Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran (hamedi@sutech.ac.ir) (f1995baraty@gmail.com)

Abstract- A biosensor is an analytical device, used for the detection of a sample usingin the binding mechanism. In this paper, A two dimensional photonic crystal waveguide based biosensor is designed with a ring resonator and, a bus waveguide and a drop waveguide. The sensing mechanism is such that when the refractive index of analytes changes, the resonant wavelength shift occurs. when the refractive index increases, the transmission spectrum moves about 0.0۰2um to higher wavelengths. This mechanism can be used to distinguish between normal and cancer cell lines. Theaveragevalues of sensitivity and quality factor of 35.8543 and 608243.32 are obtained for the designed structure respectively. Due to high sensitivity, this biosensor can be useful for detection of cancer cells.

Keywords: Photonic crystal, Cancer, Refractive index, Ring resonator, Biosensor

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27thIranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)
The 12thIranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)
University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021.

1. Introduction

The photonic crystals (PhC)[1], are used in resonators[2], waveguides[3], fibers[4], couplers[5] and many other applications. The PBG properties in Photonic crystal can be used for a variety of sensing applications, such as biosensors to detect specific bands between target acceptor biomolecules placed on the substrate[6] and biomolecules in the sample solution. Photonic crystals are materials which have a band gap due to a periodicity in the materials dielectric properties.Cancer[7] is a complex genetic disease that is caused by specific changes to the genes in one cell or group of cells. These changes disrupt normal cell function-specifically affecting how a cell grows and divides. In contrast to normal cells, cancer cells don't stop growing and dividing, this uncontrolled cell growth results in the formation of a tumor. The genetic changes that contribute to cancer usually affect three specific types of gene; proto-oncogenes, tumor suppressor genes, and DNA repair genes. The important features of biosensors based on PhC are high sensitivity, compactness, high selectivity and easy fabrication or integration with other optical or electrical components. The advantage of photonic crystal biosensors is the ability to identify quickly, effectively and efficiently of DNA [8], proteins [9], diabetes[10] or other biological molecules and chemical reactions for detection of diseases[11]. In this paper,two types of photonic crystal waveguides are prepared by applying linear defects. This paper discusses about the detection of cancercell [12]. The 2D PhC ring resonator [13] structure is designed and simulated. Due to the structure of square lattice photonic crystal and the use of special defects, this paper has a very high sensitivity and quality factor compared to similar articles [1] of sensor design based on 2D silicon photonic crystal.

2. Sensor design

The Photonic Crystal structure [14] designedin this paper is the array of silicon rods with refractive index of 3.46 in air in the form of a cubic lattice. The photonic crystal structure of biosensor is shown in Figure 1. The dimension of desired biosensor is 9.2×9.2 μm^2. The lattice constant of the structure is 630nm and the radius of silicon rods is 108 nm. As shown in figure 1, This biosensor consists of a ring resonator and two waveguides: a bus waveguide and a drop waveguide.The input light enters the structure through the bus waveguide and monitored at the drop waveguide. A ring resonator and the bus and drop waveguides are designed by removing rods in a ring and eliminating rods in a row.

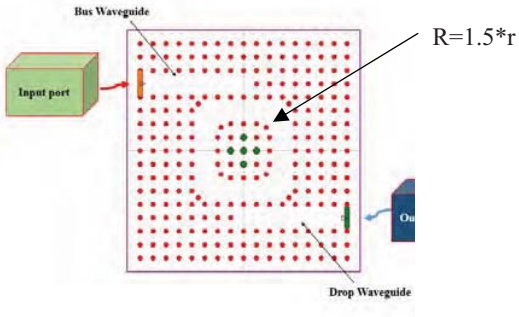


Fig. 1: Schematic structure of the proposed 2DPhC biosensor. (R is the radius of analyterods and r is the radius of silicon rods).

The results are obtained by solving the time dependent Maxwell's equation [15].

$$\nabla \times E + \frac{\partial B}{\partial t} = 0 (1)$$
$$\nabla \times H - \frac{\partial D}{\partial t} = j (2)$$
$$\nabla \cdot B = 0 (3)$$
$$\nabla \cdot D = \rho (4)$$

Where E is the electric field in $\frac{V}{m}$, H is the magnetic field in $\frac{A}{m}$, D is the electric field displacement, B is the magnetic induction field, ρ is the free charge density, and j is the free current density. The simulation environment is nonmagnetic and without a source there for j,ρ=0 .

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

There is the inverse relationship between the frequency of the emitted light(ω) and the dielectric constant of the material(ε). This relationship between ω and ε shows the sensitivity of the biosensor based photonic crystal to change the refractive index and proves that photonic crystals can be used to detect cancer. In this paper, for the calculation of dispersion diagram of the PC, plane wave expansion method [16] in RSoft software is used. The dispersion diagram of the PhC structure is shown in figure 2.

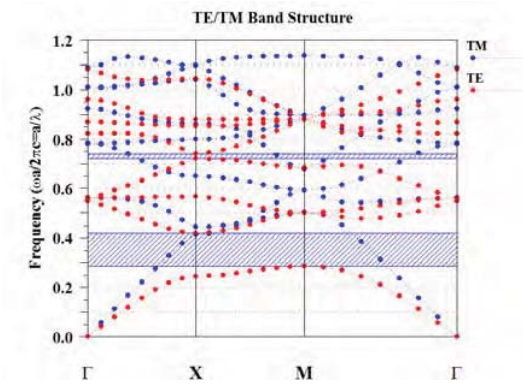


Fig.2: Dispersion diagram of the proposed 2DPhC based biosensor

By obtaining the dispersion diagram [11], the band gap for TM gap is in the range $0.2849 < \frac{a}{\lambda} < 0.4184$ and as a result the wavelength range is $1295 < \lambda < 1902$ nm. In this paper, sensing mechanism is the placement of the analyte instead of the sensing rods with a radius of R=1.5*r; as shown in figure 1.Analyte leads a change in the refractive index and then a shift in the wavelength of the maximum amplitude of the transmission spectrum is observed[12].

3. Results and Analysis

In this work, an input laser beam is applied to the input port and the transmission spectrum can be obtained from the output port. To do this, the refractive index of analytes must be entered into the structure. The refractive index for a normal Basal cell is 1.36 and for a cancerous Basal cell is 1.38. The cancerous basal is present in the outer layer of the skin (epidermis) and their formation is due to intense exposure to the sun and does not enter different parts of the body. And so on, the refractive index of normal and cancer cells calculated for HeLa and breast cells are equal to: 1.368, 1.392, 1.385 and 1.399 respectively. The finite difference time domain (FDTD)method was used to simulate the biosensor based on photonic crystals. The field distribution of the PhC structure at the wavelength of 1.63 nm is shown in figure 3.

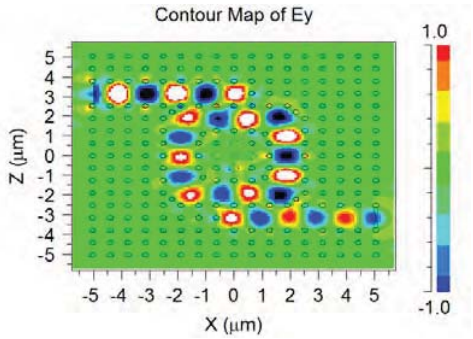


Fig.3: The field distribution of the proposed 2DPhC based biosensor

Figure 4 shows the transmission spectrum for Basal [13], Hela and breastcells where a resonant peak of 1630, 1631 and 1633 nm for normal cells, and a resonant peak of 1632, 1633 and 1634 nm for cancerous cells, is obtained respectively.

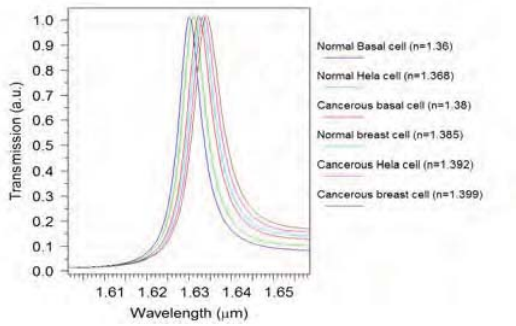


Fig. 4: Transmission spectrum for normal and cancerous Basal , Hela and breast cells

An indication is that as the refractive index[15] of analyte[16] increases, the transmission spectrum shifts to the high wavelengths. In this work, the quality factor ($Q=\frac{\lambda_{max}}{FWHM}$) and sensitivity ($S=\frac{\Delta\lambda}{\Delta n}$) values of this biosensor are listed in Table 1.According to the results listed in table 1, we have very high sensitivity and quality factor compared to [1] of sensor design based on 2D silicon photonic crystal.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که3در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

Table 1. The S and Q values for Basal, Hela and breast cells.

Analyte	Refractive index	λ_{max} (μm)	Quality factor	Swnsitivity
Basal cell (normal)	1.36	1.630	4290.13391	-
Basal cell (cancerous)	1.38	1.632	3688.299	10.858
Ref [1]			1082.89	5.65
Hela cell(normal)	1.368	1.631	3883.85	-
Hela cell(cancerous)	1.392	1.633	3630.855	11.114
Ref [1]			1090.82	6.75
Breast cell(normal)	1.385	1.633	3713.374	-
Breast cell(cancerous)	1.399	1.634	3026.3154	85.591
Ref [1]			1086.90	6.11

4. Conclusion

In this work we have presented a 2DPhC ring resonator biosensor designed with rods in air configuration. That can be used for the detection of cancer. The sensing mechanism is such that by placing the analyte instead of the sensing rods, the shift in peak resonant wavelength obtained by the change in refractive index. And as the refractive indexincreases, the transmission diagram shifts to higher wavelengths. Results shows distinct output spectrum for normal and cancerous Basal, Hela and breast cells with a wavelength shift of 0.0022 um, 0.0026um and 0.0012um respectively. Thus, the work established that the sensor can be used to detection cancer.

References

[1] H. Chopra, R. S. Kaler, and B. Painam, 'Photonic crystal waveguide-based biosensor for detection of diseases', J. Nanophoton, vol. 10, no. 3, p. 036011, Aug. 2016.

[2] M. Doss and M. Subadra, "3D design and computation of ring resonator with nano photonic crystal using FDTD modelling," in AIP Conf. Proc., Vol. 1391, No. 1, pp. 257–259 (2011).

[3] M. J. A. de Dood et al., "Design and optimization of 2D photonic crystal waveguide based on silicon," Opt. Quantum Electron. 34, 145–159 (2002).

[4] S. Olyaee and A. Naraghi, "Design and optimization of index guiding photonic crystal fiber gas sensor,"Photonic Sens.3(2), 131–136 (2013).

[5] C. Jamois, R. B. Wehrspohn, L. C. Andreani, C. Hermann, O. Hess, and U. Gösele, 'Silicon-based two-dimensional photonic crystal waveguides', Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications, vol. 1, no. 1, pp. 1–13, Dec. 2003.

[6] Y. Zhao et al., "Review on the optimization methods of slow light in photonic crystal waveguide,"IEEE Trans. Nanotechnol.14, 407–426 (2015).

[7] American Cancer Society, "Cancer facts & figures," 2016,http://www.cancer.org(29 February 2016).

[8] A. Benmerkhi, M. Bouchemat, and T. Bouchemat, 'Design of two-dimensional photonic crystal biosensor using DNA detection', Phosphorus, Sulfur, and Silicon and the Related Elements, vol. 195, no. 11, pp. 960–964, Sep. 2020.

[9] C.-J. Yang et al., 'Ultra Sensitivity Silicon-Based Photonic Crystal Microcavity Biosensors for Plasma Protein Detection in Patients with Pancreatic Cancer', Micromachines, vol. 11, no. 3, p. 282, Mar. 2020.

[10] S.R Joshi et al., "Challenges in diabetes care in India: sheer numbers, lack of awareness and inadequate control," J. Assoc. Physicians India 56, 443–450 (2008).

[11] Cancer Research UK, "Bowel cancer survival statistics," 2015,http://www.cancerresearchuk.org/about-cancer/cancer-symptoms/why-is-early-diagnosis-important(29 February 2016).

[12] R. Patel et al., "High contrast mapping of basal cell carcinomas,"Opt. Lett.37, 644–646 (2012).

[13] S. Naghizade and S. M. Sattari-Esfahlan, 'An Optical Five Channel Demultiplexer-Based Simple Photonic Crystal Ring Resonator for WDM Applications', Journal of Optical Communications, vol. 41, no. 1, pp. 37–43, Dec. 2019.

[14] A. K. Goyal, H. S. Dutta, and S. Pal, 'Performance optimization of photonic crystal resonator based sensor', Opt Quant Electron, vol. 48, no. 9, Aug. 2016.

[15] H. C. Beck, M Overgaard, and L. M. Rasmussen, "Plasma proteomics to identify bio-markers–application to cardiovascular diseases,"Transl. Proteomics7, 40–48 (2015).

[16] J. D. Joannopoulos, P. R. Villeneuve, and S. fan, "Photonic crystals: putting a new twist in light,"Nature386, 143–149 (1997).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که4در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۴ ۲۶۰- ۱۰-A

بررسی گاف‌های فرکانسی بلورهای فوتونی پلاسمایی یک بعدی تئو-مورس

محبوبه قلندری[۱]، ملیحه نجاتی[۲] و مهدی سلیمانی[۱]

[۱]گروه فیزیک، دانشکده مکانیک، دانشگاه صنعتی قم، قم

[۲]گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه قم، قم

چکیده –در این کار، به بررسی گاف‌های فرکانسی تعدادی از بلورهای فوتونی با چینش دی الکتریک/پلاسما خواهیم پرداخت. ترتیب قرارگیری لایه‌ها از دنباله تئو-مورس تبعیت می‌کنند. با استفاده از روش مرسوم ماتریس انتقال، نمودار ضریب عبور برحسب فرکانس موج فرودی را می‌یابیم و از روی آن گاف‌های فرکانسی را بدست می‌آوریم.

کلید واژه- بلور فوتونی پلاسمایی، دنباله تئو-مورس- روش ماتریس انتقال-گاف فرکانسی

Investigation of frequency gaps of the one dimensional Thue-Morse plasma photonic crystals

Mahboubeh Ghalandari[1], Maliheh Nejati[2]and Mehdi Solaimani[1]

[1]Department of Physics, Faculty of Mechanical Engineering, Qom University of Technology, Qom
[2]Department of Physics, Faculty of science, Qom University, Qom

ma.nejati@qom.ac.ir, solaimani @qut.ac.ir, mahboubeh.ghalandari@gmail.com

Abstract- In this wok, we will study the frequency gaps of a few plasma/dielectric photonic crystals. The arrangement of the layers obeys from the Thue-Morse sequence. We obtain the diagrams of the transmission coefficient with respect to the incident wave frequency through the conventional transfer matrix method and using them we evaluate the frequency gaps.

Keywords: Plasma photonic crystals, Thue-Morse sequency, transfer matrix method, frequency gaps.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

در مدل تئو-مورس، ساختار کاملا از دیگر سیستم‌های شبه دوره‌ای متفاوت است. این ساختار یک حالت بین حالات تصادفی و شبه دوره‌ای است. در این ساختارها طیف دامنه فوریه قله‌های به شکل تابع دلتا ندارد، بلکه طیف دامنه فوریه این ساختارها متشکل از قله‌های تابع دلتا و طیف پیوسته تکین است[۳]. این مدل تاکنون در حوزه‌های مختلفی نظیر مدل آیزینگ[۴]، ویژگی‌های فونونی[۵]، گسیل خودبخودی[۶]، فوتولومینسانس اکسایتونی[۷]، ویژگیهای جایگزیدگی[۸] و ....

در این مطالعه، به بررسی گاف های نواری چند لایه ای هایی با چینش تئو-مورس خواهیم پرداخت. در این ساختارها طول کلی را ثابت نگه خواهیم داشت تا اندازه ساختار خیلی بزرگ نشود. همچنین، از روش ماتریس انتقال برای حل مسئله استفاده خواهیم کرد.

فرمالیزم

در این مقاله، یک بلور فوتونی یک بعدی را در نظر می-گیریم که طول کل آن ثابت است. ساختار این بلور فوتونی مبتنی بر تابع تئو-مورس[۱] است که به صورت تکه‌ای تغییر می‌کند. با استفاده از دو علامت مختلف A و B برای تولید n امین نسل تئو-مورس S_n استفاده می‌کنیم[1]: $S_1 = AB, S_n = S_{n-1} + \tilde{S}_{n-1}$ که $\tilde{S}_{n-1}$ می‌تواند با معاوضه‌ی A و B در S_{n-1} تولید شود. برای مثال، $S_2 = ABBA$ ، $S_3 = ABBABAAB$ و... . در این مقاله، فرض می‌کنیم که بلور فوتونی شاملدو لایه‌ی دی‌الکتریک و پلاسما است که به طور تناوبی تکرار می‌شود. ضریب شکست پلاسما بصورت $n_p = \left(1-\omega_p^2/\omega^2\right)^{1/2}$ می‌باشد که در آن فرکانس پلاسما از رابطه $\omega_p = \left(n_e e^2/m\varepsilon_0\right)^{1/2}$ پیروی می نماید. m جرم الکترون و e بار الکترون می-باشد. در این مقاله با استفاده از روش ماتریس انتقال به محاسبه ضرایب عبور می‌پردازیم [۲]. ماتریس انتقال M برای مد TM در زاویه فرودی θ_0 از خلا به داخل ساختار به صورت زیر داده می‌شود:

$$M[d] = \prod_{i=1,2} \begin{bmatrix} \cos(\gamma_i) & \frac{-i\sin(\gamma_i)}{p_i} \\ -ip_i\sin(\gamma_i) & \cos(\gamma_i) \end{bmatrix} \quad (1)$$

که $\gamma_i = (\omega/c)\, n_i d_i \cos(\theta_i)$ ، c سرعت نور در خلا و θ_i زاویه شکست در لایه با ضریب شکست n_i است. در اینجا $p_i = \sqrt{\mu_i/\varepsilon_i}\cos\theta_i$ است که در آن، $\cos\theta_j = \sqrt{1-(n_0^2 \sin^2\theta_0 / n_j^2)}$. بنابراین، ماتریس انتقال برای یک ساختار N دوره‌ای برابر $[M(d)]^N$ است. ضریب عبور برای کل سیستم به صورت زیر می‌باشد:

$$t = \frac{2p_0}{(M_{11} + M_{12}p_s)p_0 + (M_{21} + M_{22}p_s)} \quad (2)$$

در این رابطه، M_{ij} با فرض (i , j=1,2) عناصر ماتریس $[M(d)]^N$ هستند. همچنین داریم: $p_0=\cos\theta_i/n_0$ و $p_s=\cos\theta_s/n_s$.

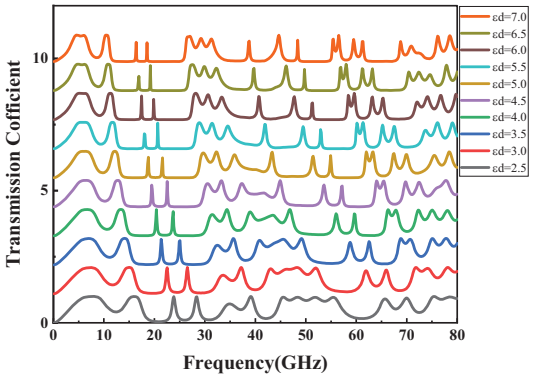
نتایج عددی

در این مقاله، فرض کرده‌ایم که چگالی پلاسما n_e برابر $1 \times 10^{18} m^{-3}$ و طول سیستم L برابر $30\ mm$می-باشد. همچنین برای این‌که رفتار ضریب عبور بر حسب فرکانس را به ازای ثابت‌های دی الکتریک مختلف مورد بررسی قرار دهیم، ثابت دی الکتریک را از ۲.۵ تا ۷ تغییر داده و نتایج عددی حاصل از آن را به ازای ۳ تعداد چاه متفاوت در شکل‌های ۱ تا ۳ ترسیم کرده‌ایم. در شکل ۱، نمودار تغییرات ضریب عبور بر حسب فرکانس به ازای wellnumber=10 برای ثابت‌های دی الکتریک متفاوت ترسیم شده است. همان‌طور که این شکل نشان می‌دهد در ناحیه فرکانس‌های مختلف، گاف‌های متعددی مشاهده می‌شود. در این کار به دنبال بررسی اثر ثابت دی الکتریک بر روی پهنای گاف می‌باشیم. از آن‌جا که اولین گاف در این نمودارها رفتار خیلی واضحی از خود نشان

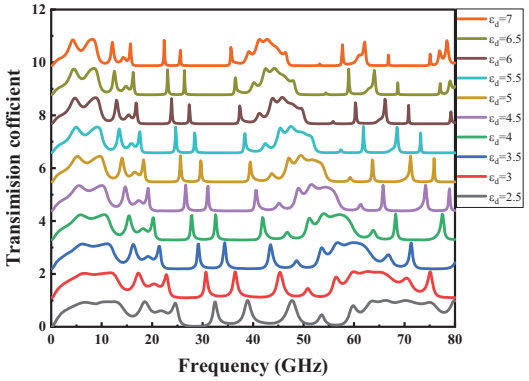
[۱] Thue-Morse

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

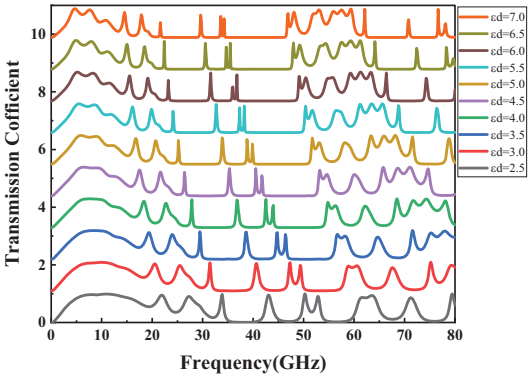
نمی‌داد. لذاپهنای گاف دوم و سوم را با تغییر ثابت دی الکتریک در شکل ۴، مورد بررسی قرار دادیم. در این شکل، عرض گاف دوم برای تعداد چاه‌های ۱۰ ، ۱۵ و ۲۰ ترسیم شده است. همان‌طور که این شکل نشان می‌دهد با افزایش ثابت دی الکتریک، پهنای گاف دوم به آرامی کاهش می‌یابد. اما بررسی پهنای گاف سوم به ازای تعداد چاه‌های متفاوت نشان می‌دهد که به ازای تمام تعداد چاه-ها پهنای گاف با افزایش ثابت دی‌اکتریک افزایش می‌یابد. این تغییرات منظم در پهنای گاف نشان می‌دهد، بدون این‌که فرکانس پلاسمایی یا طول سیستم را تغییر دهیم، می‌توانیم محل و عرض گاف را تنظیم کنیم. نکته دیگر آن است که، رفتار گاف دوم بصورت خطی و گاف سوم بصورت منحنی است. همچنین در شکل‌های ۱ تا ۳ مشاهده می‌کنیم که با افزایش ثابت دی‌الکتریک، محل گاف‌های فرکانسی به سمت فرکانس‌های کم‌تر شیفت پیدا می‌کند.



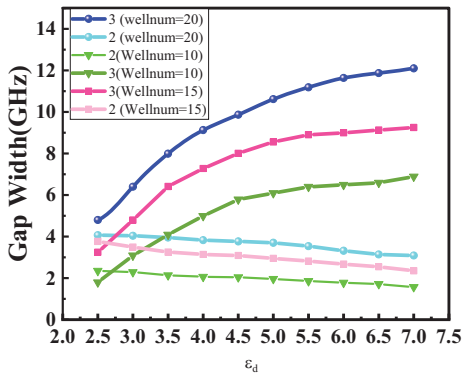
شکل۱: نمودار ضریب عبور بر حسب فرکانس موج فرودی به ازای $L = 30\ mm$، $n_e = 1 \times 10^{18} m^{-3}$، $\text{wellnumber} = 10$ و تغییر ضریب دی الکتریک ε_d از ۲.۵ تا ۷.



شکل۲: نمودار ضریب عبور بر حسب فرکانس موج فرودی به ازای $L = 30\ mm$، $n_e = 1 \times 10^{18} m^{-3}$، $\text{wellnumber} = 15$ و تغییر ضریب دی الکتریک ε_d از ۲.۵ تا ۷.



شکل۳: نمودار ضریب عبور بر حسب فرکانس موج فرودی به ازای $L = 30\ mm$، $n_e = 1 \times 10^{18} m^{-3}$، $\text{wellnumber} = 20$ و تغییر ضریب دی الکتریک ε_d از ۲.۵ تا ۷.



شکل۴: نمودار تغییر عرض گاف‌های بلور فوتونی بر حسب تغییرات ضریب دی‌الکتریک به ازای $L = 30\ mm$ و $n_e = 1 \times 10^{18} m^{-3}$ $\text{wellnumber} = 10, 15, 20$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

نتیجه‌گیری

دراین مطالعه، گاف‌های فرکانسی تعدادی بلور فوتونی پلاسمایی یک بعدی با توالی تئو-مورس مورد بررسی قرار گرفت. با کمک روش ماتریس انتقال این گاف‌ها بدست آمدند. نشان داده شد که با افزایش ثابت دی‌الکتریک، پهنای برخی از گاف‌ها کاهش می‌یابد. تغییرات در پهنای گاف فرکانسی نشان داد که بدون این‌که فرکانس پلاسمایی یا طول سیستم را تغییر دهیم، می توانیم محل و عرض گاف را تنظیم کنیم. با افزایش ثابت دی‌الکتریک نیز محل گاف‌های فرکانسی به سمت فرکانس‌های کم‌تر شیفت پیدا کرد.

مرجع‌ها

[1] V. Ferrando, A. Coves, P. Andres, and J. A. Monsoriu, "Guiding Properties of a Photonic Quasi-Crystal Fiber Based on the Thue–Morse Sequence", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 27, pp. 1903-1906, 2015.

[2] M. Born and E. Wolf; *Principles of Optics: Electromagnetic theory of propagation, Interference and diffraction of light*, Cambridge University Press, 2005.

[3] L. Wang, X. Yang, T. Chen, "Second harmonic generation in generalized Thue–Morse ferroelectric superlattices", Physica B Vol. 404, pp. 3425–3430,2009.

[4] Z. Lin and R. Tao, "Quantum Ising model on Thue-Morse aperiodic chain", Phys. Lett. A Vol. 150, pp. 11-13, 1990.

[5] E. M. Pan, Z. K. Jiao, G. J. Jin, A. Hub, S. S. Jiang, "Phonon properties of W/Ti Thue-Morse superlattices", Phys. Lett. A Vol. 245, pp. 483-488, 1998.

[6] L. Li, C. J. Mathai, S. Gangopadhyay, X. Yang & J. Gao, "Spontaneous emission rate enhancement with aperiodic Thue- Morse multilayer", Sci. Rep. Vol. 9, p. 8473, 2019.

[7] W. J. Hsueh, C. H. Chang, and C. T. Lin, "Exciton photoluminescence in resonant quasi-periodicThue–Morse quantum wells", Opt. Lett. Vol. 39, pp. 489-492, 2014.

[8] E. Lazo, E. Saavedra, F. Humire, C. Castro, and F. Cortes-Cortes, "Localization properties of transmission lines with generalized Thue-Morse distribution of inductances", Eur. Phys. J. B Vol. 88, p. 216, (2015).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۱۷۴۱-۱۰-A

بهبود پهنای باند آنتن پچ آرایه ای با استفاده از ساختار بلور فوتونی

حمیده کندری[۱]، محمدعلی منصوری بیرجندی[۲]
[۱]دانشکده فنی و مهندسی دانشگاه پیام‌نور سیستان و بلوچستان، زاهدان
[۲]دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان

[1]Kondori_h@yahoo.com, [2]mansouri@ece.usb.ac.ir

چکیـده –**یکی از مباحث مهم در طراحی آنتن‌ها، افزایش پهنای باند آنتن است. این مقاله آنتن پچ مایکرواستریپی را ارایه می‌کند که در طراحی آن از ساختار باند ممنوعه‌ی فوتونی استفاده شده است. در آنتن طراحی شده، بلورهای فوتونی درون سطح زمـین قـرار گرفته‌اند. ساختار پیشنهادی، شامل سه ردیف بلور فوتونی به شکل صلیب است. به‌کارگیری این ساختار، مانع انتشار امواج سطحی و بهبود مشخصات این آنتن در مقایسه با آنتن معمولی شده، به‌طوریکه پهنای باند آنتن بلور فوتونی در مقایسه با اندازه آنتن معمـولی ۲۴.۲% فزایش یافته است. علاوه بر این، تلفات برگشتی و تزویج متقابل نیز در آنتن فوق بهبود یافته است.**

کلید واژه- آنتنپچ آرایه‌ای ، بلور فوتونی، پهنای باند،تزویج متقابل آنتن، تلفات برگشتی.

Improvement of Array Microstrip AntennaBandwidthusing a photonic crystal structure

Hamideh. Kondori[1], Mohammad Ali Mansouri-Birjandi[2]
[1]Faculty of Engineering, Payam Noor University Sistan and Baluchestan,zahedan
[2]Faculty of Electrical and Computer Engineering, University of Sistan and Baluchestan

[1]Kondori_h@yahoo.com, [2]mansouri@ece.usb.ac.ir

Abstract- One of the important issues in antenna design is increasing the antenna bandwidth. This paper presents a microstrip patch antenna that uses a photonic crystal structure in its design. In the designed antenna, photonic crystals are embedded inside the ground's surface. The proposed structure consists of three rows of cross-shaped photonic crystals. The use of this structure prevents the propagation of surface waves and improves the characteristics of this antenna compared to a conventional antenna, so that the bandwidth of the photonic crystal antenna has increased by 24.2% compared to a conventional antenna. In addition, return loss and mutual coupling have been improved in the above antenna.

Keywords:Array patch antenna, Bandwidth, mutual coupling, photonic crystal, return loss.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

در سال‌های اخیر، رشد چشمگیری در استفاده از آنتن‌های مایکرواستریپ مشاهده شده است. از جمله می‌توان به کاربردشان در آنتن‌های آرایه‌ای، تلفن‌های سلولی، مخابرات سیار و سایر سیستم‌های مخابراتی اشاره نمود و این به دلیل مزایایی همچون هزینه پایین، وزن کم و انعطاف‌پذیری بالاست [۱]. آنتن مایکرواستریپ شامل زیرلایه‌ای است که یک صفحه‌ی تشعشع کننده (پچ) در یک طرف آن و در سمت دیگر آن صفحه‌ی زمین قرار دارد. بنابراین طراحی پچ و زیرلایه اثر مستقیمی در نتایج آنتن دارد. انتشار امواج در آنتن، به ماده‌ی دی‌الکتریک به کار رفته در آنتن بستگی دارد. بخشی از این امواج از آنتن خارج و قسمتی در آن ذخیره می‌شود [۲]. به دلیل انرژی ذخیره شده، پدیده‌ی ایجاد امواج سطحی روی صفحه زمین آنتن اتفاق می‌افتد. در آنتن آرایه‌ای، پچ علاوه بر خصوصیت انتشاری به عنوان یک تشدیدگر هم عمل می‌کند؛ بنابراین مولفه‌های هارمونی شاید منجر به ایجاد مشکلاتی در آنتن شود [۳].

اخیرا چندین تکنیک جهت جلوگیری از انتشار امواج سطحی پیشنهاد شده است. یکی از روش‌های موثر در این زمینه، استفاده از ساختارهای متناوب بلورهای فوتونی است. این ایده اولین بار توسط آقای یابلونوویچ ارائه شد [۴]. ساختارهای فوق، جهت بهبود مشخصات آنتن‌های پچ مایکرواستریپ و آنتن‌های تشدیدگر استفاده می‌شود. ساختارهای بلور فوتونی با آرایش متناوبی که دارند از انتشار امواج سطحی در باندهای فرکانسی معینی جلوگیری می‌کنند [۵]. به همین دلیل گاهی به عنوان ساختارهای باند

ممنوعه‌ی فوتونی شناخته می‌شوند. انواع زیرلایه‌ها با ساختار باند ممنوعه‌ی فوتونی در [۶] مورد بررسی قرار گرفته است. در [۷] جهت بهبود الگوهای تشعشعی، کاهش سطح لوب‌های کناری و پشتی و همچنین افزایش بهره‌ی آنتن پچ مایکرواستریپ از ساختار بلورهای فوتونی استفاده شده است. علاوه براین، بهبود بهره‌ی آنتن، سمتگرایی و بهره‌ی تشعشعی آنتن آرایه‌ای در فرکانس تراهرتز روی زیرلایه‌ی بلور فوتونی صورت گرفته است [۸]. همچنین در مقالات [9-10] برای بهبود برخی از مشخصات آنتن‌های مایکرواستریپ از بلورهای فوتونی در ساختار آن‌ها استفاده شده است.

در این مقاله از یک ساختار بلور فوتونی، درون سطح زمین آنتن مایکرواستریپ استفاده شده است. باید دقت شود که در سایر آنتن‌های بلور فوتونی طراحی شده توسط محققین، عمدتا از ساختارهای تکراری مانند حفره‌های دایروی یا ساختارهای پیچیده‌ی متناوب استفاده شده است. در این مقاله، ما از ساختار ساده‌ی بلور فوتونی صلیبی انحنادار استفاده کرده‌ایم.

طراحی آنتن‌ها

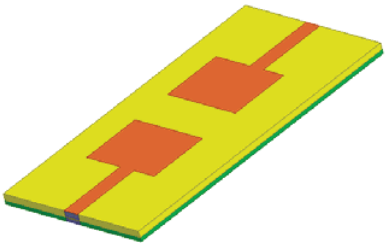
همانطور که قبلا اشاره شد، وجود امواج سطحی در آنتن، باعث کاهش عملکرد آن می‌شود؛ بنابراین جهت جلوگیری از انتشار این امواج ، از ساختار متفاوت بلور فوتونی به صورت صلیب‌هایی در سطح زمین استفاده شده است. ابعاد صلیب‌های فوق به گونه‌ای انتخاب شده اند که بهترین نتیجه برای آنتن بلور فوتونی حاصل شود.

آنتن بلور فوتونی

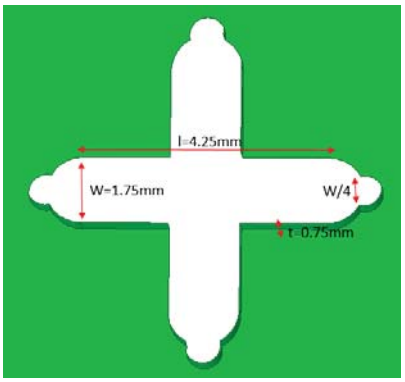
آنتن آرایه‌ای مایکرواستریپ معمولی در شکل ۱ مشاهده می‌شود. در این آنتن، طول و عرض خط تغذیه به‌ترتیب13.95mmو 3mmمی‌باشد. پچ مستطیلی دارای طول 15mm و عرض12mmاست. ابعاد زیرلایه‌ی FR-4 با ضریب تراوایی 4.4، 30mm×60mm×1.27mm می‌باشد. جهت بهبود مشخصات این آنتن، ساختار متناوب PBG داخل صفحه‌ی زمین به ضخامت0.75mmقرار گرفته است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

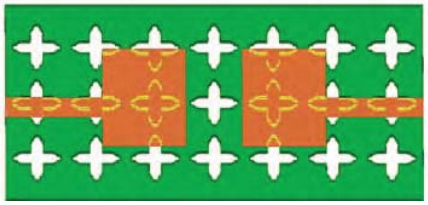
یک سلول واحد از ساختار PBG به کار گرفته شده در ساختمان آنتن، در شکل 2به همراه ابعاد بهینه نشان داده شده است. شکل ۳ بیانگر آنتن بلور فوتونی طراحی شده از نمای بالا است.



شکل ۱: آنتن پچ آرایه‌ای معمولی



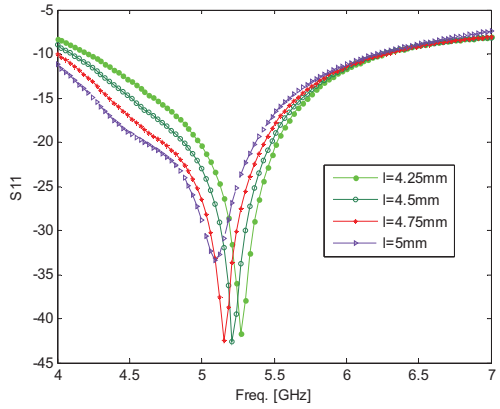
شکل ۲: سلول واحد از ساختار متناوب در آنتن طراحی شده



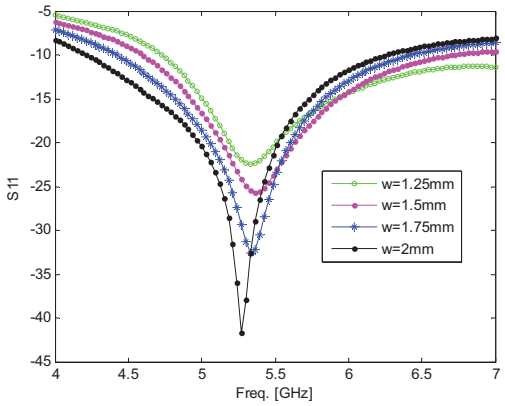
شکل۳: آنتن PBG

نتایج شبیه‌سازی

در آنتن طراحی شده، ابتدا اثرات طول l را روی تلفات بازگشتی بررسی کردیم که در شکل ۴ نشان داده شده است. آن‌گاه با انتخاب طول بهینه‌ی l=4.25mm به تاثیر تغییر عرض wپرداخته شد که در شکل ۵ نتایج ترسیم شده است. در نهایت، با انتخاب w=1.75mm، به فرکانس 5.4GHz نزدیکتر خواهیم شد و به عنوان عرض بهینه انتخاب می‌شود. مقایسه تلفات برگشتی آنتن PBG و آنتن معمولی در شکل ۶، بیانگر این است که پهنای باند آنتن به میزان ۲۴.۲٪و تلفات برگشتی آنتن بلور فوتونی به میزان10.9dBبهبود داشته است که در شکل 4 قابل مشاهده است. از مقایسه منحنی‌های مربوط به تزویج متقابل دو آنتن در شکل ۷ نیز بهبود تزویج متقابل به میزان 4dB در آنتن PBG مشاهده می‌شود.

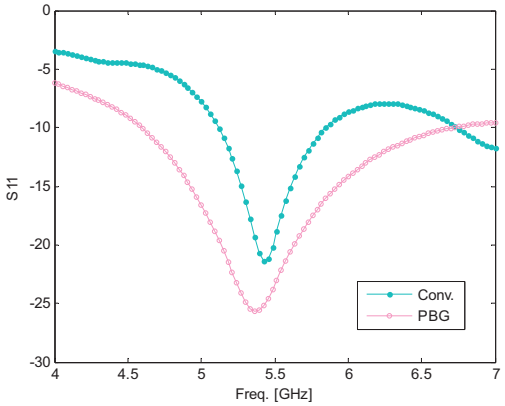


شکل ۴: اثرات تغییرات طول سلول واحد بر تلفات بازگشتی

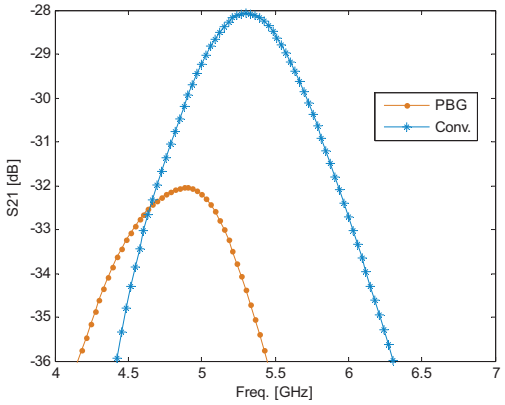


شکل ۵: اثرات تغییرات عرض سلول واحد بر تلفات بازگشتی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۶: تلفات بازگشتی آنتن معمولی و PBG



شکل 7: تزویج متقابل آنتن معمولی وPBG

نتیجه‌گیری

به دلیل اثرات منفی که امواج سطحی روی مشخصات آنتن دارد، باید از انتشار آن‌ها جلوگیری شود تا قابلیت‌های آنتن افزایش یابد. در این مقاله از ساختار بلور فوتونی درون سطح زمین استفاده شده است. نتایج به دست آمده از آنتن طراحی شده، بیانگر عدم انتشار امواج سطحی در باند فرکانسی خاصی است که باعث بهبود مشخصاتیمانند پهنای باند، تلفات برگشتی و تزویج متقابل آنتنPBGدر مقایسه با آنتن معمولی شده است.

مرجع‌ها

[1] G.Singh, "Design considerations for rectangular microstrip patch antenna on electromagnetic crystal substrate at terahertz frequency", Infrared Physics & Tech. Vol. 53, pp. 17-22,2010.

[2] H. Mosallael, Y. Rahmat-Samii, "Photonic-band gap (PBG) versus effective index: a case study of dielectric nanocavities", IEEE Symposium on Antennas and Propag. Vol. 1, pp.338-34, 2000.

[3] T. Kim, C. Seo, "A Novel Photonic Band Gap Structure for Low-Pass Filter of Wide Stop band", IEEE Microwave Guided Wave Lett. Vol. 10, pp. 13-15, 2000.

[4] E. Yablonovitch, "Photonic Band-Gap Structures", J. Opt. Soc. Amer. B. Vol. 10, pp. 283–294,1993.

[5] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, R. D. Meade, J. N. Winn, *Photonic crystals molding the flow of light,* second ed., Princeton Univ. Press, 2008.

[6] T. D. Amalraj , R. "Savarimuthu, Design and Analysis of Microstrip Patch Antenna Using Periodic EBG Structure for C-Band Applications", Wireless Personal CommunicationsVol. 109, PP. 2077–2094, 2019.

[7] A. Kaabala, M. Elhalaouia, B. ElJaafarib, S. Ahyoudc, A. Asselmana, "Design of EBG antenna with multi-sources excitation for high directivity applications", Procedia Manufacturing, Vol. 22, pp. 598-604, 2018.

[8] S.Ullah,C.Ruan,T. U. Haq, X.Zhang,"Highperformance THz patch antenna using photonic band Gap andDefected ground structure", J. Electromagn. Waves Appl., Vol.33,pp.1943–1954,2019.

[9] K., R. Kumar, P.Karuppanan, L. D.Malviya, "Design and analysis of novel microstrip patch antenna on photonic crystal in THz", Physica B: Physics of Condensed Matter, Vol. 545, pp. 107-112, 2018.

[10] M. N. EddineTemmar, A. Hocini, D. Khedrouche, and M. Zamani, "Analysis and design of a terahertz microstrip antenna based on a synthesized photonic bandgap substrate using BPSO", J. Comput. Electron., Vol. 18,pp.231–240,2019.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و سیزدهمین
کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۵۲-۱۰-A

مطالعه و بررسی ضخامت، ثابت دی‌الکتریک، تعداد تناوب، بر سیستم‌های چند لایه‌ای بدون انعکاس

سیده زهرا ، اکبرزاده؛[1] امین ، قادی[2]

[1,2] گروه فیزیک اتمی و مولکولی، دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران(بابلسر)
www.zahra.akbarzadeh.photonic@gmail.com[1],a.ghadi@umz.ac.ir[2]

چکیده - در این مقاله، ساختار پلاسما – دی الکتریک،را با استفاده از روش ماتریس انتقال، مورد بررسی قرار می‌دهیم.سپس تغییرات تعداد تناوب، زاویه فرودی، ثابت دی الکتریک، و ضخامت لایه‌ها را روی پهنای باند انعکاس، نشان می‌دهیم. در این ساختار مشاهده می‌شود که با افزایش تعداد تناوب، تعداد باندهای انعکاسی کمتر می‌شود اما مراکز این باندها به سمت فرکانس‌های بیشتر می‌روند. همچنین با افزایش ثابت دی‌الکتریک مرکز پهناهایشان کاهش، اما پهناهایشان افزایش می‌یابد. با افزایش ضخامت لایه، پهنای باند انعکاس کم و زیاد می‌شود ولی به تعداد باند انعکاس افزوده می‌شود.

کلید واژه- باند انعکاس فوتونیکی، بلور های فوتونیکی، مدهای انتشاری (باند انتقال).

Study of refractive index and thickness and number of periods and dielectric constants on multilayer systems without reflection

Seyyedeh Zahra Akbarzadeh [1] , Amin Ghadi [2]

[1, 2]Department of Atomic and molecular physics, Faculty of Basic Sciences, University of Mazandaran (Babolsar).a.ghadi@umz.ac.ir[2]

Abstract- In this paper, we study the plasma-dielectric structure using the transfer matrix method. Then we show the changes in the number of periods, the incidence angle, the dielectric constant, and the thickness of the layers on the reflection bandwidth. In this structure, it is observed that with increasing the number of periods, the number of reflective bands decreases, but the centers of these bands move towards higher frequencies. Also, with increasing dielectric constant, their center widths decrease, but their widths increase. As the layer thickness increases, the bandwidth of the reflector increases and decreases, but the number of reflector bands increases.

Keywords:photonic reflection band,Photonic crystals,Propagation Modes (Transmission band).

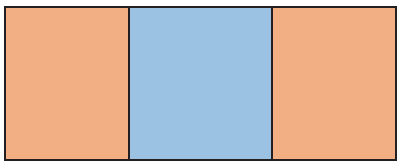
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

بلورهای فوتونی دسته جدیدی از محیط‌های نوری هستند که وجه مشخصه آنها ساختارهایی است که ضریب شکست آن ها به صورت متناوب تغییر می کند. این محیط ها دارای مشخصات ویژه ای هستند که با توجه به آن ها می‌توان از بلور های فوتونی در کاربرد های مختلفی استفاده نمود. ساختار بلورهای فوتونی شباهت زیادی به بلورهای نیمه رسانا دارد. مشخصه اصلی بلورهای که نوعا به صورت مصنوعی ساخته می‌شوند، دوره‌ای بودن آنهاست. این ویژگی منجر به ایجاد باند ممنوعه فرکانسی در بلور می‌شود. به طوریکه امواج الکترومغناطیس که با فرکانس منطقه ممنوعه تابش می‌شوند، قادر به عبور از بلور نمی‌باشند. این باند ممنوعه در ساخت هواپیماهای رادارگریز[۱]،دارای اهمیت می باشد. وجود نقص در بلور فوتونی موجب ایجاد مدهای نقص در داخل باند ممنوعه می‌گردد، که چنین مدی مجبور است در ناحیه نقص محدود گردد. نقص در بلور فوتونی همانند کاواکی عمل می‌کندکه دیواره‌هایش نور را کاملا منعکس می‌کند. اگر نوری هم فرکانس با فرکانس مد نقص به نزدیکی ناحیه نقص تابیده شود، این نور قادر خواهد بود این ناحیه را ترک کند[۲]روش های مختلفی برای محاسبه موقعیت های نقص در بلور یک بعدی وجود. اگر امواج الکترومغناطیسی نتواند در هر زاویه فرودی و هر قطبشی در یک بلور فوتونیکی منتشر شود، یا نسبت به تغییر زاویه موج فرودی و قطبش آن حساسیت نشان ندهد، به آن گاف باند تمام سویه گفته می‌شود. در این مقاله برای ترسیم نمودار انتقال، انعکاس و جذب بر حسب فرکانس از ماتریس انتقال استفاده می‌کنیم.

مدل تئوری و روش عددی

فرض می‌شود موجی با زاویه θ بر ساختار دولایه‌ای پلاسما - دی‌الکتریک فرود می‌آید. لایه های A و B نشان دهنده‌ی پلاسما و شیشه کوارتز و ضخامت لایه A که (d_1 ضخامت پلاسمای غیر مغناطیده) و لایه B(ضخامت شیشه کوارتز) d_2 و N تعداد تناوب دولایه است.رابطه ثابت دی‌الکتریک و نفوذپذیری $\varepsilon_i \mu_i$ فرض می‌شود عدد حقیقی و $(i = 1,2)$باشد و فرض می‌شود هر لایه همگن و همسانگرد و با فصل مشترک نامحدود باشد. در اینجا از ε_1 و ε_2 برای شرح ثابت دی‌الکتریک پلاسمای غیر مغناطیده و ثابت دی‌الکتریک B استفاده می‌کنیم[۳]. همانطور که می‌دانیم پلاسمای غیر مغناطیده نوعی از فرکانس وابسته به دی‌الکتریک است و ثابت دی‌الکتریک(پلاسما) ε_1 که از مدل درود پیروی می‌کند به شرح زیر نوشته می‌شود[۴][۵].



شکل ۱. بلور فوتونی متشکل از پلاسما-دی الکتریک

ω_p فرکانس پلاسمایی برابر است با :

$$\varepsilon_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + j\nu\omega}$$

$$\omega_p = \left(e^2 n_e / \varepsilon_0 m\right)^{\frac{1}{2}}$$

که e و m و n_e و ε_0 به ترتیب بار الکتریکی، جرم الکتریکی، چگالی پلاسما، و ثابت دی‌الکتریک در خلاء است. امواج EM (الکترومغناطیسی) با زاویه فرودی θ از خلاء به ساختار چندلایه‌ای پلاسما - دی‌الکتریک فرود می‌آید. فرض می‌کنیم بردار موج $K(\omega)$ در صفحه‌ی xz قرار دارد. بنابراین محاسبه انعکاس و انتقال و جذب برای ساختار چند لایه‌ای از روش ماتریس انتقال(TMM)[۶] استفاده می‌شود. ماتریس انتقال نشان دهنده‌ی ارتباط میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی بین دولایه از محیط متناوب می‌باشد و ارتباط بین لایه اول و نهایی را نشان می‌دهد، همچنین می‌توانیم مشخصه های مرتبط با میدان الکتریکی و مغناطیسی را در هر دو مکان در لایه مجاور

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

(یعنی y و $y+\Delta y$) را تنظیم کنیم که به صورت زیر به دست آمده است[۴].

M_l

که $k_0 n_l d_l \cos\theta_l \beta_l =$ و$\cos\theta_l p_l = \frac{n_l}{z_0}$ امواج TE)، $\cos\theta_l p_l = \frac{n_l}{z_0}$ امواج TM) با $l = 1, 2$ و امپدانس خلاء $\frac{\sqrt{\mu_0}}{\sqrt{\varepsilon_0}} Z_0$ =است. d_l ضخامت طول تناوبی d_1 و d_2 با ضریب شکست n_1وn_2 به ترتیب است. بنابراین ماتریس کل به صورت زیر است.

$M=$

که N_1 تعداد کل لایه ها در ساختار پلاسما - دی‌الکتریک در بلور فوتونیکی یک‌بعدی است. M M_k هم ماتریس انتقال kامین لایه در ساختار پلاسما - دی‌الکتریک در بلور فوتونیکی یک‌بعدی است. ضریب انعکاس این ساختار بدین صورت به دست آمده شده است:

$$r = \frac{(m_{11}+m_{12}p_s)p_0 - (m_{21}+m_{22}p_s)}{(m_{11}+m_{12}p_s)p_0 + (m_{21}+m_{22}p_s)} \quad (4)$$

در اینجا p_0 و p_s اولین و آخرین محیط از این ساختار است که توسط فرمول زیر به دست می آید:

$$p_0 = \frac{n_0 \cos\theta_0}{z_0}،$$

$p_s = \frac{n_s \cos\theta_0}{z_0}$(امواج TE و$p_0 = \frac{\cos\theta_0}{n_0 z_0}$، $p_s = \frac{\cos\theta_0}{n_s z_0}$ امواج TM)در مورد این ساختارمون، برای خلاء $n_s = 1 n_0$=است.

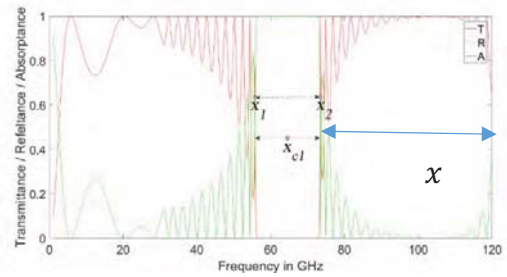
نتایج و محاسبات

فرض می‌شود ضریب گذردهی شیشه کوارتز، $\varepsilon_2 = 4$، ضخامت لایه ها $d_1+d_1=40$ mm ، و پارامتر ساختاری لایه پلاسما بدین صورت است:

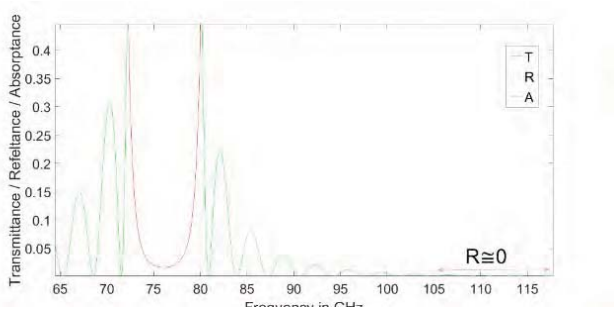
$n_e =$

$$(\omega_p = 2\pi \times 28.4 \times 10^9 \, rad/_s)$$
$$\upsilon_0 = 2\pi \times 10^6 \, rad/_s = \upsilon_c$$

شکل (۲) نشان می‌دهد که در بازه فرکانسی حدود ۵۶ تا ۷۳ گیگا هرتز دارای بازتاب ۱۰۰٪ و عبور صفر هستیم که به آن باند انعکاس گوییم. در این شکل پهنای باند انعکاس با (x_2-x_1) و مرکز آن را با x_{c1} نمایش دادیم. با افزایش ثابت دی الکتریک لایه دوم به تعداد باند انعکاسی افزوده می‌شود، تا در $\varepsilon_2 = 4$ تعداد باند انعکاس، در دو باند انعکاس ثابت می‌ماند. پهنای اولین و دومین باند انعکاس، همواره در حال افزایش است.

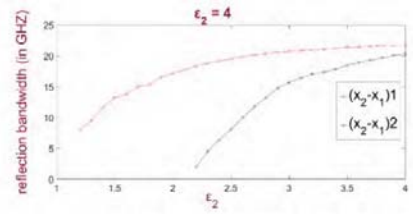


شکل (۲). نمودار انتقال/ انعکاس / جذب برحسب فرکانس با N=20، 2 = ε_2، $\theta = 0$ ، D = 40 همچنین x_t باند انتقال است.



شکل (۳) نمایش انعکاس صفر در نمودار انتقال/ انعکاس / جذب برحسب فرکانس با N = 20، ε_2 = 2، θ = 0، D = 40 .

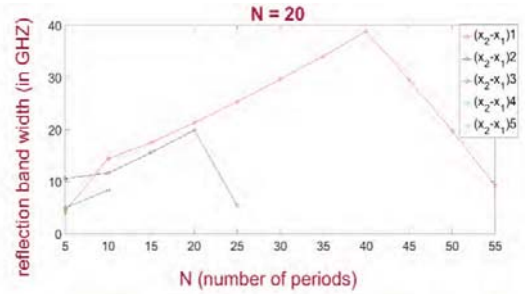
در شکل (۳) در بازه‌ی فرکانسی ۱۰۲.۵ تا ۱۰۶.۴ گیگا هرتز انعکاس صفر و تقریبا نزدیک به صفر داریم.



شکل (۴) پهنای باند انعکاس برحسب ε_2 با در نظر گرفتن N = 0=θ،20=D .

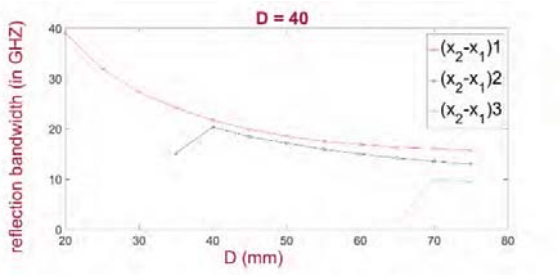
شکل (۴) پهنای باند انعکاس با تغییر ثابت دی الکتریک لایه دوم(ε_2)را نشان می‌دهد. همانطور که مشاهده می‌شود، پهنای باند انعکاس با افزایش ثابت دی‌الکتریک زیاد می‌شود.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل (۵)پهنای باند انعکاس برحسب N با در نظر گرفتن ε_2=4، θ= 0، D = 40.

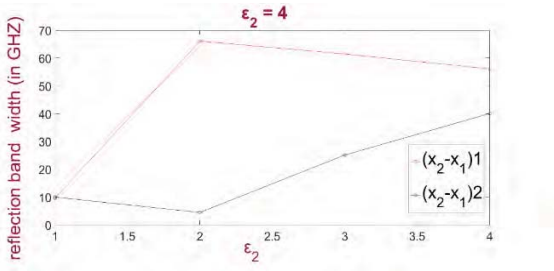
شکل (۵) پهنای باند انعکاس با تغییر تعداد تناوب N را نشان می‌دهد که N تعداد تناوب‌های ساختار دولایه پلاسما-دی الکتریک است. با افزایش تعداد تناوب، تعداد باندهای انعکاسی کمتر می‌شود. پهنای باندهای انعکاسی، ابتدا افزایش و سپس کاهش می‌یابد.



شکل(۶) نمودار پهنای باند انعکاس برحسب D با در نظر گرفتن N = 20، θ = 0، ε_2 = 4.

شکل(۶) پهنای باند انعکاس با تغییر ضخامت D را نشان می‌دهد. با افزایش ضخامت، به تعداد باندهای انعکاسی افزوده می‌شود. پهنای اولین باند انعکاس همواره کاهش، و پهنای دومین و سومین باند انعکاس ابتدا افزایش، سپس کاهش می‌یابد.

شکل (۷) بررسی قطبش TE برای ثابت دی الکتریک‌های متفاوت را نشان می‌دهد. با توجه به به شکل نمودار (۶) می‌توان مشاهده نمود که قطبش TE و TM از هم متفاوت اند.



شکل (۷) پهنای باند انعکاس برحسب ε_2 با در نظر گرفتن N = 20، θ = 0، D = 40.

نتیجه گیری:

درساختار پلاسما–دی‌الکتریک پهنای باند انعکاس با افزایش تعداد تناوب ابتدا افزایش، سپس کاهش می‌یابد و تعداد باندهای انعکاسی کاهش می‌یابد. با افزایش ثابت دی الکتریک پهنای باند انعکاس افزایش و تعداد آن افزایش می‌یابد. با افزایش ضخامت تعداد باند انعکاس افزایش می‌یابد و از پهنای باند انعکاس کاسته می‌شود. قطبش *TM* و *TE* برای هریک از تغییرات متفاوت است.

مرجع ها

[1] Guo, B. and X. Wang, Power absorption of high-frequency electromagnetic waves in a partially ionized magnetized plasma. Physics of Plasmas, 2005. **12**: p. 084506.
[2] Vetrov, S.Y. and A.V. Shabanov, Localized electromagnetic modes and the transmission spectrum of a one-dimensional photonic crystal with lattice defects. Journal of Experimental and Theoretical Physics, 2001. **93**(5): p. 977-984.
[3] Zhang, H.-F., et al., Omnidirectional photonic band gap enlarged by one-dimensional ternary unmagnetized plasma photonic crystals based on a new Fibonacci quasiperiodic structure. Physics of Plasmas, 2012. **19**(11): p. 112102.
[4] Qi, L., et al., Properties of obliquely incident electromagnetic wave in one-dimensional magnetized plasma photonic crystals. Physics of Plasmas, 2010. **17**(4): p. 042501.
[5] Zhang, H.-f., et al., Comment on "Photonic bands in two-dimensional microplasma array. I. Theoretical derivation of band structures of electromagnetic waves" [J. Appl. Phys. 101, 073304 (2007)]. Journal of Applied Physics , :(2)110.2011p. 026104.
[6] Born, M.A.X. and E. Wolf, HISTORICAL INTRODUCTION, in Principles of Optics (Sixth Edition), M.A.X. Born and E. Wolf, Editors. 1980, Pergamon. p. xxi-xxviii.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین
کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
سیستان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۱۸۵۶-۱۰-A

تولید پالس‌های کوتاه با تغییر در ساختار هندسی تارهای فوتونیک کریستال میان‌تهی

رضا سعیدی‌زاده، علیرضا خورسندی، سعید قوامی صبوری

گروه فیزیک دانشگاه اصفهان، اصفهان

چکیده – در این مقاله، اثرات ساختاری تارهای فوتونیک کریستال میان‌تهی (HC-PCF) برروی فرآیند فشرده‌سازی پالس بررسی شده است، بطوریکه به منظور فشرده‌سازی از روش مرتبه‌های بالای سالیتون استفاده شده است. نتایج بدست آمده نشان می‌دهد که کاهش اثر پاشندگی از طریق تغییر در ساختار تار نوری موجب افزایش ضریب فشرده‌سازی در خروجی می‌شود. این تغییر ساختار که به صورت باریک کردن تار نوری صورت گرفته است می‌تواند به حالت‌های هندسی مختلفی صورت پذیرد که در این مقاله از چهار ساختار خطی، نمایی، گاؤسی و هذلولوی استفاده شده است.

کلید واژه-مرتبه‌های بالای سالیتون، تار فوتونیک کریستال میان‌تهی، باریک کردن تار نوری

Short pulse generation by changing of the geometricalstructure of the hollow-core photonic crystal fiber

Reza Saeedizadeh, AlirezaKhorsandi, Saeed Ghavami Sabouri

Department of physics, University of Isfahan, Isfahan

Abstract- In this article, the structural effects of hollow-core photonic crystal fibers (HC-PCF) on the pulse compression process are investigated, so that the high-order soliton method is used for compression. The results show that the dispersion decreasing effect by changing the structure of the optical fiber increases the compression factor at the output. This re-structuring, which is done by tapering of the optical fiber, can be formed in various geometric states. In this article, four structures have been used: linear, exponential, Gaussian, and hyperbolic.

Keywords:High-order soliton, Hollow-core photonic crystal fiber, tapering of optical fiber.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

۱) مقدمه

تولید پالس‌های فوق کوتاه یکی از شاخه‌های مورد علاقه دانشمندان به حساب می‌آید، که علت آن، کاربردهای متنوعی از قبیل پردازش مواد با دقت بالا، کنترل واکنش‌های شیمیایی و طیف‌سنجی با وضوح زمانی بالا است که این نوع پالس‌ها در اختیار دانشمندان قرار می‌دهند. به منظور تولید پالس‌های فوق کوتاه در محدوده فمتوثانیه، از روش‌های مختلفی استفاده می‌شود. یکی از روش‌های به کار گرفته شده، استفاده از خاصیت غیرخطی تارهای نوری است که با توجه به سطح مقطع کوچک تارها، پارامتر بسیار مناسبی جهت فشرده‌سازی پالس به حساب می‌آید. تکنیک‌های فشرده‌سازی پالس بر پایه اثرات غیر خطی، به دو دسته کلی تقسیم می‌شوند: ۱) استفاده از قطعات اپتیکی همچون منشور و آینه‌های چیرپینگ به منظور فشرده‌سازی خارجی،۲) استفاده از اثر خود-فشرده‌سازی در تار نوری، بدون به کارگیری هر گونه قطعه اپتیکی. تکنیک خود-فشرده‌سازی اصطلاحاً «مرتبه-های بالای سالیتون» نامگذاری می‌شود[۱]. در این روش، مقدارمرتبه دوم پاشندگی الزاماً منفی است.

با این تفاسیر، اولین نوع تارهای نوری مورد استفاده در روش خود-فشرده‌سازی، تارهای نوری با هسته سیلیکا بود که برای تولید پالس‌های فمتوثانیه در نظر گرفته شد[۲]. با توجه به اینکه برای استفاده از این روش، شرط منفی بودن مرتبه دوم پاشندگی الزامی است،به هنگام استفاده از تارهای سیلیکایی، فقط در نواحی با طول‌موج‌های بالای ۱۳۰۰ نانومتر می‌توان فرآیند فشرده سازی را انجام داد، که این امر موجب به‌کارگیری لیزرهای نیمه‌رسانا به همراه تقویت‌کننده می‌شد. علاوه براین، به منظور تولید پالس-هایی با انرژی بالا، سیلیکا نیز دارای محدودیت‌های ساختاری است. به همین دلیل تارهای نوری فوتونیک کریستال با هسته میان‌تهی که مملوء از گازهای بی‌اثر است جایگزین مناسبی برای تارهای سیلیکایی محسوب می‌شدند. با استفاده از این نوع تارها علاوه بر تولید پالس‌های فمتوثانیه با انرژی بالا، می‌توان از روش خود-فشرده‌سازی در محدوده مادون قرمز نزدیک نیز بهره برد[۳]. در این مقاله به بررسی فرآیند فشرده‌سازی در این نوع تارها با تغییر در ساختار هندسی آنها پرداخته می-شود.

۲) مبانی نظری

با استفاده از معادله غیر خطی شرودینگر می‌توان رفتار پالس در محیط تارهای نوری را مورد بررسی قرار داد. با در نظر گرفتن متغیرهای بدون بعد $\xi = \frac{z}{L_D}$ و $\tau = \frac{T}{T_0}$، معادله شرودینگر از رابطه[۱]:

$$\frac{\partial U}{\partial \xi} = -\alpha U + iN^2 |U|^2 U - i\,\mathrm{sgn}(\beta_2)\frac{1}{2}\frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + \frac{\beta_3}{6|\beta_2|T_0}\frac{\partial^3 U}{\partial \tau^3}, \qquad (۱)$$

بدست می‌آید؛ که U میدان بهنجارشده،α اتلاف در تار، T_0 پهنای پالس ورودی β_2 و β_3 به ترتیب مرتبه دوم (GVD) و سوم (TOD) پاشندگی و N مرتبه سالیتون است که از رابطه $N^2 = \frac{\gamma P_0 T_0}{|\beta_2|}$ بدست می‌آید. ضریب غیرخطی γ، که در رابطه مرتبه سالیتون استفاده شده است، نشاندهنده اثرات غیر خطی در محیط است و به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}}. \qquad (۲)$$

در این رابطه λ طول‌موج پالس ورودی، A_{eff} مساحت مؤثر، $A_{eff} = 0.69\pi r_{core}^2$، و n_2 ضریب شکست غیر خطی است که برای گاز زنون $n_2 = 8.2\times10^{-23} P\ (\frac{m^2}{W.atm})$ در نظر گرفته می شود.

به منظور محاسبه پاشندگی در تارهای فوتونیک کریستال می‌توان از رابطه [۱]:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$$\beta(\lambda) = n(\lambda)\frac{2\pi}{\lambda}\left(1-\frac{1}{2}\left(\frac{2.405\lambda}{2\pi r_{core} n(\lambda)}\right)^2\right), \qquad (۳)$$

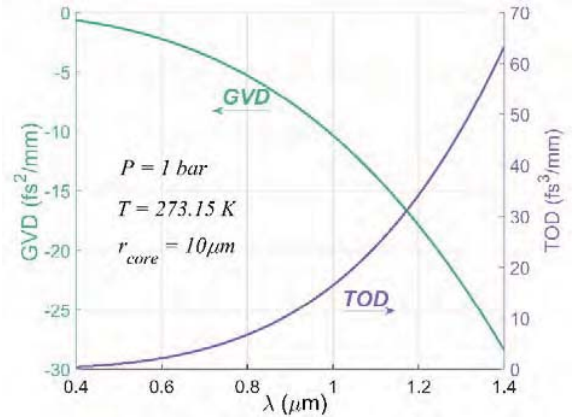
بهره برد. در این رابطه، $n(\lambda)$ معادله سلمایر [۴]گاز درون تار فوتونیک کریستال است که به طول موج پالس ورودی وابسته است. با استفاده از رابطه $\beta_m = \frac{d^m\beta}{d\lambda^m}$ ، مرتبه دوم و سوم پاشندگی را می‌توان بدست آورد.

با توجه به وابستگی پاشندگی و اثر غیر خطی به شعاع هسته، r_{core}، می‌توان به این نتیجه رسید که تغییر در ساختار هندسی تار فوتونیک کریستال موجب تغییر در مقدار این دو پارامتر می‌شود که این امر متعاقباً تغییر در مقدار مرتبه سالیتون، N، را به همراه دارد. از طرفی با توجه به اینکه، N نشان‌دهنده‌ی میزان برهمکنش اثرات خطی و غیرخطی نسبت به یکدیگر است، افزایش آن موجب افزایش برهمکنش این اثرات می‌شود که در این شرایط می‌توان پالسی با پهنای کمتر و در نتیجه ضریب فشرده‌سازی بزرگتری را در اختیار داشت.

۳) شبیه‌سازی و نتایج

نتایج حاصله از شبیه‌سازی‌های صورت گرفته برای یک تار فوتونیک کریستال میان تهی است که در درون هسته‌ی آن گاز زنون تزریق شده است. با توجه به اینکه شعاع هسته‌ی مربوط به تار مورد استفاده شده ۵ میکرون است می توان در محدوده مادون قرمز نزدیک مقداری منفی برای مرتبه دوم پاشندگی (GVD) بدست آورد. شکل (۱) تغییرات GVD و TODرا نسبت به طول‌موج نشان می‌دهد.

با در اختیار داشتن این شرایط می‌توان با استفاده از روش مرتبه‌های بالای سالیتون یک پالس فشرده در محدوده فمتوثانیه در اختیار داشت. نتایج بدست‌آمده نشان می‌دهد که به هنگام ورود یک پالس ۵ پیکوثانیه با طول‌موج ۱۰۶۴ نانومتر و توان بیشینه ۳۵.۳ کیلووات، می‌توان یک پالس فشرده ۲۰ فمتو ثانیه بدست آورد که ضریب فشرده‌سازی آن در حدود ۲۵۰ می‌شود.



شکل ۱: تغییرات مرتبه دوم (GVD) و مرتبه سوم پاشندگی (TOD) نسبت به طول‌موج برای یک تار فوتونیک کریستال میان‌تهی با شعاع هسته ۵ میکرون و مملوء از گاز زنون.

یکی از روش‌های افزایش برهمکنش بین اثرات خطی و غیر خطی به منظور افزایش ضریب فشرده‌سازی، تغییر در ساختار هندسی تار نوری است. با توجه به وابسته بودن هر دو اثر به شعاع هسته، با تغییر در آن می‌توان پالسی با پهنای کمتر در اختیار داشت. نتایج حاصله مبین این موضوع است که به منظور داشتن یک اتلاف مناسب جهت انتقال پالس در تار نوری، شعاع تار نوری می‌تواند تا ۳.۵ میکرون کاهش یابد. با استفاده از چهار پروفایل هندسی: خطی، نمایی، گاؤسی، و هذلولوی می‌توان اثر تغییرات شعاع را بر روی GVD و TODدر شکل (۲) مشاهده کرد. پارامترهای L و z که در شکل (۲) نشان داده شده است به ترتیب طول تار نوری و مسافت طی شده توسط پالس در طول تار هستند. جدول (۱) میزان فشرده‌سازی برای ساختارهای هندسی مختلف را نشان می‌هد. همانطور که در این جدول، نشان داده شده است، بهترین پروفایل هندسی به کارگرفته شده، پروفایل خطی است که می‌تواند پهنایی در حدود ۱۵ فمتوثانیه با ضریب فشرده‌سازی ۳۳۳ را در اختیار ما قرار دهد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

جدول۱: نتایج محاسبه شده برای فشرده‌سازی پالس با تغییر در ساختار هندسی تار فوتونیک کریستال میان‌تهی

ساختار هندسی	پهنایپالس (fs)	ضریب فشرده‌سازی
بدون تغییر	۲۰	۲۵۰
خطی	۱۵	۳۳۳
نمایی	۱۹	۲۶۳
گاؤسی	۴۵	۱۱۱
هذلولوی	۲۴	۲۰۸

۴) نتیجه‌گیری

یکی از روش‌های فشرده‌سازی پالس، استفاده از مرتبه‌های بالای سالیتون است. در این روش بدون استفاده از هر گونه قطعه اپتیکی، تنها با استفاده از یک تار نوری فوتونیک کریستال و بر پایه‌ی اثرات غیر خطی محیط تار، می‌توان پالس‌هایی در محدوده ۲۰ فمتوثانیه بدست آورد. به منظور بهینه کردن پهنا و ضریب فشرده‌سازی، می‌توان ساختار هندسی تار نوری را تغییر داد که با به کارگیری پروفایل خطی پالسی با پهنای ۱۵ فمتو ثانیه و با ضریب فشرده‌سازی آن ۳۳۳ بدست می‌آید.

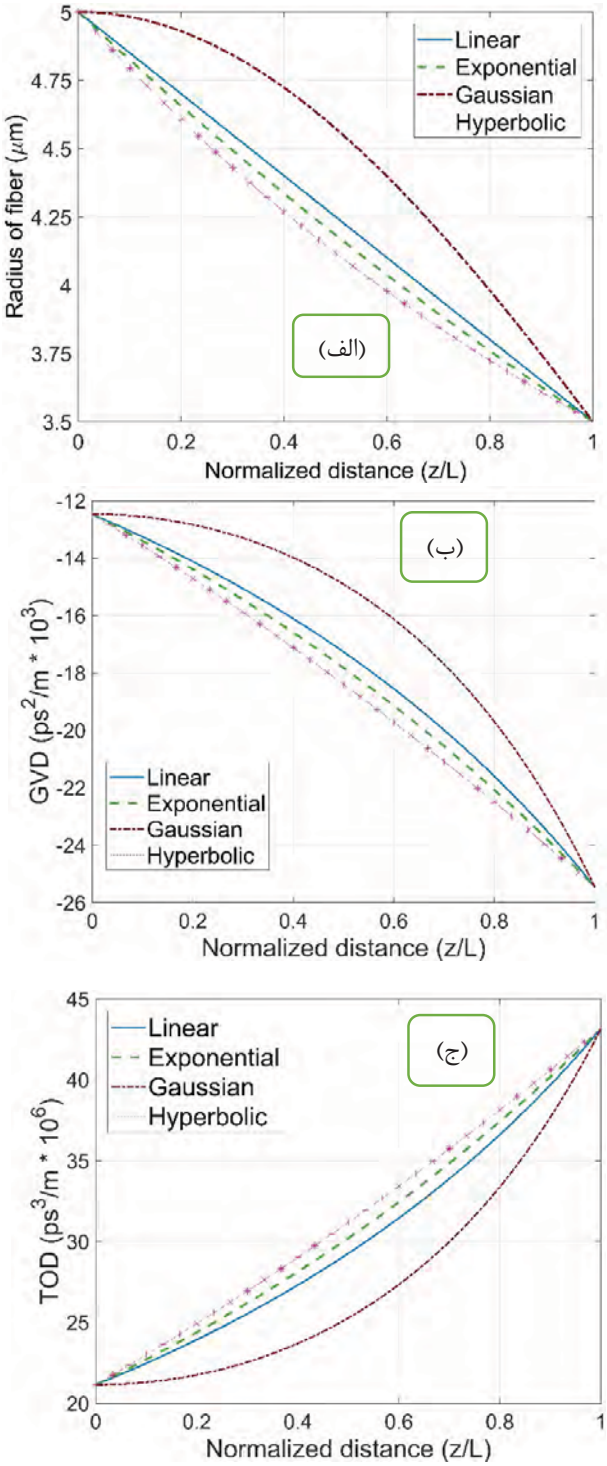
۵) مرجع‌ها

[1] Govind P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, Springer Press, 2013.

[2] Li, Qian, J. Nathan Kutz, and P. K. A. Wai. "Cascaded higher-order soliton for non-adiabatic pulse compression." JOSA B 27, no. 11 (2010): 2180-2189

[3] Travers, John C., Teodora F. Grigorova, Christian Brahms, and Federico Belli. "High-energy pulse self-compression and ultraviolet generation through soliton dynamics in hollow capillary fibres." Nature Photonics 13, no. 8 (2019): 547-554.

[4] Marcatili, Enrique AJ, and R. A. Schmeltzer. "Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers." Bell System Technical Journal 43, no. 4 (1964): 1783-1809.



شکل ۲:تغییرات الف)شعاع ب) مرتبه دوم پاشندگی (GVD)و ج) مرتبه سوم پاشندگی (TOD) نسبت به طول بهنجارشده تار فوتونیک کریستال میان‌تهی در دمای ۲۷۳.۱۵ کلوین و فشار ۱ اتمسفر.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۶۱-۱۰-A

بررسی طیف عبوری بلورهای فوتونی یک بعدی فیبوناچی مرتبه سوم شامل شبه فلز دیراک

زهره مومیوند ، بهروز رضائی

دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز

چکیده - در این مقاله طیف عبوری بلور فوتونی فیبوناچی یک بعدی مرتبه سوم حاوی شبه فلز دیراک برای قطبش الکتریکی با استفاده از روش ماتریس انتقال در ناحیه فرکانسی تراهرتز مورد بررسی قرار گرفته است. نشان داده شده است که گافهای نواری فوتونی می توانند با تغییر انرژی فرمی شبه فلز دیراک تنظیم شوند. بعلاوه، اثر زاویه تابش بر روی گافهای فوتونی بررسی گردید. نتایج محاسبات نشان می دهد که انرژی فرمی تاثیر قابل ملاحظه ای بر روی تغییر گافهای فوتونی دارد، اما اثر زاویه تابش ناچیز است.

کلید واژه- بلور فوتونی، گاف نواری فوتونی، طیف عبوری، شبه فلز دیراک.

Investigation of the transmission spectrum of third-order one-dimensional Fibonacci photonic crystals containing Dirac semimetal

ZohrehMoomivand, and BehroozRezaei

Faculty of Physics, University of Tabriz

Abstract- In this paper, the transmission spectrum of the third-order one-dimensional photonic crystalscontaining Dirac semimetal has been investigated for electric polarizationin terahertz frequency region, using the transfer matrix method. It has been demonstrated that the photonic band gaps can be tuned by varying the Fermi energy of the Dirac semimetal. In addition, the effect of incident angle on photonic band gapswas investigated. The numerical results show that the Fermi energy have considerable effect on modification of photonic band gaps, but the incident angle have negligible effect.

Keywords: Photonic crystal, photonic band gap, transmission spectrum, Dirac semimetal.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

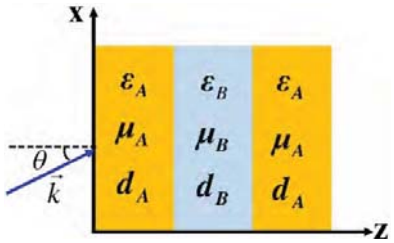
بلورهای فوتونی ساختارهای متناوب مصنوعی هستند که از دو یا چند ماده با ضریب دی الکتریک مختلف ساخته شده اند [۱]. مهم ترین خاصیت این ساختارها وجود ناحیه ممنوعه فرکانسی (گاف نواری فوتونی) در طیف عبوری آنها می باشد که ناشی از تناوب سیستم و پراکندگی براگ است، بطوریکه امواج الکترومغناطیس در این ناحیه فرکانسی قادر به انتشار نیستند. این خاصیت منجر به پدیده های غیرمعمول فیزیکی مانند جایگزیدگی نور می شود [۲]. در سالهای اخیر بلورهای فوتونی بدلیل دارا بودن خواص نوری فوق العاده، توجه زیادی را به خود جلب کرده اند. کاربردهای گوناگونی از بلورهای فوتونی مانند لیزرهای نیمرسانا با بهره بالا [۳]، موجبرها [۴] و فیبرهای نوری [۵] ارائه شده است. بلورهای فوتونی قابل تنظیم از اهمیت ویژه ای در سیستم های ارتباطات نوری برخوردار هستند و در حال حاضر توجه زیادی را به خود جلب کرده اند. برای این منظور از موادی مانند بلور مایع [۶]، گرافن [۷] و غیره استفاده می کنند.

اخیراً حالت جدیدی از ماده کوانتومی بنام شبه فلز دیراک کشف شده است. این مواد در فرکانس های پایین تر از انرژی فرمی رفتار فلزی از خود نشان می دهند، در حالیکه در فرکانسهای بالاتر از آن شبیه دی الکتریک عمل می کنند. تابع دی الکتریک شبه فلز دیراک به صورت تابعی از فرکانس، دما و انرژی فرمی است و می توان آن را با تغییر انرژی فرمی از طریق اعمال ولتاژ گیت خارجی، بطور دینامیکی کنترل نمود [۸].

در این مقاله تنظیم پذیری طیف عبوریبلور فوتونی یک بعدی فیبوناچی مرتبه سوم حاوی شبه فلز دیراک را در محدوده فرکانسی تراهرتز برای قطبش الکتریکی با استفاده از روش ماتریس انتقال مورد مطالعه قرار می دهیم. نتایج محاسبات نشان می دهد که پهنا و موقعیت گافهای نواری فوتونی بطور قابل ملاحظه ای با تغییر انرژی فرمی شبه فلز دیراک کنترل می شوند. همچنین اثر زاویه تابش را بر روی گافهای فوتونی و طیف عبوری ساختار مورد نظر بررسی می کنیم.

روش محاسبات

ساختار مورد مطالعه در این مقاله بلور فوتونی فیبوناچی یک بعدی مرتبه سوم است که سلول اولیه آن در شکل ۱ نشان داده شده است.



شکل ۱: سلول اولیه بلور فوتونی فیبوناچی یک بعدی مرتبه سوم شامل لایه دی الکتریک SiO_2 و شبه فلز دیراک

پارامترهای فیزیکی لایه های A و B ، یعنی ثابت دی الکتریک، ضخامت و تراوایی مغناطیسی، به ترتیب عبارتند از: $(\varepsilon_A, d_A, \mu_A)$ و $(\varepsilon_B, d_B, \mu_B)$. سلول اولیه هر ساختار فیبوناچی مرتبه n ام، F_n، توسط رابطه $F_{n+1} = [F_n, F_{n-1}]$ با $F_0 = [B]$ و $F_1 = [A]$ مشخص می شود. بنابراین سلول اولیه ساختار شبه تناوبی فیبوناچی مرتبه سوم بصورت $F_3 = [ABA]$ خواهد بود. لایه A از جنس دی الکتریک معمولی و لایه B شبه فلز دیراک است و تابع دی الکتریک آن بصورت زیر تعریف می شود [۹]:

$$\varepsilon_B(\omega) = \varepsilon_b + i\frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega} \quad (۱)$$

که ε_b ثابت دی الکتریک موثر زمینه ، ε_0 گذردهی خلا و σ رسانندگی نوری شبه فلز دیراک بوده و قسمتهای حقیقی و موهومی آن در حد دماهای پایین $T \ll E_F$ بصورت زیر است:

$$\begin{aligned} \mathrm{Re}\,\sigma(\Omega) &= \frac{e^2}{\hbar}\frac{gk_F}{24\pi}\Omega\theta(\Omega-2) \\ \mathrm{Im}\,\sigma(\omega) &= \frac{e^2}{\hbar}\frac{gk_F}{24\pi^2}\left[\frac{4}{\Omega}+\Omega\ln\left(\frac{4\varepsilon_c^2}{|\Omega^2-4|}\right)\right] \end{aligned} \quad (۲)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

در رابطه فوق $\Omega = \hbar\omega/E_F$ ، e بار الکترون، $\hbar$ ثابت کاهش یافته پلانک، g ضریب تبهگنی، E_F انرژی فرمی، $k_F = E_F / \hbar v_F$ ممانتوم فرمی و v_F سرعت فرمی و ε_c انرژی قطع می باشد. برای محاسبه طیف عبوری ساختار مورد مطالعه از روش ماتریس انتقال مبتنی بر ماتریس انتشار و ماتریس دینامیکی استفاده می کنیم [۱۰]. ماتریس انتشاردر هر لایه بصورت زیر است:

$$P_l = \begin{bmatrix} \exp(-ik_{l,z}d_l) & 0 \\ 0 & \exp(ik_{l,z}d_l) \end{bmatrix}, (l = 1,2,\cdots) \quad (۳)$$

و ماتریس دینامیکی در گذار از یک محیط به محیط دیگر بصورت زیر تعریف می شود:

$$D_{l,l+1} = \frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1+\eta_l & 1-\eta_l \\ 1-\eta_l & 1+\eta_l \end{bmatrix} \quad (۴)$$

در روابط فوق $k_{l,z} = (\omega/c)\sqrt{\varepsilon_l\mu_l - \sin^2\theta}$ ، ω فرکانس زاویه ای، c سرعت نور در خلاء و برای قطبش الکتریکی (میدان الکتریکی در راستای محور y) $\eta_l = k_{l+1,z}/k_{l,z}$ است. ماتریس انتقال کل سیستم با رابطه زیر داده می شود:

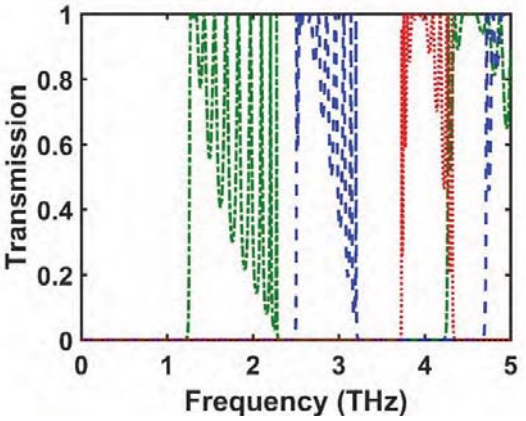
$$M = D_{0,1}P_1D_{1,2}\cdots P_N D_{N,sub} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \quad (۵)$$

در این رابطه N تعداد لایه های ساختار را نشان می دهد. با استفاده از ماتریس انتقال می توان طیف عبوری کل سیستم را بصورت زیر محاسبه کرد:

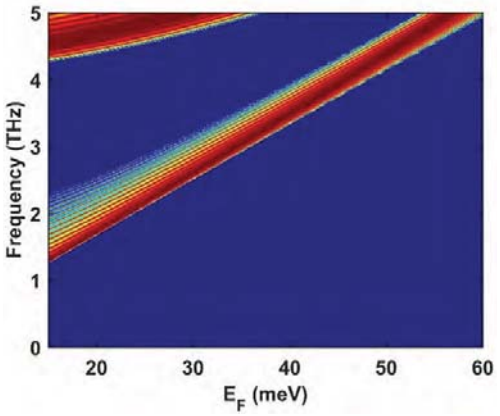
$$T = \left|\frac{1}{m_{11}}\right|^2 \quad (۶)$$

نتایج و بحث

در این بخش نتایج محاسبات عددی طیف عبوری برای قطبش الکتریکی با در نظر گرفتن پارامترهای $\varepsilon_A = 2.25$ ، $\mu_A = 1$ ، $d_A = 5\mu m$ ، $\mu_B = 3$ ، $d_B = 5\mu m$ ، $\varepsilon_b = 13$ ، $g = 4$ ، $v_F = 10^6 m/s$ و $\varepsilon_c = 3$ گزارش شده است[۱۱]. طیف عبوری ساختار مورد مطالعه در محدوده فرکانسی ۰-۵ تراهرتز برای $N = 30$ بازای مقادیر مختلف انرژی فرمی $E_F = 15,30,45 meV$ تحت تابش عمودی $\theta = 0$، محاسبه شده و در شکل ۲ نشان داده شده است.



شکل ۲:طیف تراگسیلی بلور فوتونی فیبوناچی یک بعدی مرتبه سوم برای قطبش الکتریکی بازای انرژیهای فرمی $15 meV$(رنگ سبز)، $30 meV$ (رنگ آبی) و $45 meV$ (رنگ قرمز) تحت تابش عمودی.

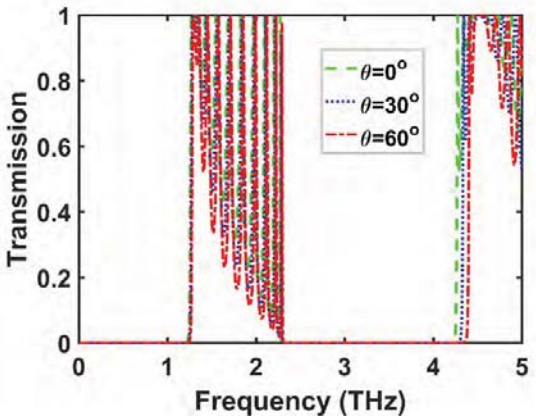


شکل ۳:طیف عبوری بلور فوتونی فیبوناچی یک بعدی مرتبه سوم برای قطبش الکتریکی بر حسب تابعی از انرژی فرمی و فرکانس تحت تابش عمودی.

مشاهده می شود که با افزایش انرژی فرمی پهنای گاف فوتونی اول که ناشی از منفی بودن ثابت دی الکتریک شبه فلز دیراک در فرکانسهای پائین در سیستم است، افزایش می یابد و لبه پائین و بالای گاف فوتونی دوم بطرف فرکانسهای بالا جابجا می شود. شکل ۳ بررسی جامعی از طیف عبوری سیستم را برای تابش عمودی بصورت تابعی از فرکانس و انرژی فرمی نشان می دهد. ملاحظه می شود

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

که با افزایش انرژی فرمی پهنای گاف فوتونی اول افزایش می یابد و حساسیت آن نسبت به تغییرات انرژی فرمی بیشتر است. همچنین ضمن اینکه لبه پائین و بالای گاف فوتونی دوم به طرف فرکانسهای بالا جابجا می شود، پهنای آن با افزایش انرژی فرمی کاهش می یابد. در پایان اثر زاویه تابش در مقدار ثابت انرژی فرمی $E_F = 15meV$ بر روی گافهای فوتونی نیز بررسی شده و در شکل ۴ نشان داده شده است. طیف عبوری ساختار بازای زوایای تابش $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ محاسبه شده است و مشاهده می شود که با افزایش زاویه تابش، گاف فوتونی اول بدون تغییر و لبه بالایی گاف فوتونی دوم به اندازه کمی به طرف فرکانسهای بالا جابجا می شود و در حالت کلی اثر آن بر روی طیف عبوری سیستم ناچیز است.



شکل ۴:طیف عبوری بلور فوتونی فیبوناچی یک بعدی مرتبه سوم برای قطبش الکتریکی بازای $E_F = 15meV$ برای زوایای تابش $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$.

نتیجه‌گیری

در این مقاله تنظیم پذیری طیف عبوری بلور فوتونی فیبوناچی یک بعدی با تغییرات انرژی فرمی شبه فلز دیراک مورد بررسی قرار گرفت. نتایج محاسبات نشان داد که انرژی فرمی در تنظیم پذیری پهنا و موقعیت فرکانسی گافهای نواری فوتونی تاثیر قابل ملاحظه ای دارد. تاثیر زاویه فرودی نیز بر روی گافهای نواری فوتونی مورد مطالعه قرار گرفت و نتایج بدست آمده نشان داد که این اثرات ناچیز است.

مرجع‌ها

[1] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn, Photonic Crystals: Molding the flow of light, Princeton University Press, 2nd ed., Princeton, 2008M. Lundstrom, Fundamentals of Carrier Transport, p. 44, Cambridge University Press, 2000.

[2] S. John, "Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices" Phys. Rev. Lett. Vol. 58, pp. 2486, 1987.

[3] M. Loncar, T. Yoshie, A. Scherer, P. Gogna and Y. Qiu, "Low-threshold photonic crystal laser", Appl. Phys. Lett. Vol. 81, pp. 2680, 2002.

[4] S. G. Johnson, P.R. Villeneuve, S. Fan and J. D. Joannopoulos, "Linear waveguides in photonic-crystal slabs", Phys. Rev. B Vol. 62, pp. 8212, 2000.

[5] P. St. J. Russell, "Photonic crystal fibers", Science Vol. 299, pp. 358, 2003.

[6] B. Rezaei, I. H. Giden, and H. Kurt, "Tuning Light Focusing with Liquid Crystal Infiltrated Graded Index Photonic Crystals", Opt. Commun. Vol. 382, pp. 28, 2017.

[7] H. Mahmoodzadeh, B. Rezaei, "Tunable Bragg defect mode in one-dimensional photonic crystal containing graphene-embede defect layer", Appl. Optics Vol. 57, pp. 2172, 2018.

[8] L. X. Wang, C. Z. Li, D. P. Yu, and Z. M. Liao, "Aharonov-Bohm oscillations in Dirac semimetal Cd_3As_2 nanowires", Nat. Commun. Vol. 7, pp. 10769, 2016.

[9] G. D. Liu, X. Zhai, H. Y. Meng, Q. Lin, Y. Huang, C. J. Zhao, and L. L. Wang, "Dirac semimetals based tunable narrowband absorber at terahertz frequencies", Opt. Express Vol. 26, pp. 11471, 2018.

[10] X.-H. Deng, J.-T. Liu, J.-R. Yuan, Q.-H. Liao and N.-H. Liu, "A new transfer matrix method to calculate the optical absorption of graphene at any position in stratified media", EPL Vol. 109, pp. 27002, 2015.

[11] Y. Zhao, Y. Zhang, X. Guo, M. Liu, H. Chen, S. Liu, and H. Zhang, "Tunable omnidirectional photonic band gap of one-dimensional photonic crystals containing Dirac semimetals", J. Appl. Phys. Vol. 122, pp. 223108, 2017.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۶۰-۱۰-A

حالتهای سطحی تنظیم پذیر در بلورهای فوتونی یک بعدی شامل لایه پوششی شبه فلز دیراک

پریسا فرهادی، بهروز رضائی، جواد بشیری، علی سلطانی والا

دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز

چکیده - در این مقاله حالتهای سطحی یک بلور فوتونی یک بعدی نیمه بی نهایت در حضور لایه پوششی شبه فلز دیراک با استفاده از روش تحلیلی تطابق مستقیم در مدل کرونیگ-پنی در ناحیه فرکانسی تراهرتز مورد بررسی قرار گرفته است. نشان می دهیم که حالتهای سطحی با قطبش الکتریکی می تواند با تغییر انرژی فرمی شبه فلز دیراک، که نقش اصلی را در کنترل و جایگزیدگی این حالتهای سطحی بازی می کند، تنظیم شود. بعلاوه، اثر ضخامت لایه پوششی روی حالتهای سطحی بررسی شده است. نتایج محاسبات نشان می دهد که انرژی فرمی و ضخامت لایه پوششی تاثیر قابل ملاحظه ای روی تغییر حالتهای سطحی دارد.

کلید واژه- باند ممنوعه فوتونی، بلور فوتونی، حالتهای سطحی، شبه فلز دیراک.

Tunablesurface states in one-dimensional photonic crystals containing Dirac semimetal cap layer

Parisa Farhadi, Behrooz Rezaei, Javad Bashiri,Ali Soltani Vala

Faculty of Physics, University of Tabriz

Abstract- In this paper, the surface states in a semi-infinite one-dimensional photonic crystal in the presence of Dirac semimetal cap layer has been investigated in terahertz frequency region, using the analytical direct matching procedure within the Kronig-Penny model. We demonstrate that the TE-polarized surface states can be tuned by varying the Fermi energy of Dirac semimetal, which plays an important role in controlling and localization of these surface states. In addition, the effect of the thickness of cap layer on surface states has been investigated. The numerical results show that the Fermi energy and thickness of cap layer have considerable effect on modification of surface states.

Keywords: Photonic band gap, photonic crystal, surface states, Dirac semimetal.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

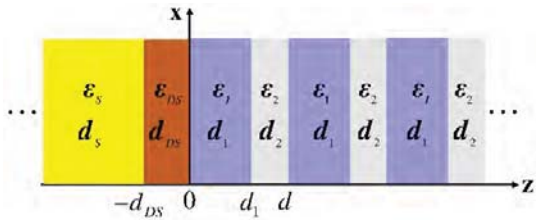
مقدمه

بلورهای فوتونی ساختارهای متناوب از مواد با ضرایب شکست مختلف هستند که یکی از ویژگیهای اساسی آنها وجود باند ممنوعه فرکانسی در ساختار باند فوتونی آنها می باشد، بطوریکه امواج در این ناحیه فرکانسی اجازه انتشار را ندارند [۱]. ایجاد نقص در بلورهای فوتونی منجربه ایجاد مدهای جایگزیده در ناحیه باند ممنوعه آنها می شود. به همین ترتیب زمانی که یک بلور فوتونی بی نهایت قطع می شود، حالت های سطحی جایگزیده می توانند در سطح مشترک بلور فوتونی و یک محیطهمگن ایجاد شوند، بطوریکه این امواج هنگام دور شدن از سطح مشترک در راستای عمود بر آن بصورت نمایی در هر دو محیط بلور فوتونی و محیط همگن میرا می شوند[۱].

در این مقاله امواج سطحی ایجاد شده در فصل مشترک بلور فوتونی یک بعدی و محیط همگن هوا در حضور لایه پوششی شبه فلز دیراک بصورت نظری مورد مطالعه قرار گرفته است. شبه فلز دیراک دارای منحنی پاشندگی خطی در فضای ممانتوم سه بعدی است و الکترونهای کپه ای آن تشکیل ساختار مخروطی سه بعدی می دهند. بنابراین، می توان شبه فلز دیراک را بعنوان گرافن سه بعدی در نظر گرفت. این مواد در فرکانس های پایین تر از انرژی فرمی رفتار فلزی از خود نشان می دهند، در حالیکه در فرکانسهای بالاتر از آن شبیه دی الکتریکعمل می کنند. تابع دی الکتریک شبه فلز دیراک به صورت تابعی از فرکانس، دما و انرژی فرمی است و می توان آن را از طریق تغییر انرژی فرمی بوسیله ولتاژ گیت بطور دینامیکی کنترل نمود [۲]. در این تحقیق تنظیم پذیری حالت های سطحی در محدوده فرکانسی تراهرتز برای قطبش TE با استفاده از روش تحلیلی تطابق مستقیم در مدل کرونیگ-پنی مورد مطالعه قرار گرفته است. نتایج محاسبات نشان می دهد که موقعیت و جایگزیدگی حالت های سطحی بطور قابل ملاحظه ای با تغییر انرژی فرمی کنترل می شوند. تاثیر ضخامت لایه پوششی روی حالتهای سطحی نیز گزارش شده است.

روش محاسبات

ساختار مورد مطالعه در این تحقیق بصورت طرحوار در شکل ۱ نشان داده شده است که در آن تناوب بلور فوتونی در جهت Z می باشد.



شکل ۱. ساختار بلور فوتونییک بعدی با یک لایه پوششی شبه فلز دیراک

میدان الکتریکی برای قطبش TE در جهت محور Y خواهد بود و سلول واحد بلور فوتونی شامل دو لایه با ضریب دی الکتریک ε_i و تراوایی مغناطیسی μ_i ($i=1,2$) می باشد. ساختار باند تصویر یافته بلور فوتونی از رابطه زیر حاصل می شود [۳]:

$$\cos(k_B d)=\cosh(k_{1z}d_1)\cosh(k_{2z}d_2)+\frac{1}{2}\left(\frac{F_1}{F_2}+\frac{F_2}{F_1}\right)\sinh(k_{1z}d_1)\sinh(k_{2z}d_2) \quad (۱)$$

که در آن $F_i=k_{iz}/\mu_i$ و $k_{iz}=\sqrt{k_{\|}^2-\varepsilon_i\mu_i\omega^2/c^2}$، k_B بردار موج بلوخ، ω فرکانس زاویه ای، c سرعت نور و $k_{\|}$ مولفه موازی بردار موج است. با اعمال شرایط مرزی بر روی مولفه های مماسی میدان الکتریکی و مغناطیسی در نقاط $z=0$ و $z=-d_{DS}$ می توان رابطه پاشندگی حالتهای سطحی را بدست آورد:

$$\frac{F_1F_s}{F_{DS}\gamma}\sinh(k_{DS}d_{DS})-F_s\cosh(k_{DS}d_{DS})-F_{DS}\cosh(k_{DS}d_{DS})+\frac{F_1}{\gamma}\cosh(k_{DS}d_{DS})=0 \quad (۲)$$

در رابطه فوق $F_s=k_s/\mu_s$ ، $k_s=\sqrt{k_{\|}^2-\varepsilon_s\mu_s\omega^2/c^2}$، $F_{DS}=k_{DS}/\mu_{DS}$ ، $k_{DS}=\sqrt{k_{\|}^2-\varepsilon_{DS}\mu_{DS}\omega^2/c^2}$ می باشد و γ بصورت زیر تعریف می شود:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$$\gamma = A / B$$
$$A = \sinh(k_{1z}d_1) + F_1S / F_2 \sinh(k_{2z}d_2) \quad (۳)$$
$$B = S\cosh(k_{2z}d_2) - \cosh(k_{1z}d_1)$$

که در آن $S = e^{ik_B d}$ و $d = d_1 + d_2$ ثابت شبکه بلور فوتونی است. تابع دی الکتریک لایه ی پوششی شبه فلز دیراک بصورت زیر بیان می شود [۴]:

$$\varepsilon_{DS}(\omega) = \varepsilon_b + i\frac{\sigma_{DS}}{\omega\varepsilon_0} \quad (۴)$$

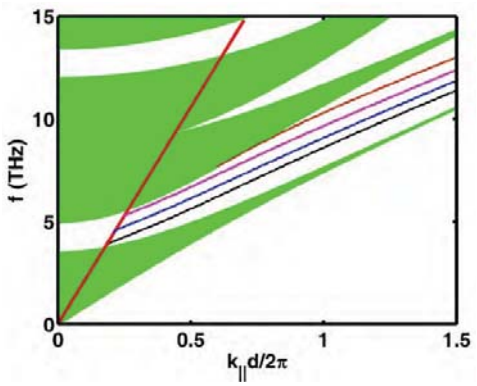
که ε_b ثابت دی الکتریک موثر زمینه ، ε_0 گذردهی خلا و σ_{DS} رسانندگی نوری شبه فلز دیراک بوده و قسمتهای حقیقی و موهومی آن در حد دماهای پایین $T \ll E_F$ بصورت زیر است [۴]:

$$\mathrm{Re}\,\sigma_{DS}(\Omega) = \frac{e^2}{\hbar}\frac{gk_F}{24\pi}\Omega\theta(\Omega-2)$$
$$\mathrm{Im}\,\sigma_{DS}(\omega) = \frac{e^2}{\hbar}\frac{gk_F}{24\pi^2}\left[\frac{4}{\Omega} + \Omega\ln\left(\frac{4\varepsilon_c^2}{|\Omega^2-4|}\right)\right] \quad (۵)$$

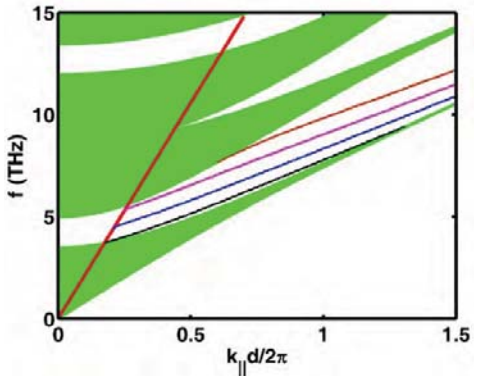
در رابطه فوق $\Omega = \hbar\omega / E_F$، e بار الکترون، $\hbar$ ثابت کاهش یافته پلانک، g ضریب تبهگنی، E_F انرژی فرمی، $k_F = E_F / \hbar v_F$ ممانتوم فرمی و v_F سرعت فرمی و ε_c انرژی قطع می باشد.

نتایج و بحث

در این بخش نتایج محاسبات عددی برای قطبش TE با در نظر گرفتن پارامترهای $\varepsilon_1 = 3.9(SiO_2)$ ، $\varepsilon_2 = 11.9(Si)$ [۵]، $d_1 = 9.2\mu m$ ، $d_2 = 5\mu m$ برای بلور فوتونی و $\varepsilon_b = 13$ ، $g = 4$ ، $v_F = 10^6 m/s$ و $\varepsilon_c = 3$ برای لایه پوششی شبه فلز دیراک [۶] و برای محیط همگن هوا گزارش شده است. حالتهای سطحی در محدوده فرکانسی ۰-۱۵ تراهرتز بازای مقادیر مختلف انرژی فرمی E_F و ضخامت لایه پوششی d_{DS} محاسبه شده است. شکل ۲ ساختار باند تصویر یافته بلور فوتونی یک بعدی (ناحیه سبزرنگ) به همراه منحنی پاشندگی حالتهای سطحی در داخل گاف فوتونی را نشان می دهد که بازای ضخامت لایه پوششی d_{DS} برای مقادیر مختلف انرژی فرمی لایه پوششی $E_F = 30, 45, 60, 75 meV$ محاسبه شده است.



شکل ۲: حالت های سطحی ایجاد شده در فصل مشترک بلور فوتونی و محیط همگن در حضور لایه پوششی شبه فلز دیراک برای ضخامت لایه پوششی $d_{DS} = 3\mu m$ به ازای $E_F = 30 meV$ (رنگسیاه)، $E_F = 45 meV$ (رنگ آبی)، $E_F = 60 meV$ (رنگ صورتی) و $E_F = 75 meV$ (رنگ قهوه ای). خط مستقیم قرمز رنگ خط نوری و ناحیه سبز رنگ ساختار باند تصویر یافته است.

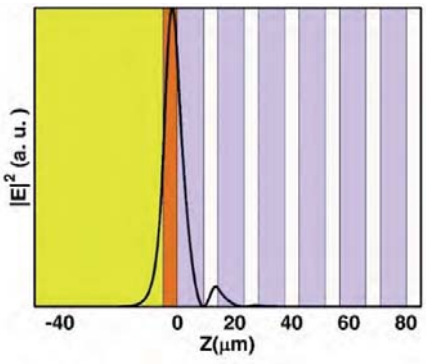


شکل ۳: حالت های سطحی ایجاد شده در فصل مشترک بلور فوتونی و محیط همگن در حضور لایه پوششی شبه فلز دیراک برای ضخامت لایه پوششی $d_{DS} = 5\mu m$ به ازای $E_F = 30 meV$ (رنگ سیاه)، $E_F = 45 meV$ (رنگ آبی)، $E_F = 60 meV$ (رنگ صورتی) و $E_F = 75 meV$ (رنگ قهوه ای).

ملاحظه می شود که حالتهای سطحی ایجاد شده نسبت به تغییرات انرژی فرمی حساس هستند و جابجایی قابل ملاحظه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

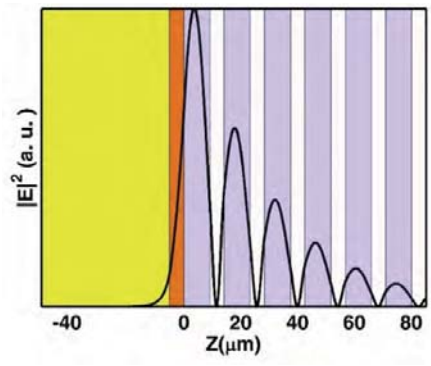
ای را از نظر موقعیت فرکانسی از خود نشان می دهند. همچنین برای بررسی تاثیر ضخامت لایه پوششی این محاسبات را برای ضخامت $d_{DS}=5\mu m$ تکرار می کنیم. نتایج محاسبات در شکل ۳ نشان داده شده است. مشاهده می شود که افزایش ضخامت لایه پوششی تاثیر زیادی در تغییر بازه ی فرکانسی مد های سطحی دارد و نیز همانند شکل ۲ موقعیت فرکانسی مدهای سطحی می تواند با تغییر انرژی فرمی قابل تنظیم باشد. در پایان میزان جایگزیدگی حالتهای سطحی را بر حسب تغییر انرژی فرمی نشان می دهیم. شکلهای ۴ و ۵ پروفایل میدان الکتریکی مربوط به دو مد سطحی متناظر با دو مقدار متفاوت $E_F=45meV$ و $E_F=75meV$ بازای $k_0 d/2\pi=0.6$ و ضخامت لایه $d_{DS}=5\mu m$ پوششی را در راستای محور Z نشان می دهند. ملاحظه می شود که مد سطحی برای انرژی فرمی ۴۵ میلی الکترون ولت جایگزیده تر است و در توافق با نتایج ارائه شده در شکل ۳ می باشد، چون مد سطحی واقع در داخل گاف نواری نسبت به مد سطحی نزدیک به لبه نوار جایگزیده تر است.



شکل ۴: پروفایل میدان الکتریکی مد سطحی بازای $k_0 d/2\pi=0.6$ و $E_F=45meV$ و $d_{DS}=5\mu m$.

نتیجه گیری

در این مقاله تنظیم پذیری پاشندگی مدهای سطحی در ساختار مورد مطالعه با تغییرات انرژی فرمی لایه پوششی شبه فلز دیراک مورد بررسی قرار گرفت. نتایج محاسبات نشان داد که اثر انرژی فرمی در تنظیم پذیری و جایگزیدگی حالت های سطحی بسیار قابل ملاحظه است. بنابراین با تغییر انرژی فرمی لایه پوششی شبه فلز دیراک از طریق ولتاژ گیت اعمالی، می‌توان مدهای سطحی را بطور دینامیکی کنترل نمود. تاثیر ضخامت لایه پوششی نیز بر روی حالت‌های سطحی مورد مطالعه قرار گرفت و نتایج بدست آمده نشان داد که تاثیر قابل ملاحظه‌ای بر روی حالتهای سطحی دارد.



شکل ۵: پروفایل میدان الکتریکی مد سطحی بازای $k_0 d/2\pi=0.6$ و $E_F=75meV$ و $d_{DS}=5\mu m$.

مرجع‌ها

[1] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn, Photonic Crystals: Molding the flow of light, Princeton University Press, 2nd ed., Princeton, 2008.

[2] L. X. Wang, C. Z. Li, D. P. Yu, and Z. M. Liao, "Aharonov-Bohm oscillations in Dirac semimetal Cd_3As_2 nanowires", Nat. Commun. Vol. 7, pp. 10769, 2016.

[3] H. Hajian, B. Rezaei, A. Soltani Vala and M. Kalafi, "Tuned switching of surface waves by a liquid crystal cap layer in one-dimensional photonic crystals";Applied OpticsVol. 51, pp. 2909, 2012.

[4] G. D. Liu, X. Zhai, H. Y. Meng, Q. Lin, Y. Huang, C. J. Zhao, and L. L. Wang, "Dirac semimetals based tunable narrowband absorber at terahertz frequencies", Opt. Express Vol. 26, pp. 11471, 2018.

[5] N. M. R. Peres and Yu. V. Bludov, "Enhancing the absorption of graphene in the terahertz range", EPL Vol. 101, pp. 58002, 2013.

[6] Y. Zhao, Y. Zhang, X. Guo, M. Liu, H. Chen, S. Liu, and H. Zhang, "Tunable omnidirectional photonic band gap of one-dimensional photonic crystalscontaining Dirac semimetals", J. Appl. Phys. Vol. 122, pp. 223108, 2017.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۱۹۲۴-۱۰-A

طراحی و شبیه‌سازی یک حسگر بلور فوتونی به منظور اندازه‌گیری فشار

افشین طاهری، علی رضا غفاری، محمود صیفوری، سعید علیائی*

دانشکده مهندسی برق، دانشگاه تربیت دبیر شهید رجائی، تهران، ایران *s_olyaee@srttu.edu

چکیده –در این مقاله با استفاده از ساختارهای دوبعدی بلور فوتونی به طراحی و شبیه‌سازی یک حسگر فشار جدید در راستای ایجاد ساختاری با حساسیت بالا پرداخته می‌شود. به منظور ایجاد ساختار از یک موجبر اصلی برای انتقال نور از ورودی در ترکیب با یک تشدیدگر حلقوی و همچنین موجبر خروجی بهره برده شده است. بیشترین حساسیت حسگر در فشار ۱ گیگاپاسکال برابر ۱۰ نانومتر بر گیگاپاسکال بوده و بهترین ضریب کیفیت در فشار ۳ گیگاپاسکال برابر ۲۱۲۲ است. همچنین میزان اندازه ساختار در حدود ۲۷۲ میکرومترمربع به دست آمده است که نسبت به ساختارهایی در این حیطه بسیار کوچک و دارای سادگی و انعطاف‌پذیری بالا است. برای استخراج شکاف باند فوتونی از روش PWE و همچنین به منظور استخراج نتایج طیف خروجی ساختارهای طراحی شده از روش FDTD بهره برده شده است.

کلید واژه- تشدیدگر حلقوی، حسگر فشار، شکاف باند فوتونی، بلور فوتونی

Design and simulation of a crystal photonic sensor for pressure measurement

Afshin Taheri, AlirezaGhaffari, Mahmood Seifouri, Saeed Olyaee*

Faculty of Electrical Engineering, ShahidRajaee Teacher Training University, Tehran, Iran.* s_olyaee@srttu.edu

Abstract- In this paper, a new pressure sensor in order to create a high-sensitivity structure by using two-dimensional photonic crystal structures is designed and simulated. To create the structure, a main waveguide is used to transmit light from the input in combination with a ring resonator as well as the output waveguide. The maximum sensitivity of the sensor at a pressure of 1 GPa is equal to 10 nm/GPa and the best quality factor at a pressure of 3 GPa is equal to 2122. Also, the size of the structure is about 272μm^2, which is very small compared to structures in this field and has high simplicity and flexibility. PWE method has been used to extract the photonic band gap and also FDTD method has been used to extract the output spectra of the designed structures.

Keywords: ring resonator, pressure sensor, photonic band gap, photonic crystal.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

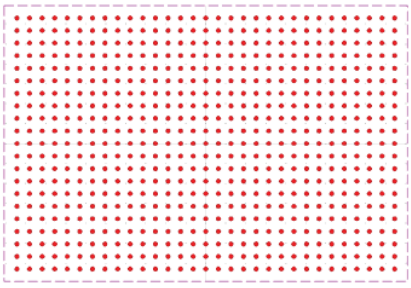
۱- مقدمه

طراحی بلورفوتونی از حوزه‌های جدیدی است که در سال-های اخیر بشدت مورد توجه قرار گرفته است. افزاره‌های بسیار زیادی مانند موجبر، فیبر نوری، خم‌ها، شکافندها، تشدیدگرها، حسگرها و ... وجود دارد که قابلیت پیاده-سازی روی تیغه‌های بلور فوتونی را دارند [۱-۳]. یکی از مهم‌ترین مزایای بلورهای فوتونی، وجود باند ممنوعه در آن‌ها است. با استفاده از این خاصیت ذاتی می‌توان به کاربردهایی چون فیلترهای نوری، کلیدهای نوری، حسگرها و دیگر قطعات همانند، دسترسی پیدا کرد[۴-۸]. یکی از موارد کاربرد بلورهای فوتونی، حسگرهای بلور فوتونی است. در این مقاله به طراحی و شبیه‌سازی نوع جدیدی از حسگر فشار با استفاده از ساختارهای بلور فوتونی پرداخته شده است[۸- ۱۰].

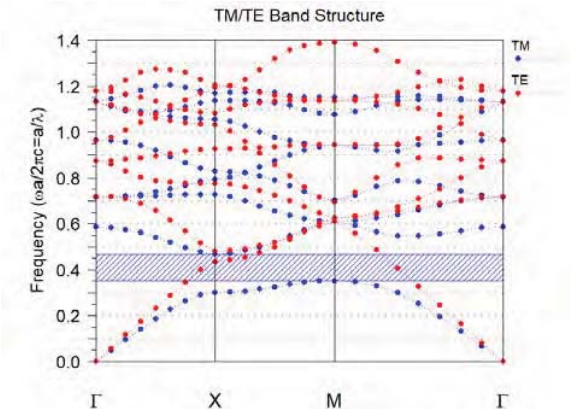
۲- ساختار طراحی‌شده مربعی میله‌ها در بستر هوا

در این مقاله از ساختار مربعی بلور فوتونی متشکل از میله-های دی‌الکتریک سیلیسیوم (Si) با ضریب شکست ۳/۴۲ در بستر هوا استفاده شده است. ثابت شبکه برابر ۶۳۰ نانومتر و شعاع میله‌ها برابر ۱۰۶ نانومتر است. شکل (۱) شمای این ساختار را نشان می‌دهد.

در شکل (۲) نمودار شکاف باند نشان داده شده است. مطابق نمودار به‌دست آمده، ساختار دارای یک نوار باند در محدوده $0.352 \leq a/\lambda \leq 0.469$ در مود TMاست. با توجه به طول موج پنجره سوم مخابراتی یعنی ۱۵۵۰ نانومتر مقدار ثابت شبکه برابر ۶۳۰ نانومتر محاسبه می‌شود.



شکل ۱- ساختار اولیه بلور فوتونی بدون اعمال نقص درون ساختار.

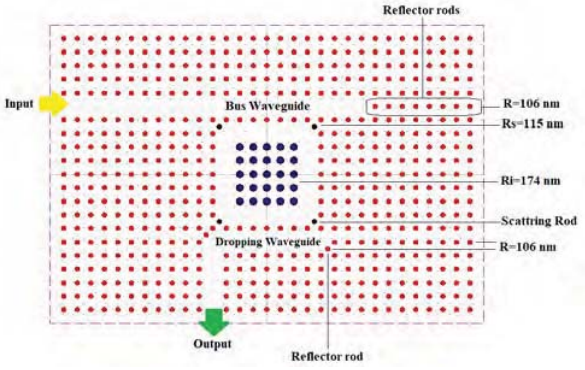


شکل ۲- نمودار شکاف باند ساختار حسگر فشار پیشنهادی.

۳- ایجاد نقص و طراحی ساختار حسگر

ساختار نهایی در شکل (۳) نشان داده شده است. تشدیدگر از نوع حلقوی با برداشتن تعدادی میله و تغییر شعاع میله‌های مرکزی ایجاد شده است. جهت ایجاد ساختار از یک موجبر اصلی برای انتقال نور از ورودی در ترکیب با یک تشدیدگر حلقوی و همچنین موجبر خروجی بهره برده شده است. اساس کار این ساختار بر مبنای عملکرد تشدید نور است. استفاده از این تشدیدگر علاوه بر به‌دست آوردن نتایج مناسب، ساختاری با انعطاف‌پذیری بالا و ساده و کوچک را محقق ساخته است که در کنار استفاده از اثرات خطی طرحی جدید و منطقی و بسیار کاربردی را ارائه نموده است. وقتی که فرکانس نور ورودی و فرکانس تشدیدگر بر یکدیگر منطبق باشند بیشترین میزان تزویج نور به خروجی وجود خواهد داشت.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



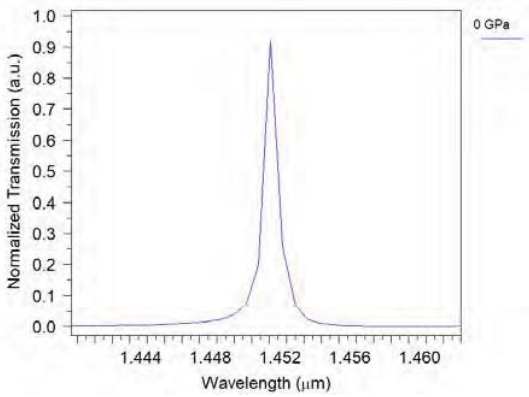
شکل ۳- ساختار حسگر فشار پیشنهادی مبتنی بر بلور فوتونی دوبعدی.

۴- نتایج شبیه‌سازی

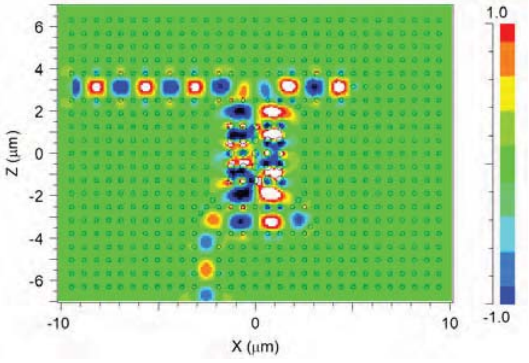
در تمامی شبیه‌سازی‌های انجام شده فرض بر این است که فشار تنها در یک جهت بر ساختار وارد می‌شود تا محاسبات کمتری مورد نیاز باشد. اصول کار این حسگرها بر این اساس خواهد بود که با انتشار موج نوری در موج بر بلور فوتونی و در نتیجه برهم‌کنش آن با کاواک تشدید، مشخصات موج عبوری تغییر نموده و در نتیجه آشکارساز این تغییرات را نشان بدهد[۵-۱۰].

در این شبیه‌سازی‌ها طول موج کاواک تشدیدبه مشخصات ساختار وابسته بوده و با تغییرات فشار تغییر خواهد نمود. با اعمال فشار ضریب شکست مواد دی‌الکتریک تغییر نموده و در نتیجه طول موج تشدید کاواک تغییر خواهد نمود. از این اصل برای اندازه‌گیری میزان فشار وارد شده استفاده خواهد شد. برای محاسبه طیف انتقالی خروجی،حسگر با یک موج پالس گاوسی در ورودی موجبر تحریک شده است.شکل (۴)طیف انتقالی خروجی را نشان می‌دهد.

در این حالت طول موج تشدید برای کاواک برابر ۱۴۵۲ نانومتر به دست آمده است. با مشخص شدن طول موج تشدید کاواک، در ادامه موجی با طول موجی برابر طول موج تشدید کاواک به ورودی اعمال می‌شود. شکل (۵) شبیه‌سازی انتقال نور در موج بر را نشان می‌دهد. همان-طور که از شکل مشخص می‌شود به علت آنکه نور عبوری در محدوده شکاف باند فوتونی قرار دارد، هیچگونه نشتی به داخل بلور نداشته و بدون تلفات از موج بر عبور خواهد کرد.



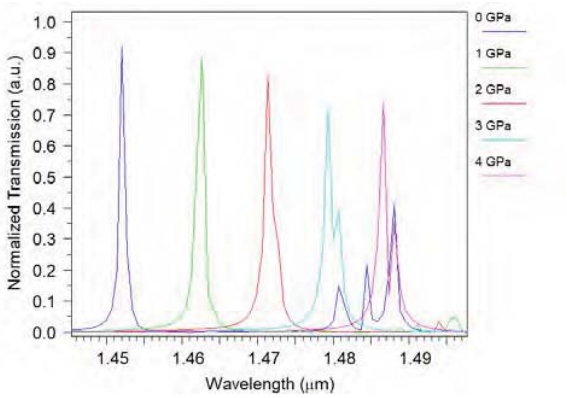
شکل ۴- نمودار طیف تشدید ساختار حسگر فشار پیشنهادی بدون اعمال هرگونه فشار.



شکل ۵- توزیع میدان نوری در ساختار حسگر فشار پیشنهادی در طول موج ۱۴۵۲nm.

با توجه به نتایج شبیه‌سازی مشخص است که ضریب شکست با فشار نسبت مستقیم دارد یعنی هرچه قدر فشار اعمالی بر ساختار افزایش یابد ضریب شکست نیز افزایش می‌یابد. با توجه به شکل (۶) که طیف انتقالی به‌هنجارشده را به ازای فشار ۰ تا ۴ گیگاپاسکال نشان می‌دهد می‌توان دریافت که با افزایش فشار، طول موج تشدید به طول موج‌های بلندتر جابه‌جا می‌شود.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۶- طیف تشدید خروجی به‌هنجارشده حسگر فشار پیشنهادی از ۰ GPa الی ۴ GPa.

در جدول (۱) پارامترهای عملیاتی حسگر فشار موردنظر در فشارهای مختلف گردآوری شده است.

جدول ۱- پارامترهایعملیاتیحسگرفشارپیشنهادیدر سطوحمختلففشار.

فشار بر حسب GPa	درصد انتقال ٪	ضریب کیفیت	طول موج بر حسب nm	ضریب شکست موثر	حساسیت بر حسب nm/GPa
۰	۹۲	۲۶۸۰	۱۴۵۲	۳/۴۲	***
۱	۸۸	۱۸۲۷	۱۴۶۲	۳/۴۵۹۸	۱۰
۲	۹۳	۱۹۶۱	۱۴۷۱	۳/۴۹۹۷	۹/۵
۳	۷۳	۲۱۲۲	۱۴۷۹	۳/۵۳۹۵	۹
۴	۷۴	۲۱۱۲	۱۴۸۶	۳/۵۷۹۴	۸/۵

۵- نتیجه‌گیری

در این مقاله طراحی و شبیه‌سازی نوع جدیدی از حسگر فشار بلور فوتونی مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان می دهند که با اعمال مقادیر مختلف فشار طول موج تشدید به سمت طول موج های بلندتر جابه‌جا می‌شود. با توجه به نتایج شبیه‌سازی مشخص شد که ضریب شکست با فشار نسبت مستقیم دارد. بیشترین حساسیت حسگر در فشار ۱ گیگاپاسکال برابر ۱۰ نانومتر بر گیگاپاسکال بوده و بهترین ضریب کیفیت در فشار ۳ گیگاپاسکال برابر ۲۱۲۲ به دست آمده است. عملکرد طرح پیشنهادی برای اندازه-گیری فشار مناسب بوده و حساسیت بالایی به دست آمده است.

۶- مرجع‌ها

[1] E. Lidorikis, Q. Li, C.M. Soukoulis, "Wave propagation in nonlinear multilayer structures", Phys. Rev. B 54 (1996) 10249-10252.

[2] H. Inouye, M. Arakawa, J.Y. Ye, T. Hattori, H. Nakatsuka, K. Hirao, "Optical properties of a total-reflection-type one-dimensional photonic crystal", IEEE J. Quantum Electron. 38 (2002) 867-871.

[3] D. Biallo, M. De Sario, A. D'Orazio, V. Marrocco, V. Petruzzelli, M. A. Vincenti, F. Prudenzano, T. Stomeo, M. Grande, G. Visimberga, R. Cingolani, M. De Vittorio, "High sensitivity photonic crystal pressure sensor", Journal of the European Optical Society, (2007) 335-340.

[4] Bui Thanh Tung, Dzung Viet Dao, Taro Ikeda, Yoshiaki Kanamori, Kazuhiro Hane, Susumu Sugiyama, "Investigation of strain sensing effect in modified single-defect photonic crystal nanocavity", Optical Society of America, (2011) 242-244.

[5] S.Olyaee, A. A.Dehghani, "High Resolution and Wide Range Pressure Sensor Based on Two-Dimensional Photonic Crystal", Photonic Sensors, (2012) 247-251.

[6] S. Olyaee and A. A. Dehghani, "Ultrasensitive pressure sensor based on point defect resonant cavity in photonic crystal", Sensor Letters, Vol. 11, No. 10, pp. 1854-1859, 2013.

[7] P. Palizvan,S. Olyaee, and M. Seifouri, "High sensitive optical pressure sensor using nano-scale plasmonic resonator and MIM waveguides", Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics, Vol. 13, No. 10, pp. 1449-1453, 2018.

[8] Marvin J. Weber, Ph.D. Lawrence Berkeley National Laboratory University of California, "Handbook of Optical Materials", (2003) 285-287.

[9] D. Biallo, A. D'Orazio, M. De Sario, V. Marrocco, V. Petruzzelli, M.Vincenti, F. Prudenzano, T. Stomeo, M. Grande, G. Visimberga, R. Cingolani, M. De Vittorio, "Design of a Photonic Crystal Microcavity Pressure Sensor", EOS Topical Meeting on Nanophotonics, Metamaterials and Optical Microcavities TOM 3, 187–188 (2006).

[10] A. Ghaffari, Design and simulation of a photonic crystal pressure sensor, (In Persian), Thesis, ShahidRajaee University, April 2020.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۵۸-۱۰-A

بهبود عملکرد و بررسی عمق کانونی فرالنز دی‌الکتریک با فرااتم‌های صلیبی‌شکل

الهه بازوبند[۱و۲]، مهدیه هاشمی[۱] و فاطمه بازوبند[۱]

[۱]گروه فیزیک- دانشکده علوم پایه -دانشگاه فسا- ایران

[۲]دانشگاه جامع علمی کاربردی منطقه ویژه پارس جنوب-عسلویه- ایران

با توجه به کاربرد عمده فراسطوح با ابعاد کوچک در کانونی کردن نور فرودی، در این مقاله بررسی تعداد حداقلی از فرااتم ها جهت تشکیل کانون در محل مناسب و با شدت مورد قبول انجام شده است. فرااتم های بکار رفته در فرالنز پیشنهادی این مقاله از جنس سیلیکون و به شکل صلیب بوده که پوشش فازی کامل ۰ تا 2π را فراهم می سازند.از نتایج شبیه سازی دیده می‌شود که در طراحی فرالنزی با فاصله کانونی $15\ \lambda$، حداقل روزنه عددی ۰/۶۸ جهت داشتن کانونی با کیفیت مورد نیاز می باشد. پس از یافتن تعداد فرااتم های مورد نیاز جهت کانونی کردن موثر نور، شاهد عمق کانون بیشتر برای فواصل کانونی بزرگتر نیز خواهیم بود.

کلید واژه- فرااتم، فرالنز، فاصله کانونی، روزنه عددی، عمق کانونی

Focusing improvement and depth of focus investigation of a dielectric Metalens with cross-shaped metaatoms

Elahe Bazouband[1,2], Mahdieh Hashemi[1], and Fatemeh Bazouband[1]

[1]Department of Physics, College of Science, Fasa University, Fasa 74617-81189, Iran
[2]Pars Especial Economic Zone University of Applied Science, Asaluye, Iran
elahe.bazouband.68@gmail.com

Considering the wide range applications of small metasurfaces in light focusing, in this paper effect of the included number of metaatoms and consequently metalens's diameter on the focusing quality is considered.The results indicate that the number of metaatoms cannot be less than that is required to focus the incident light in a suitable place with an acceptable intensity.Metaatoms that are used in our proposed metalensin this paper are silicon cross-shaped on a silica substratethatprovide a complete phase coverage between0 to 2π. Simulation results show that for the designed metalens with focal length of 15 λ, the least numerical aperturevalue of 0.68 is required to have an acceptable quality of the focal spot. Using the required number of metaatoms, effect of the focal length on the focal depth isalso studied. It is observed that for larger focal lengths, the focal depth will be longer.

Keywords:Metaatom, Metalens, Focal distance, Numerical aperture, Depth of focus

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

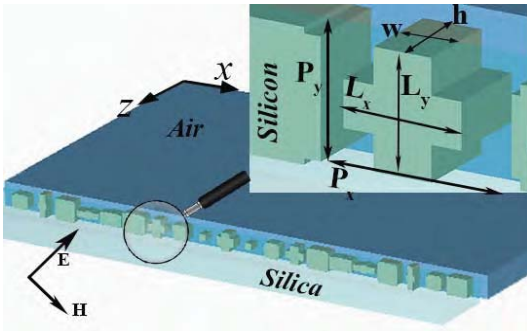
ابعاد کوچک و طیف گسترده طول موج کاری فراماواد، این ساختارهای مصنوعی را به قطعاتی مناسب برای کنترل جبهه موج امواج الکترومغناطیسی تبدیل کرده است[1]. فراسطوح، چیدمان دوبعدی از فراماواد می‌باشند که ضخامت آنها از طول موج نور فرودی کوچکتر می‌باشد[2]. اجزای سازنده فراسطوح، فرااتم‌ها می‌باشند که به واسطه تحریک دوقطبی‌های الکتریکی و مغناطیسی در آنها فاز، دامنه و قطبش موج الکترومغناطیسی فرودی را تحت تاثیر قرار می‌دهند. فرااتم‌های دی‌الکتریک با توجه به مقاومت اهمی پایین آنها گزینه مناسبی جهت کنترل جبهه موج فرودی می‌باشند. در این مقاله با استفاده از فرااتمهای سیلیکونی صلیبی شکل، موج فرودی با طول موج ۷۰۰نانومتر را کانونی می‌کنیم.

کاربرد گسترده فرا سطوح برای کانونی کردن نور فرودی و به کارگیری آن در میکروسکوپها، دوربینها و صفحات نمایش[3] ما را برآن داشت در این مقاله به بررسی کمینه گستردگی مورد نیاز در طراحی یک فرالنز بپردازیم. نتایج مشاهده شده حاکی از آن است که حداقلی از روزنه عددی (0.68~) در طراحی فرا لنز بایستی در نظر گرفته شود تا کانون در محل پیش‌بینی شده و با شدتی قابل قبول به وجود بیاید. با درنظر گرفتن تعداد مناسبی از فرااتم ها در چیدمان لنز، مشاهده گردید در فواصل کانونی بزرگتر عمق کانون بیشتر می شود. افزایش تعداد متااتم های به کار رفته در سهمی مرکزی پروفایل فازی هایپربولیک لنز، دلیل دستیابی به عمق کانون بیشتر در فواصل کانونی بزرگتر است.

$$\varphi(x) = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\sqrt{(x^2+f^2)}-f\right) \quad (1)$$

تاثیر قطر فرالنز بر کیفیت کانون

شکل ۱ نمایی از فرالنز طراحی شده را نشان میدهد که از کنار هم قرار گرفتن فرااتم های سیلیکونی صلیبی شکل ساخته شده است. نور فرودی با طول موج $\lambda = 700\ nm$ از سمت زیرلایه سیلیکا با میدان الکتریکی قطبیده در راستای x فرااتم های سیلیکونی را روشن کرده و سپس در خلا انتشار پیدا می کند. ضریب شکست موثر فرااتمها نه تنها به ضریب شکست مواد سازنده آنها بلکه به ابعاد و هندسه آنها نیز وابسته است. در این مقاله، فرااتم های سیلیکونی با دوره تناوب $P_x = P_y = 360\ nm$، ارتفاع $h = 200\ nm$ و $w = 180\ nm$ انتخاب شده‌اند. جهت دستیابی به کنترل کامل فاز و دامنه نور فرودی طول صلیب در راستای x و y (L_x و L_y) را در محدوده 90 تا 350nm و در بازه های 3nm تغییر

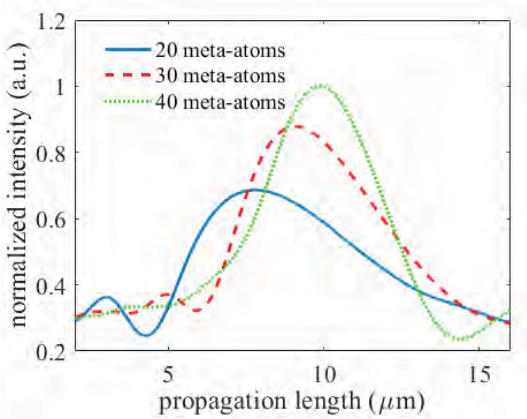


شکل ۱: نمای کلی ساختار فرالنز

داده و فاز و دامنه میدان الکتریکی در راستای قطبش فرودی را ثبت نموده‌ایم. جهت محاسبه فاز و دامنه نور عبوری در شبیه سازی، فرااتم ها در راستای x و y تکرار می شوند. بررسی نمودار توزیع میدان در فرااتم ها حاکی از برانگیزش موثر دوقطبی و چهارقطبی های الکتریکی و مغناطیسی در آنها می باشد که شرط لازم پوشش کامل فازی توسط فرااتم ها است. چینش فرااتم ها در کنار یکدیگر و در راستای x براساس رابطه فازی هایپربولیک عدسی همگرا:

انجام می شود[4]. اتم های چیده شده در ساختار فرالنز در راستای y تکرار شده و در راستای x از طرفین توسط سطوح مرزی خاتمه می یابند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

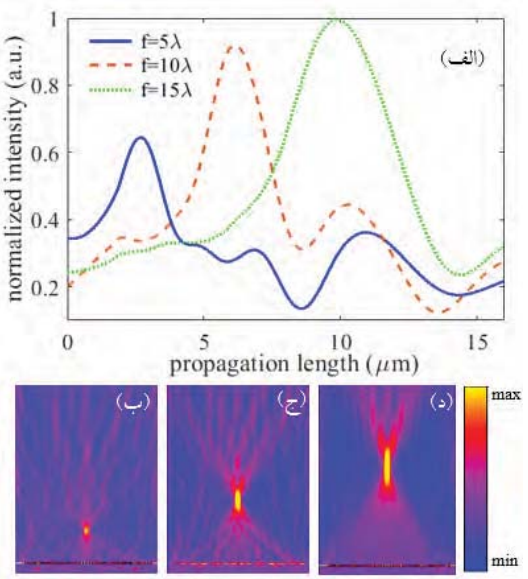


شکل ۲: کانونی شدن نور در فاصله 15λ برای تعداد متفاوتی از فرااتم ها که در ساخت فرالنز بکار رفته‌اند.

جهت یافتن کمینه تعداد لازم از فرااتم ها در ساخت یک فرالنز، در شکل (۲) لنزی با فاصله کانونی $f = 15\ \lambda$را بررسی می نماییم.در این شکل، نمودار های آبی، قرمز و سبز به ترتیب برای ساختار فرالنزهایی شامل ۲۰، ۳۰ و ۴۰ متااتم رسم شده اند.لازم به ذکر است که قطر فرالنز(D) برابر با حاصل‌ضرب تعداد فرااتم های بکار رفته در ساخت فرالنز در سایز یک فرااتم($P_x = 360nm$) می باشد. همانطور که مشاهده می شود نمودار سبز رنگ که با تعداد ۴۰ فرااتم در ساختار فرالنزرسم شده است، کانون در محل مناسب و با شدت بهینه تشکیل می شود و برای چیدمان هایی با ۲۰ و ۳۰ متااتم محل کانون نمی باشد. لازم به ذکر است با افزایش تعداد فرااتم ها از ۴۰، تغییری در محل مشاهده نمی‌شود. بدین ترتیب چنانچه فرالنز طراحی شده دارای روزنه عددی کمتر از مقدار تقریبی ۰/۶۸($D/2f=0.68$) باشد، کانونی شدن به صورت موثر انجام نخواهد شد. دانستن کمینه تعداد فرااتم های مورد نیاز برای کانونی کردن نور بخصوص در فواصل دور از لنز ضروری می‌باشد.

تاثیر فاصله کانونی بر عمق کانون

در شکل (۳-الف) توزیع شدت نور عبوری از فرالنزهایی با فواصل کانونی 5λ، 10λو 15λدر راستای انتشار (z) به



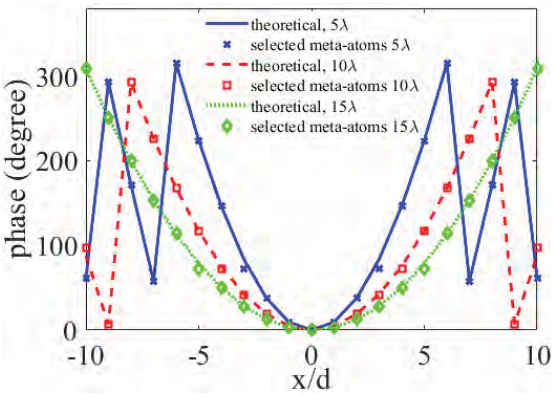
شکل ۳:الف) توزیع شدت در راستای انتشار برای فرالنزهایی با کانون 5λ، 10λو 15λ. توزیع میدان فرالنز با کانون ب) 5λج) 10 و د) 15λ.

ترتیب با رنگهای آبی، قرمز و سبز دیده می شود. عمق کانون که به صورت پهنای نمودار در نصف مقدار ماکسیمم (FWHM) تعریف می شود برای کانون های 5λ، 10λو 15λ به ترتیب برابر با $1/2\ \mu m$، $2/1\ \mu m$ و $3/5\ \mu m$ است. توزیع میدان های عبوری از فرالنزهایی با فواصل کانونی 5λ، 10λو 15λ در شکل های (۳-ب)، (۳-ج) و (۳-د) نیز افزایش عمق کانون با افزایش فاصله کانونی را به خوبی نشان میدهد.

برای درک دلیل افزایش قابل ملاحظه عمق کانون با فاصله کانونی به سراغ نمودار رابطه فازی حاکم بر فرااتم های چیده شده در این فرالنزها می رویم. لازم به ذکر است که در نمودار شکل (۴) به جهت وضوح بیشتر، تنها فاز حاکم بر تعداد محدودی از فرااتم ها نشان داده شده است (تعداد ۲۰ فرااتم از کل ۴۰ فرااتم بکار رفته در طراحی لنزهای شکل (۳)). در این شکل نمودار فازی حاکم بر لنزهایی با کانون 5λ، 10λو 15λ از رابطه (۱) به ترتیب با رنگ آبی، قرمز و سبز نشان داده شده است. فرااتم های انتخابی برای هر فرالنز به همان رنگ روی نمودار نشان داده شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

انطباق خوبی بین فاز محاسبه شده از رابطه تئوری (۱) و فرااتم های انتخابی در هر چیدمان دیده می شود (با دقت ۶ درجه). همانطور که در شکل دیده می شود، سهمی مرکزی فرالنزی با فاصله کانونی 15λ گسترگی بیشتری نسبت به کانون های کوچکتر داشته که به نوبه خود باعث کانونی شدن پرتوها در گستره بیشتری حوالی نقطه کانونی میشود. این امر دلیل افزایش عمق کانون در فواصل کانونی بیشتر است.



شکل ۴:نمودار فاز فرالنزهایی با کانون 5λ، 10λو 15λ و فرااتم های انتخابی در چیدمان این فرالنزها

نتیجه‌گیری

در بررسی اولیه روی تعداد فرااتم های بکار رفته در ساختار یک فرالنز نشان دادیم تعداد کمینه‌ای از فرااتم ها جهت کانونی‌کردن موثر نور در یک نقطه مورد نیاز است. برای فرالنزی با کانون 15λ نتایج مشاهده شده حاکی از آن است که حداقل روزنه عددی مورد نیاز به اندازه ۰/۶۸ در طراحی فرالنز بایستی در نظر گرفته شود تا کانون در محل پیش‌بینی شده و با شدت قابل قبول به وجود بیاید. با بکارگیری تعداد مناسب از فرااتم ها در چیدمان لنز، دیده شد که برای فواصل کانونی بزرگتر عمق کانون بیشتر خواهد بود. دلیل این افزایش عمق کانونی تنوع فازی بیشتر موجود در سهمی مرکزی توزیع فازی هایپربولیک فرالنزی با کانون بزرگتر می باشد.

مرجع‌ها

[1] X. Fu, T.J. Cui, “Recent progress on metamaterials: From effective medium model to real-time information processing system”,Prog. Quantum. Electron, Vol. 67, pp. 100223, 2019.

[2] A.C. Overvig, S. Shrestha, S.C. Malek, M. Lu, A. Stein, C.Zheng, N. Yu “Dielectric metasurfaces for complete and independent control of the optical amplitude and phase”, Light: Science & Applications , Vol. 8, pp. 92, 2019.

[3] J. Xue, et. al, "All-dielectric metalens for terahertz wave imaging," Opt. Express, Vol. 26, pp. 14132-14142, 2018.

[4] M. Hashemi, A. Moazami, M. Naserpour, C.J. Zapata-Rodríguez “A broadband multifocal metalens in the terahertz frequency range”, Optics Communications, Vol. 370, pp. 306-310,2016.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین
کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۶۰۲۶۰-۱۰-A

جاذب دو بانده تنظیم‌پذیر شامل دوره‌ای از ضربدرها، تشکیل‌شده از بیضی‌وارهای گرافنی

محمدکاظم باقری، مهدی حسینی، مهدی بهادران

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران

***hosseini@sutech.ac.ir**

چکیده: در اینجا یک ساختار سه بعدی جاذب مناسب برای ایجاد یک پروفایل جذب دو باندی پیشنهاد دادیم. این ساختار به صورت سیلیکن/طلا/ سیلیکا می‌باشد که در سطح آن طرحواره گرافن به صورت ضربدرهای بیضی شکل قرار گرفته است. این ساختار قادر به جذب بالای ۹۹٪ از نور فرودی در دو طول موج در ناحیه تراهرتز است. این ساختار با تغییر پارامترهای هندسی قابلیت تنظیم پذیری درمیزان جذب و طول موج‌های مختلف را داراست. از این قابلیت می‌توان جهت ساخت ردیاب‌های نوری، سنسورهای شیمیایی و دیگر ادوات اپتیکی استفاده شود.

کلیدواژه- پلاسمون سطح، جذب دوباندی، گرافن ، روش المان محدود

Tunable Double-Band Absorber Consists of Crossed Ovalsof Graphene

Mohammad Kazem Bagheri, Mehdi Hosseini, Mahdi Bahadoran
Dept. of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran
***hosseini@sutech.ac.ir**

Abstract:In this paper, a three-dimensional double-bandabsorbent structure is proposed. This structure consists of silicon/gold/silica, and graphenepatternsin the form of crosses ovals on top of them. The results show that this structure absorbs over 99% of the incoming light at two wavelengths in the THz range. The absorption peaks and theirwavelengths could be tuned by changing the geometrical parameters. This propertycould beused to fabricateoptical detectors, chemical sensors and other optical devices.

Keywords: Surface Plasmon, Graphene, perfect absorber, FEM

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

افزایش و تنظیم‌پذیری جذب نور یکی از زمینه‌های تحقیقاتی مهم است، که محققان در سالهای اخیر بر آن تمرکز کرده‌اند. اهمیت این موضوع به دلیل کاربرد زیاد جاذب‌ها در قطعات اپتیکی مانند سنسورهای فتوالکتریکی و سلول‌های خورشیدی است. [۱, ۲]

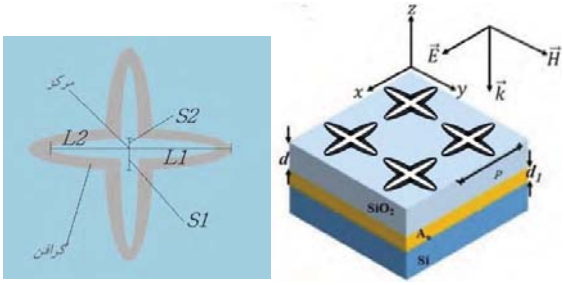
در سال‌های گذشته تشدید پلاسمون سطحی که روشی پرکاربرد در تجمع الکترون‌ها در سطح فلز یا دی‌الکتریک برای افزایش جذب نور می‌باشد، نقش بسیار اساسی در بهبود تحقیقات در جذب نور ایفا کرده است. یکی از موادی که از تشدید پلاسمون سطحی پیروی می‌کند گرافن است. گرافن یک ساختار دو بعدی از اتم‌های کربن است که به صورت لانه زنبوری کنار هم قرار گرفته‌اند، بعد از کشف گرافن در سال ۲۰۰۴ و یافتن خواص اپتیکی گرافن تحقیقات زیادی در مورد کاربردهای نوری گرافن انجام شده است.[۳, ۴]

جذب یک لایه گرافن در ناحیه مرئی یا نزدیک فروسرخ به شدت کم است. اما در ناحیه فراسرخ و تراهرتز به دلیل تشدید پلاسمون سطحی جذب نور می‌تواند افزایش یابد. [۵] این فرایند می‌تواند ویژگی‌های خاصی مانند محدودیت شدت میدان مغناطیسی، کاهش عبور نور، قابلیت تنظیم‌پذیری زیاد را رقم بزند.[۶] اخیرا تعداد زیادی تحقیقات در مورد اثر پلاسمون اشکال مختلف و دوره‌های گرافن مانند دوره‌ای از دیسک، دایره، صلیب و تکیه‌های نامنظم گرافن، مورد بررسی قرار گرفته است، که نشان می‌دهد تشدید پلاسمون سطح (SPP) می‌تواند جذب نور را افزایش دهد[۷].

اخیرا بررسی ساختارهای مختلف سه بعدی با اشکال مختلف گرافن در ناحیه تراهرتز مورد بررسی قرار گرفته است[۵]، ما در این مقاله یک ساختارسه بعدی سنتی سیلیکا/طلا/سیلیکن را در نظر گرفتیم و طرح ضربدر طراحی شده از بیضی‌وارهای گرافن را روی سطح سیلیکا طراحی کردیم و نشان دادیم، این ساختار باعث دو جذبی کامل در ناحیه تراهرتز می‌شود.

ساختار هندسی

شکل ۱ (الف) طرحواره ساختار سه بعدی پیشنهاد شده برای این مقاله مشاهده می‌شود. در این ساختار یک لایه گرافن به صورت صلیب‌هایی تشکیل شده از دو بیضی بزرگ با بازوی L1 و S1 و کوچک با بازوی L2 و S2 تشکیل شده است. گرافن روی یک ساختار سیلیکن/طلا/سیلیکا قرار داده شده است. شکل ۱ (ب)نماشی از صفحه x-y ساختار می‌باشد که مولفه‌های هندسی ساختار گرافن در آن مشخص شده است. ضریب گذردهی سیلیکن در این ساختار ۳/۹ در نظر گرفته شده است. یک موج تخت نرمال در جهت z به ساختار تابانده شده است. این محاسبات به روش المان محدود (FEM) انجام شده است.[۸]



شکل ۱ (الف) ساختار ارائه شده برای مقاله (ب) طرح واره گرافن L1 و S1 به ترتیب بازوی بزرگ وکوچک بیضی بزرگ و L2 و S2 بازوی بزرگ وکوچک بیضی کوچک

روش شبیه‌سازی گرافن

گرافن توسط فرمول کوبو شبیه‌سازی می‌شود و دارای دو بخش انتقال درون‌نواری و بین‌نواری می‌باشد. رسانندگی کل در گرافن به صورت جمع دوبخش رسانندگی انتقال درون-نواری و بین‌نواری تعریف می‌شود، در ناحیه تراهرتز

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

و مادون قرمز قسمت درون نواری ساختار غالب است به طوری که می‌توان بخش انتقال بین‌نواری را در نظر نگرفت که منجر به ساده شدن رسانایی سطحی به مدل درود می‌شود.[۹]

$$\sigma_g(\omega)=\frac{e^2E_F}{\pi\hbar^2}\left[\frac{j}{\omega+j\tau^{-1}}\right] \quad (۱)$$

در اینجا E_F پتانسیل شیمیایی می‌باشد و در طول محاسبات ۰/۹ الکترون‌ولت در نظر گرفته شده است. $\hbar$ ثابت پلانک، e بار الکتریکی، K_B ثابت بولتزمن، τ زمان واهلش و j عدد موهومی است.

رابطه بنیادی بین رسانندگی و گذردهی به صورت زیر تعریف می‌شود:[۱۰]

$$\varepsilon_g(\omega)=1-\frac{j\sigma_g(\omega)}{\varepsilon_0\omega d} \quad (۲)$$

ε_0 ثابت دی الکتریک خلا می‌باشد و d ضخامت لایه گرافن که در این مقاله یک در نظر گرفته شده است.

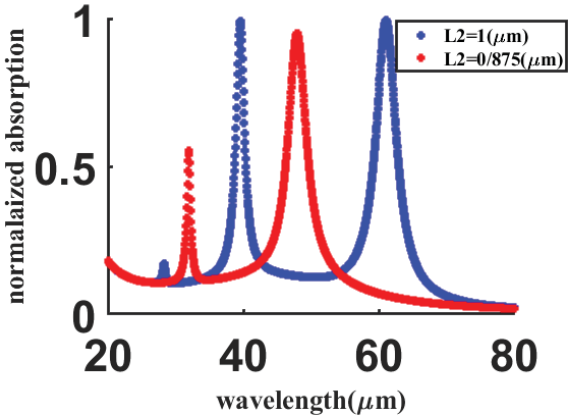
با توجه به حضور طلا، فرض بر این بنا شده عبور نور در ساختار صفر است پس با توجه به فرمول A=1-R در صورتی که انعکاس صفر شود جذب کامل انجام می‌شود. که A جذب و R بازتاب ساختار می‌باشد.

بحث و نتایج

گرافن در این مقاله به صورت صلیب‌هایی درست شده از بیضی‌هایی، که بیضی بزرگ دارای بازوی بزرگ L1=۱ میکرومتر و بازوی کوچک S1=۴۰۰ نانومتر و بیضی کوچک دارای بازوی بزرگ L2=۰/۸۷۵ میکرومتر و بازوی کوچک S2=۱۰۰ نانومتر می‌باشد. عرض سلول واحد P=۲۴۵۰ نانومتر در نظر گرفته شده است و ضخامت طلا به اندازه d1=۴۵۰ نانومتر و ضخامت سیلیکا d=۴/۲ میکرومتر در نظر گرفته شده است. زمان واهلش سیستم ۱ پیکوثانیه و زاویه نور فرودی صفر درجه با قطبش TM است.

شکل ۲ نمودار جذب این ساختار را برای طول موج ورودی بین ۲۰ تا ۸۰ میکرومتر را نشان می‌دهد، این ساختار قادر به جذب ۹۹/۸٪ از نور فرودی درحالتی که L2=۱ میکرومتر باشد. با این فرض در دو ناحیه فرکانسی ۳۹/۵ و ۶۱/۱ میکرومتر جذب کامل است.

همچنین این ساختار در حالتی که L1=۰/۸۷۵ میکرومتر در ناحیه ۴۸ میکرومتر جذب بیشتر از ۹۵٪ است، اما در پیک اول افت جذب اتفاق می‌افتد. با این نمودار قابلیت تنظیم‌پذیری جذب در این ساختار را می‌توان نتیجه گرفت. با مقایسه این نتایج با مرجع شماره [۱۱] مشخص است که است که جذب کامل در این ساختار حفظ شده است اما طرحواره بیضی قابلیت شیفت پیک دوم از ۳۰ میکرومتر به ۶۱ میکرومتر و شیفت پیک اول از ۲۵ میکرومتر به ۴۰ میکرومتر را داراست.



شکل ۲) نمودار جذب ساختار، در دو حالتی که بازوی بزرگ بیضی کوچک ۰/۸۷۵ و ۱ میکرومتر است.

شکل ۳ (الف) توزیع میدان در این ساختار برای طول موج ۳۹/۵میکرومتر و شکل ۳ (ب)توزیع میدان برای طول موج ۶۱/۱ میکرومتر برای حالتی که L2=۱ میکرومتر است، را نشان می‌دهد.کاملا مشخص است جذب اول قسمت بالای

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

پرهای بیضی را درگیر می‌کند و جذب دوم قسمت پایین بیضی را درگیر می‌کند.



شکل ۳(الف) توزیع میدان در ۳۹/۵ میکرومتر، (ب). توزیع میدان در ۶۱/۱ میکرومتر.

نتیجه‌گیری

در این مقاله جاذب کامل سه بعدی تنظیم‌پذیر با دوره ای از تک لایه گرافن روی ساختار سیلیکا/طلا/سیلیکن به شکل ضربدر تشکیل‌شده از بیضی را در نظر گرفتیم. این ساختار باعث جذب کامل دو طول موج در ناحیه تراهرتز شده است.همچنین تنظیم‌پذیری جذب ساختار مورد بررسی قرار گرفت و با مقایسه نتایج با نتایج مقاله مرجع نتیجه شد، در صورتی که از بیضی به جای مستطیل استفاده شود می‌توان یک شیفت چند ده میکرومتری در جذب دو باندی داشت. به طور کلی با تغییر طرح گرافن، جذب از ناحیه ای به ناحیه ای دیگر تغییر یافت.

مرجع‌ها

1. P.-Y.Chen, and A. Alu, Atomically thin surface cloak using graphene monolayers. ACS nano, 5(7): p. 5855-5863.2011.
2. M.D. Kelzenberg, et al., Enhanced absorption and carrier collection in Si wire arrays for photovoltaic applications. Nature materials, 9(3): p. 239-244.2010.
3. T. Low, and P. Avouris, Graphene plasmonics for terahertz to mid-infrared applications. ACS nano, 8(2): p. 1086-1101.2014.
4. S.A. Maier, *Plasmonics: fundamentals and applications*. Springer Science & Business Media.2007.
5. A. Nikitin,et al., Edge and waveguide thz surface plasmon modes in graphene micro-ribbons. Phys. Rev. B. 84(16): p. 1401-1408.2012.
6. K.S. Novoselov, et al., Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene. nature, 438(7065): p. 197-200.2005.
7. K.S. Novoselov,et al., Electric field effect in atomically thin carbon films. science, 306(5696): p. 666-669.2004.
8. B. Zhu,et al., Tunable absorption in a dielectric–graphene–metal groove-grating absorber. Optics Communications, 2013. 308: p. 204-210.
9. F. Wang, et al., Rabi oscillations of plasmonic supermodes in graphene multilayer arrays. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 23(1): p. 125-129.2016.
10. C.M. Watts,X. Liu, and W.J. Padilla, Metamaterial electromagnetic wave absorbers. Advanced materials, 24(23): p. OP98-OP120.2012.
11. Z. Yi, et al., Tunable dual-band perfect absorber consisting of periodic cross-cross monolayer graphene arrays. Results in Physics, 13: p. 102217.2019.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان وبلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۶۱۰-۱۰-A

مطالعه جذب نوری در ساختارهای چندلایه مبتنی بر گرافن با استفاده از روش ماتریس انتقال

سعید شهرآبادی، نادر دانشفر

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه رازی، کرمانشاه

s.shahrabadi@stu.razi.ac.ir, ndaneshfar@razi.ac.ir

چکیده –در این مقاله، تقویت میدان الکتریکی و جذب اپتیکی در ساختارهای لایه‌ای دی‌الکتریک با تقارن آینه‌ای حاوی یک لایه گرافن دوپ‌نشده مورد بررسی قرار می‌گیرد. مشاهده خواهیم کرد که وجود تنها یک لایه گرافن در مرکز، باعث افزایش ۵۰ درصدی جذب اپتیکی خواهد شد و این مقدار، حتی با تعداد لایه‌های کم نیزقابل دست‌یابی است. علاوه بر این، تقویت میدان الکتریکی در تمامی ساختارها به یک میزان صورت خواهد گرفت.

کلید واژه- جذب اپتیکی، ماتریس انتقال

Study of optical absorption in graphene-basedmultilayered structures using the transfer matrix method

Saeed Shahrabadi, Nader Daneshfar

Department of Physics, Faculty of Science, Razi University, Kermanshah
s.shahrabadi@stu.razi.ac.ir, ndaneshfar@razi.ac.ir

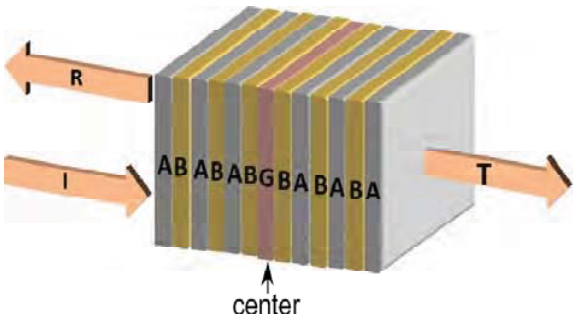
Abstract- In this paper, electric field amplification and optical absorption in dielectric layer structures with mirror symmetry containing a layer of undoped graphene are investigated. We will see that the presence of only one layer of graphene in the center will increase the optical absorption by 50%, and this amount can be achieved even with a small number of layers. In addition, the electric field will be amplified aqually in all structures.

Keywords: Optical absorption, Transfer Matrix

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

امروزه کنترل انتشار نور موضوع اصلی در مهندسی اپتیک بوده که به فوتونیک معروف است. مشابه الکترونیک در فوتونیک سعی می‌شود نحوه انتشار نور از طریق مواد از جمله چگونگی اجازه انتشار یا جلوگیری از آن تغییر کند که می‌تواند برای تقویت میدان الکتریکی مفید باشد.برای دستیابی به این هدف می‌توان از یک سیستم چندلایه متشکل از N لایه از محیط‌های دی‌الکتریک متفاوت در یک بعد استفاده کرد[1]. یک سیستم چند لایه دی‌الکتریک به عنوان دنباله‌ای از لایه‌های دی‌الکتریک دسته‌بندی شده تعریف می‌شود که می تواند باعث شود نور منتشر شده در داخل این محیط چندلایه به صورتی پیچیده در فصل مشترک بین لایه‌های نزدیک ترین همسایه منعکس شود[2].به طور گسترده‌ای شناخته شده است که یک گرافن تک لایه دوپ نشده،بدون توجه به فرکانس و به دلیل پراکندگی انرژی الکترونیکی خطی دارای جذب ثابت نور به مقدار۲.۳٪ است. به دلیل انتقال بین باندی الکترون‌ها جذب نور باعث ایجاد جریان الکتریکی در گرافن می‌شود که در آن هدایت نوری گرافن دوپ‌نشده نیز ثابت است. با وجود اینکه این میزان جذب برای یک فیلم نازک، بزرگ محسوب می‌شود اما برای کاربردهای عملی به اندازه کافی بزرگ نیست. با این حال برای به‌دست آوردن جذب زیاد، بهینه‌سازی ضخامت لایه نازک ضروری است و با توجه به اینکه جذب نور در فلز به رسانایی درون‌باندی متکی است، محدودیت فرکانس برای جذب قوی وجود دارد. از این رو دستیابی به جذب زیاد در فرکانس دلخواه هنوز یک کار چالش‌برانگیز است[3].ساختارهای لایه ای متناوب متقارن، که آنها را ساختارهای آینه‌ای می‌نامیم، بیش‌ترین تقویت میدان الکتریکی را نتیجه می‌دهند[2]. در این مقاله ساختارهایی را در نظر گرفتیم که شامل دو محیط دی‌الکتریک تکرارشونده‌ی A و B با ضرایب شکست n_a و n_b است به طوری که دنباله‌ی $AB...BB...BA$ در مرکز ساختار متقارن است. در مرکز، یک گرافن تک‌لایه دوپ‌نشده را که با حرف G نشان داده شده است قرار داده‌ایم (شکل۱).



شکل۱.ساختار آینه ای با دو محیط دی‌الکتریک تکرارشونده‌ی A و B و یک گرافن دوپ‌نشده در مرکز که با حرف G نشان داده است. پرتو فرودیI، پرتو انعکاسیR، و پرتو انتقالیT می‌باشند.

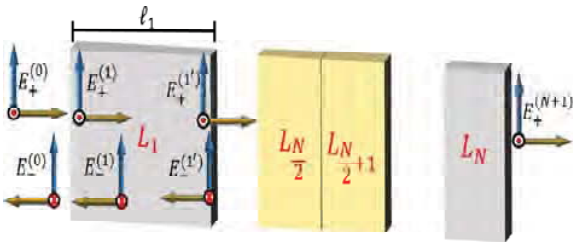
و نشان خواهیم داد که وجود تنها یک لایه گرافن در مرکز، باعث افزایش ۵۰ درصدی جذب اپتیکی خواهد شد و این مقدار حتی با تعداد لایه‌های کم نیز قابل دست‌یابی است. علاوه بر این تقویت میدان الکتریکی در تمامی ساختارها به یک میزان صورت خواهد گرفت.

روش محاسبات

به دلیل وجود تقارن، احتمال انتقال نور برای ساختارهای آینه‌ای همواره برابر یک می‌باشد[3].ساختار آینه‌ای را برای تعداد مشخصی از لایه‌های تکرارشونده AB قبل از مرکز که با s نشان داده می‌شود، در نظر می‌گیریم. به عنوان مثال شکل۱، متناظر است با $s=3$. نور در جهت عمود بر سطح ساختار فرود می‌آید. ابتدا میدان الکتریکی را در مرکز ساختار و بدون حضور گرافن محاسبه می‌کنیم، سپس میدان الکتریکی و جذب نور را با حضور گرافن قرار گرفته در مرکز بدست می‌آوریم.در روش ماتریس انتقال، میدان الکتریکی بین هر دو نقطه‌ی متفاوت را می‌توان با ضرب چندین ماتریس تشکیل‌شده از ماتریس‌های تطبیق و انتشار مرتبط کرد. ماتریس تطبیق، میدان الکتریکی در فصل مشترک بین دو لایه را به هم مربوط می‌کند در حالی که ماتریس انتشار، موج الکترومغناطیسی منتشر

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

شده از طریق یک لایه را توصیف می‌کند. در ابتدا یک محیط دی‌الکتریک N لایه بدون گرافن را در نظر می‌گیریم، (شکل۲)، که در آن هر لایه L_i دارای ضخامت l_i است.



شکل۲. انتشار نور درون یک محیط دی‌الکتریک N لایه.

میدان‌های الکتریکی فرودی و منعکس‌شده به ترتیب توسط$(E_+^{(0)})$ و $(E_-^{(0)})$ مشخص شده‌اند. $E_+^{(1)}$ ، $E_-^{(1)}$ و $E_+^{(1\prime)}$ ، $E_-^{(1\prime)}$ به ترتیب نشان‌دهنده‌ی میدان‌های الکتریکی راست‌رونده و چپ‌رونده در سمت چپ و سمت راست لایه‌ی L_1 می‌باشند. برای یک لایه در حالت کلی، ماتریس‌ها به صورت زیر بدست می‌آیند:

$$M_i = \frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1+\beta_i & 1-\beta_i \\ 1-\beta_i & 1+\beta_i \end{bmatrix} \quad (۱)$$

$$P_i = \begin{bmatrix} -j & 0 \\ 0 & j \end{bmatrix} \equiv P \quad (۲)$$

با $\beta_i = \frac{n_{i+1}}{n_i}$ که در آن n_i ضریب شکست لایه‌ی L_i است. همچنین ضخامت هر لایه را یک‌چهارم طول موج نور فرودی انتخاب می‌کنیم $(l_i = \frac{\lambda_0}{4n_i})$. با ضرب این ماتریس‌ها برای تمامی لایه‌ها، ماتریس انتقال کل را بدست می‌آوریم:

$$\begin{bmatrix} E_+^{(0)} \\ E_-^{(0)} \end{bmatrix} = M_0 P M_1 \cdots P M_N \begin{bmatrix} E_+^{(N+1)} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (۳)$$

$$= \begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_+^{(N+1)} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (۴)$$

برای یک ساختار آینه‌ای، احتمال انتقال کل T برابر یک است. بنابراین می‌توان نوشت $E_-^{(0)} = 0$ و $E_+^{(N+1)} = E_+^{(0)}$. میدان الکتریکی در مرکز ساختار $(E^{(c)})$ را می‌توان با استفاده از رابطه‌ی زیر بدست آورد:

$$\begin{bmatrix} E_+^{(0)} \\ 0 \end{bmatrix} = M_0 P M_1 \cdots P M_{N/2} \begin{bmatrix} E_+^{(c)} \\ E_-^{(c)} \end{bmatrix} \quad (۵)$$

پس از ضرب کردن تمامی ماتریس‌های رابطه‌ی (۵) و معکوس کردن آن می‌توان بدست آورد:

$$\begin{bmatrix} E_+^{(c)} \\ E_-^{(c)} \end{bmatrix} = -\frac{1}{2}(\alpha)^s \begin{bmatrix} 1+\chi & 1-\chi \\ 1-\chi & 1+\chi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_+^{(0)} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (۶)$$

که در آن $\alpha = \frac{n_A}{n_B}$ و $\chi = \frac{(-1)^{s-1}}{n_A}\left(\frac{1}{\alpha}\right)$ می‌باشند. بنابراین ما می توانیم بزرگی میدان الکتریکی کل در مرکز ساختار آینه‌ای را به صورت زیر بدست آوریم:

$$\left|E^{(c)}\right| \equiv \left|E_+^{(c)} + E_-^{(c)}\right| = \alpha^s \left|E_+^{(0)}\right| \quad (۷)$$

از رابطه‌ی (۷) ببینیم که برای $\alpha > 1$ (یا $n_a > n_b$)، میدان الکتریکی فرودی در مرکز ساختار آینه‌ای با افزایش S، به صورت نمایی افزایش می‌یابد و به این معنی است که سرعت نور درون ساختار، به علت پایستگی انرژی، بیش‌تر کاهش می‌یابد. اکنون یک گرافن تک‌لایه‌ی دوپ نشده را در مرکز ساختار قرار می‌دهیم. همان‌طور که در شکل (۱) مشاهده می‌کنیم، گرافن توسط محیط B احاطه شده است.و ماتریس تطبیق M_G مربوط به گرافن را تعریف می‌کنیم که در آن گرافن به وسیله‌ی رسانایی اپتیکی $\sigma = \frac{e^2}{4\hbar}$ ارائه شده است:

$$M_G = \frac{1}{2}\begin{bmatrix} 2+Z_B\sigma & Z_B\sigma \\ -Z_B\sigma & 2-Z_B\sigma \end{bmatrix} \quad (۸)$$

که $Z_B = \frac{Z_0}{n_B}$ امپدانس محیط B، Z_0 امپدانس خلا و n_B ضریب شکست محیط B می‌باشند. می‌توانیم با اضافه کردن M_G در مرکز ضرب ماتریسی، معادلات (۳) و (۵) را بازنویسی کنیم:

$$\begin{bmatrix} E_+^{(0)} \\ E_-^{(0)} \end{bmatrix} = M_0 P M_1 \cdots P M_G P \cdots P M_N \begin{bmatrix} E_+^{(N+1)} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (۹)$$

$$\begin{bmatrix} E_+^{(0)} \\ E_-^{(0)} \end{bmatrix} = M_0 P M_1 \cdots P M_G \begin{bmatrix} E_+^{(c)} \\ E_-^{(c)} \end{bmatrix} \quad (۱۰)$$

میدان الکتریکی روی سطح گرافن $(E^{(c)})$ از رابطه‌ی (۱۰) بدست می‌آید.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

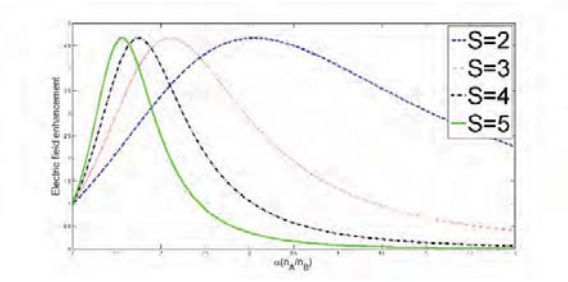
روابط مربوط به میدان الکتریکی و جذب در معادلات (۱۲) و (۱۳) ارائه شده‌اند:

$$\left|E^{(c)}\right| = \frac{2\alpha^{s}}{(2+\alpha^{2s}Z_0\sigma)}\left|E_{+}^{(0)}\right| \quad (۱۱)$$

$$A = \frac{4\alpha^{2s}Z_0\sigma}{(2+\alpha^{2s}Z_0\sigma)^2} \quad (۱۲)$$

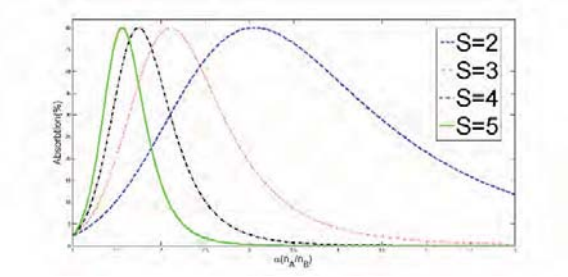
نتایج و بحث

معادلات (۱۱) و (۱۲) را برای تعداد متفاوتی از s به صورت تابعی از $\boldsymbol{\alpha = \frac{n_A}{n_B}}$ در شکل (۳) و (۴) رسم کرده‌ایم:



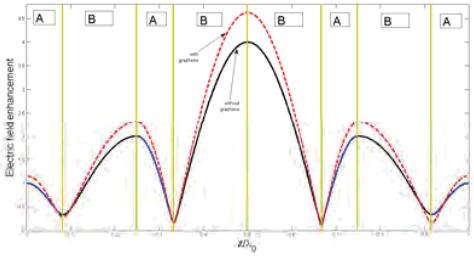
شکل۳. نمودار تقویت میدان الکتریکی در مرکز ساختار با تقارن آینه‌ای حاوی گرافن در مرکز به صورت تابعی از (α).

در شکل(۳) می‌بینیم که با افزایش تعداد لایه‌ها، ماکزیمم مقدار تقویت میدان الکتریکی در مرکز ساختار تغییری نمی‌کند اگر چه با افزایش تعداد تناوب s، به سمت αهای کوچک‌تر شیفت پیدا می‌کند. همچنین با مشتق گرفتن از رابطه (۱۱) نسبت به α، مقدار ۴.۶۷ را در تقویت میدانالکتریکی برای تمامی نمودارها بدست می‌آوریم. چنین پدیده‌ای را می‌توان در احتمال جذب نیز مشاهده کرد. شکل(۴):



شکل ۴. نموداراحتمال جذب برای ساختاری با تقارن آینه‌ایحاوی گرافن در مرکز به صورت تابعی از (α).

در شکل (۴) می‌توان مشاهده کرد که ماکزیمم مقدار جذب، همواره میزان ۵۰ درصد را بر خلاف مقدار ثابت ۲.۳ درصد برای گرافن (بدون قرار گرفتن در ساختار لایه‌ای) با افزایش تعداد تناوب s به سمت α های کوچک حفظ می‌کند.در شکل (۵)، اثر گرافن قرار داده شده در مرکز یک ساختار آینه‌ای به صورت ABABBABA بر تقویت میدان الکتریکی را برای هر لایه به صورت کامل نشان داده‌ایم که تقویت میدان الکتریکی در مرکز ساختار کاملا مشهود است.



شکل ۵. نمودار تقویت میدان الکتریکی برای یک ساختار آینه‌ای به صورت ABABBABA حاوی یک گرافن دوپ نشده در مرکز.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، ساختارهای لایه‌ای با تقارن آینه‌ای حاوی یک لایه گرافن در مرکز را بررسی کردیم. به این نتیجه رسیدیم که ماکزیمم تقویت میدان الکتریکی درون ساختار به میزان ۴.۶۷می‌باشد و این مقدار برای تمامی تعداد لایه ها یکسان است.همچنین با بررسی میزان جذب، مشاهده کردیم که می‌توان حتی با در نظر گرفتن تعداد لایه‌های کم به میزان جذب پنجاه درصدی دست یافت.

منابع

[1]Haihao Liu, M shoufieUkhtary and riichiroSaito,"Hidden symmetries in N-layer dielectric stacks," J.Phys.:condens. M atter **29**, 1-18(2017).

[2] J. Blumberg, M.S. Ukhtary, and R. Saito, "Enhancement of the electric field and diminishment of thegroup velocity of light in dielectric multilayer systems: a general description," Phys. Rev.Appl. **10**, 1-14(2018).

[3] Sylvain A.Nulli , M.ShoufieUkhtaru, and riichiro Saito, "significant enhancement of light absorption in undoped graphene using dielectric multilayer system," Appl. Phys.let. **112**, 073101-073104(2018).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021), and the 13th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021).University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021

کد مقاله : ۱-۹ ۲۴۰-۱۰-A

تهیه و مشخصه یابی نانوستاره طلا به عنوان نانوساختارهای جدید پلاسمونی

هانیه یزدانفر، سیده مهری حمیدی

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

چکیده- در این پروژه، نانوستاره‌های طلا به عنوان ساختارهای جدید پلاسمونی با کمک روش شیمیایی تولید و مشخصه یابی شدند. به این منظور، نمک طلا در محیط به تعادل رسیده بازی سنتز شد و پس از تصویربرداری و اطمینان از شکل گیری ساختار، طیف جذبی نمونه‌ها ثبت شد. ساختار و طیف‌های جذبی نانوستاره‌ها در شرایط مختلف از قبیل تغییر پارامترهای سنتز و تاثیر زمان بر نمونه مورد مطالعه قرار گرفتند. نتایج حاصل از تصویربرداری، نشان دهنده رسیدن به ساختار شش ضلعی پس از رسیدن به پایداری می‌باشد و طیف جذب، نشان دهنده مدهای اصلی پلاسمونی در نمونه های تولید شده است.

کلید واژه- نانوستاره طلا، مد پلاسمونی، نانوساختارهای پلاسمونی، سنتز شیمیایی.

Synthesis and characterization of Gold nanostars as new kind of plasmonic nanostructures

H. Yazdanfar, S. M. Hamidi

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran.

Abstract-In this work, gold nanostarshave been synthesized chemically and characterized as novel plasmonic structures. The synthesis based on reduction of Tetrachloroauric acid in stable basic environment and absorption spectra have been recorded when the imaging confirmed nanostars formed. Morphology and absorption spectra of gold nanostars have been studied under different conditions such as varying synthesis parameters and aging. Imaging results show hexagonal structures have been formed when the samples became stable, and absorption spectra depict fundamental plasmonic modes in synthesized samples.

Keywords: Au nanostar,Plasmonic mode, Plasmonic nanostructure, Chemical synthesis.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)
The 12th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)
University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021.

1. Introduction

Plasmonic metal nanoparticles are very interesting both from a fundamental science point of view, and also in applications such as optics, medicine, clinical diagnosis and therapy [1, 2]. These structures are very sensitive because of localized surface plasmon resonances (LSPRs) on their surface [3]. Therefore, the shape and the size of the plasmonic metal nanoparticles can affect their properties and applications. The shape of the nanoparticles can have a wide range such as nanosphere, nanorodes, nanobars, nanostars, nanoprisms, nanosrystals etc. [4- 6]. One of the most important properties that the shape and size of nanoparticles can affect it, is spectral range of the nanoparticles and it can be shifted by varying the size and morphology of the particles, therefore different applications can be defining according to the spectral range. It has been reported metallic nanostars have displayed extraordinary properties and highly enhanced electromagnetic filed with promising applications in biosensing, bioimaging and biodetection [7, 8]. Recently, Tomitaka et al. reported application of magneto-plasmonic nanostars for image-guided and NIR-triggered drug delivery [9].Studies show star shaped nanoparticles largely intensify local electric filed specially around their tips and sharp corners [10, 11] and it has been expected that they show IR-shifted plasmonic resonances. In table I enhancement factor for gold nanoparticles (AuNPs) and nanostars (AuNSs) has been compared.

Table I. Comparison of enhancement factor for AuNPs and AuNSs [12]

Plasmonic structure	Size (nm)	EF
AuNPs	60nm	10^3
AuNSs	50nm	10^4-10^5

In this project, Au Nanostars have been synthesized with simple chemical method and without using surfactant that may affect the nanoparticles properties and limit the optical characteristics. In fabrication, the main reaction was reduction of Au. It is supposed the reductors have the main role in growing of the spikes in nanostars and sharp corner in polygonal nanoparticles. In synthesis of Au nanostars, ascorbic acid was reduction agent. NaOH was used as it was supposed to increase the reaction yield [13, 14]. It should be mentioned aging has very important role in morphology transformation.

2. synthesis of Gold nanostars

In fabrication of gold nanostars (AuNSs), Cetyl trimethylammonium bromide (CTAB), Tetrachloroauric acid (HAuCl4), Sodium hydroxide (NaOH), ascorbic acid (C6H8O), silver nitrate (AgNO3) and acetone (C3H6O) were used. The synthesis method followed in this project was the same as the protocol Trigari et al. used [15].

The synthesis of AuNSs based on reduction of HAuCl4. Au nanostars preparation was started by making a 3 mL solution of CTAB (50mM) and HAuCl4 (2mM) mixture in water. The colour of this solution was dark yellow. Afterward, 80 µL of NaOH (0.25 M) was added (the experiment was performed with different amount of NaOH to investigate the effect of it on AuNSs properties that is discussed in results section). Then 200 µL of ascorbic acid (40 mM) was added to the solution. By adding NaOH and ascorbic acid, the solution became colourless. In the last steps of the synthesis 60 µL of AgNO3 (10 mM) and the 65 µL acetone were added to the solution. All the solutions were prepared in HPLC water. To complete the reduction of AuNSs the solution containing nanostars was kept in 25˚C overnight. The schematic of the sample preparation was shown in figure 1.

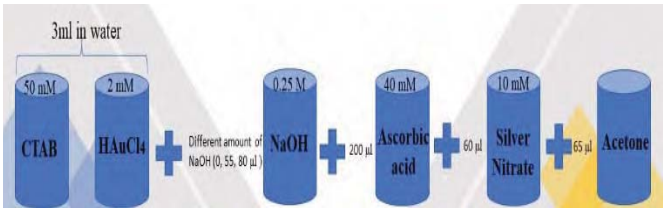


Figure 1. Schematics of the Au and Ag Nanostars. AuNSs

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)
The 12th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)
University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021.

3. Results and Discussion:

3.1.TEM and SEM of AuNSs

As it was mentioned before AuNSs was kept in25˚C overnight to complete the reduction. To investigate the effect of NaOH on size of the particles, AuNSs was prepared with three different amount of NaOH which were 55 µL and 80 µL of NaOH and without it.

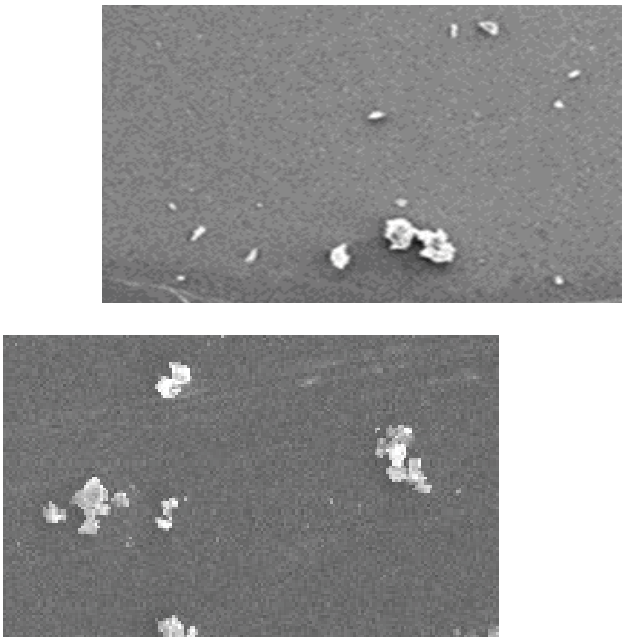


Figure 2. SEM images of Au nanostars with different amount of NaOH. (Top 80 µL, middle 55 µL and bottom without NaOH)

SEM images were recorded 24 hours after synthesis. Figure 2 shows the SEM images for three samples with different amount of NaOH. As it can be seen, sample with the highest amount of NaOH has the smallest size of the nanostars and the sample without NaOH has the biggest particles size.

TEM images for AuNSs samples was recorded a week after fabrication for sample with 80 µL of NaOH and sample without NaOH as they are shown in figure 3.

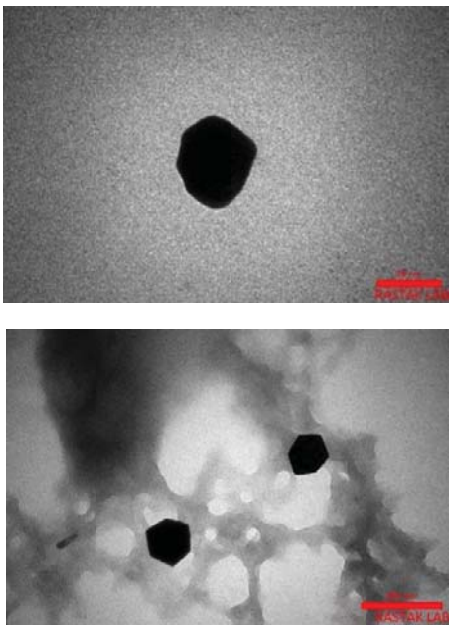


Figure 3. TEM images of Aunanostars a week after fabrication. (TopAuNSs with 80 µL of NaOH and bottomAuNSswithout NaOH)

As it can be seen after one week the arms of the nanostars vanished and they became polygonal with sharp corners. This is the same happening Wu et al. got for their samples. They found after 52h nanostars lost their arms and transformed to spherical nanoparticles [16].

3.2.Absorption spectra of AuNSs

Absorption spectra of AuNSs with three different amount of NaOH have been measured and the results are shown in figure 4.

The main peaks at 530 nm belong to the Au absorption and the shoulders appear due to the sharp corners of polygonal. As it can be seen the signal to noise ratio has its highest value for the sample with 80 µL of NaOH and the sample with 55 µL of NaOH has smaller peak and the sample without NaOHhas the smallest one.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

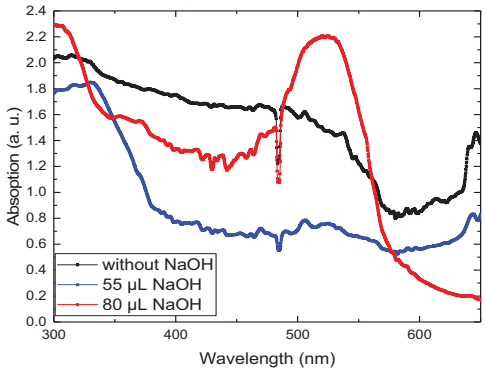


Figure 4. Absorption spectra of AuNSs with different amount of NaOH.

4. Conclusion:

Au Nanostars were synthesized by a simple chemical method. These nanostars were stable for few days without any stabilizer and surfactants but after few days they lost their arms and tips and transformed to polygonal shape. The results show the amount of NaOH can affect reaction yield and change the size and morphology of the nanostars. Also, the amount of NaOH can change the intensity of the absorption peak, by increasing the amount of NaOH the signal to noise ratio was increased.

References

[1] M.A. El-Sayed, "Small is different: shape-, size-, and composition-dependent properties of some colloidal semiconductor nanocrystals," Acc. Chem. Res., Vol. 37, pp. 326-333, 2004.

[2] J. N. Anker, W. P. Hall, O. Lyandres, N. C. Shah, J. Zhao, R. P. Duyne, "Biosensing with plasmonic nanosensors," Nat. Mater., Vol. 7, pp. 442-453, 2008.

[3] R. Aroca, Surface-Enhanced Vibrational Spectroscopy, John Wiley & Sons, 2006.

[4] D. Seo, J. C. Park, and H. Song, "Polyhedral gold nanocrystals with O_h symmetry," J. Am. Chem. Soc., Vol. 128, pp. 14863–14870, 2006.

[5] V. Bastys, I. Pastoriza-Santos, B. Rodr_ıguez-Gonz_alez, R. Vaisnoras, and L. M. Liz-Marz_an, "Formation of silver nanoprisms with surface plasmons at communication wavelengths," Adv. Funct. Mater., Vol. 16, pp. 766–773, 2006.

[6] C. L. Nehl and J. H. Hafner, "Shape-dependent plasmon resonances of gold nanoparticles," J. Mater. Chem., Vol. 18, pp. 2415–2419, 2008.

[7] M. Schütz, D. Steinigeweg, M. Salehi, K. Kömpe, S. Schlü cker, "Hydrophilically stabilized gold nanostars as SERS labels for tissue imaging of the tumor suppressor p63 by immuno-SERS microscopy," Chem. Commun., Vol. 47, pp. 4216−4218, 2011.

[8] C. G. Khoury and T. Vo-Dinh, "Gold nanostars for surface enhanced Raman scattering: synthesis, characterization and optimization," J. Phys. Chem. C, Vol. 112, pp. 18849−18859, 2008.

[9] A. Tomitaka, H. Arami, A. Ahmadivand, N. Pala, A. J. McGoron, Y. Takemura, F. Marcelo, and M. Nair, "Magneto-plasmonic nanostars for image-guided and NIR-triggered drug delivery," Scientific reports, Vol. 10.1, pp. 1-10, 2020.

[10] C. Burda, X. Chen, R. Narayanan, and M. A. El-Sayed, "Chemistry and properties of nanocrystals of different shapes," Chem. Rev., Vol. 105, pp. 1025-1102, 2005.

[11] F. Hao, C. L. Nehl, J. H. Hafner, and P. Nordlander, "Plasmon resonances of a gold nanostar," Nano Lett., Vol. 7, pp. 729-732, 2007.

[12] P. Strobbia, E. R. Languirand, and B. M. Cullum, "Recent advances in plasmonic nanostructures for sensing: a review," Optical Engineering, Vol. 54(10), pp. 100902, 2015.

[13] T. K. Sau and C. J. Murphy, "Room temperature, high-yield synthesis of multiple shapes of gold nanoparticles in aqueous solution," J. Am. Chem. Soc., Vol. 126, pp. 8648-8649, 2004.

[14] C. L. Nehl, H. Liao, and J. H. Hafner, "Optical properties of star-shaped gold nanoparticles," Nano Lett., Vol. 6, pp. 683-688, 2006.

[15] S. Trigari, A. Rindi, G. Margheri, S. Sottini, G. Dellepiane, and E. Giorgetti, "Synthesis and modelling of gold nanostars with tunable morphology and extinction spectrum," J. Mater. Chem., Vol. 21, pp. 6531-6540, 2011.

[16] H. Y. Wu, M. Liu, and M. H. Huang, "Direct synthesis of branched gold nanocrystals and their transformation into spherical nanoparticles," J. Phys. Chem. B, Vol. 110, pp. 19291-19294, 2006.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۹۵-۱۰-A

طراحی جاذب کامل با باندپهن در ناحیه فروسرخ میانه بر مبنای پلاسمون سطحی جایگزیده در ساختار گریتینگ شامل فسفرن

اطهر غلامی[۱]، زینب صادقی[۱]، حسین شیرکانی[۱]، محسن محرابی[۱]

گروه فیزیک، دانشگاه خلیج فارس، بوشهر

shirkani@pgu.ac.ir

چکیده - در این مقاله یک ساختار جاذب متشکل از یک لایه‌ی فسفرن روی گریتینگ Al_2O_3 بر روی بستر بازتابنده طلا با روش المان محدود طراحی و شبیه‌سازی شده‌است. با توجه به ویژگی‌های منحصربه‌فرد فسفرن، ساختار ارائه شده با تغییر پارامترهای هندسی و زاویه نور فرودی، جذب بالای ۹۰٪ را به کمک تشدید بین لایه‌ی فسفرن و دی الکتریک Al_2O_3 در نتیجه تحریک و تقویت شدن پلاسمون‌های سطحی در لبه‌های گریتینگ ایجاد می‌کند. این جاذب‌های نوری بدلیل قابلیت جذب بالای امواج الکترومغناطیسی در حدود ۱۰۰٪ و همچنین قابلیت تنظیم جذب طول موج خاصی از طیف الکترومغناطیسی در ناحیه‌ی فروسرخ میانه کاربردهای زیادی در حوزه الکترواپتیک، فتوولتائیک، برداشت انرژی و غیره دارند.

واژگان کلیدی:جاذب کامل،فسفرن،پلاسمون سطحی،فروسرخ میانه

Design of aMid-IR Broadband Perfect AbsorberBased on Surface Plasmon Localizedin the Phosphorene Grating Structure

Athar gholami[1], Zeynab Sadeghi[1], Hossein Shirkani[1], Mohsen Mehrabi[1]

Physics Department, Persian Gulf University, Iran

shirkani@pgu.ac.ir

Abstract- In this paper, an adsorbent structure consisting of a phosphorene layer on grating Al_2O_3 is designed and simulated on a gold reflective substrate using thefinitelement methode. Based on the unique properties of phosphorene, via changing the geometric parameters and the radiation light angle, the structure presented, shows the absorption of over90% by intensifying the interlayer of phosphorus and Al_2O_3 dielectric due to excitation and amplification of surface plasmons at the grating edges.Due to their high absorption of electromagnetic waves (~100%) and their ability to adjust the absorption of specific wavelengths of the electromagnetic spectrum in the mid-infrared region, these optical absorbers have many applications in electro-optics, photovoltaic, energy absorption and etc.

Keywords: Perfect Absorber,Phosphorene,Surface Plasmon,Mid-IR

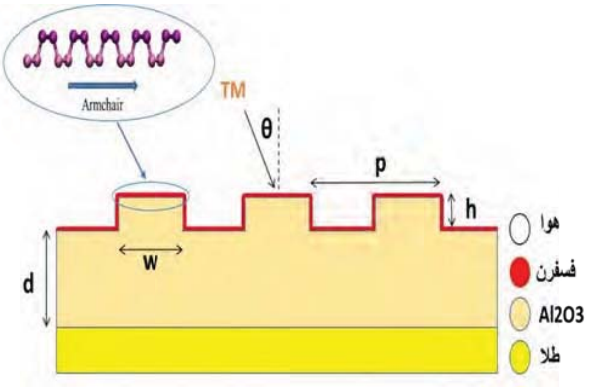
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

فسفر سیاه، یک نیم رسانای لایه‌ای دارای تحرک حامل بالا، اثر متقابل قوی ماده با نور در محدوده‌ی فروسرخ میانه و دور و درجه ی بالایی از باند ناهمسانگردی است [1, 2].این ماده دو بعدی دارای شکاف باند مستقیم وابسته به تعداد لایه (۰.۳ eV حالت توده‌ای و ۲ eV برای تک لایه(فسفرن)) می‌باشد و این باعث می‌شود که یک مکمل حیاتی بین گرافن و TMDCs[1] برای اپتوالکترونیک دوبعدی باشد، از این رو مورد توجه قرار گرفته است[3]. فسفرن با خصوصیات ساختاری منحصربه‌فرد، خود را از سایر مواد دوبعدی لایه‌ای متمایز می‌کند. این ماده دوبعدی دارای یک ساختار پوکه‌دار در امتداد جهت آرمیچر است، اما به صورت پیکربندی دو لایه در امتداد جهت زیگزاگ ظاهر می‌شود. که منشاء ناهمسانگردی خواص فیزیکی[4] و مکانیکی[5] است و باعث شده در طراحی نانو دستگاه‌ها بتوانند از جهت انتخابی استفاده کنند. از نظر تئوری برای تک لایه تا چندلایه‌ی فسفر سیاه گزارش شده‌است که از پراکندگی پلاسمونی ناهمسانگرد پشتیبانی می‌کند، زیرا چگالی موثر الکترونی در جهت‌های مختلف بلوری متفاوت است[6]. در این مقاله با استفاده از نرم افزار کامسول و به روش المان محدود یک جاذب با ساختار گریتینگی مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده با استفاده از فسفرن از جهت ساختاری آرمیچر طراحی و پیشنهاد شده‌است که جذب بالای ۹۰٪ را در باند تراهرتز نشان می‌دهد. در این ساختار علاوه بر داشتن جذب عالی حساسیت کم نسبت به زاویه ی نور فرودی در یک بازه وسیع زاویه‌ای وجود دارد که می‌تواند در کاربردهای مختلفی مفید باشد. همچنین با تغییر پارامترهای هندسی قابلیت تنظیم جذب طول موج خاصی از طیف الکترومغناطیسی در ناحیه‌ی فروسرخ میانه را دارا می‌باشد. جاذب‌های نوری به دلیل جذب عالی ،قابلیت تنظیم طول موج به منظور جذب طول موج‌های خاصی از طیف الکترومغناطیسی، ضخامت کم و در حدود چند ده الی چند صد نانومتر، کاربردهای زیادی در حوزه الکترواپتیک و فوتونیک[7]، فتوولتاییک و برداشت انرژی و سنجش‌های با کارآیی بالا و پوشش‌های ضد انعکاس برای کاربردهای فضایی و دفاعی دارند[8].

ساختار

شکل ۱ الگوی جاذب گریتینگی پیشنهادی را نشان می‌دهد. برای دستیابی به ساختار موردنظر به ترتیب پارامترهای ارتفاع گریتینگ، پهنای گریتینگ، پهنای کل ساختار و زاویه‌ی نور فرودی بر ساختار مورد بررسی قرارگرفت. همانطور که در شکل ۱ دیده می‌شود، فسفرن با ضخامت ۰.۷ nm برروی گریتینگ از جنس Al_2O_3 با ضریب شکست ۱.۷ و ضخامت h=۵nm و پهنا W=۱۰۰nm و ارتفاع زیر گریتینگ D=۲.۵μm و پهنای کل p=۲۰۰nm بر روی یک زیرلایه بازتابنده طلا درنظر گرفته‌شده‌است. فسفرن در مجاورت هوا، روی کل ساختار پوشانده شده‌است.



شکل.۱ :شمایی از ساختار گریتینگ پیشنهادی

با تغییر پارامترهای هندسی ساختار و همچنین تغییر زاویه‌ی نور فرودی می‌توان پاسخ ساختار یا همان جذب مورد نظر را تغییر داد. تحریک پلاسمون های سطحی با

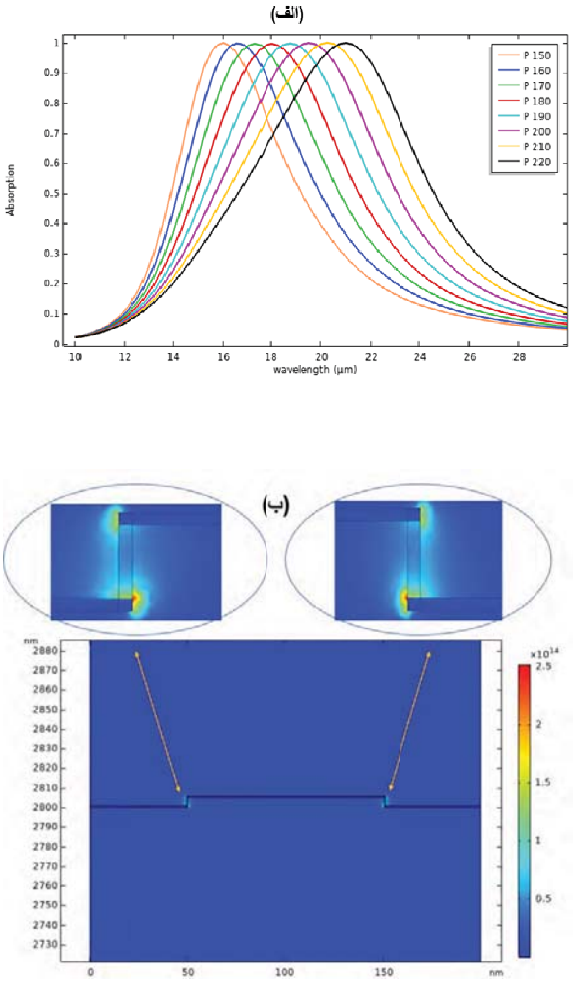
[1] transition metal dichalcogenides

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

استفاده از جفت شدگی با گریتینگ انجام شده است، زیرا یکی از روش های دستیابی به این هدف استفاده از اثر پراش است. هنگامی که نور فرودی به شبکه گریتینگ برخورد میکند میتوان از طریق پراکندگی براگ به این هدف دست‌یافت. برای اینمنظور موج الکترومغناطیسی تخت با قطبش TM (مدهای TEپلاسمون‌های سطحی را برای این ساختار تشکیل نمی‌دهند) تحت زاویه‌یθ به ساختار تابیده شده‌است.

بحث و بررسی نتایج

در ابتدا ارتفاع گریتینگ اولیه۳۵ نانومتر بوده است که آن را در بازه ۵ تا ۵۵ نانومتر مورد بررسی قرار گرفت و بهترین نتیجه بدست آمده در ۵ نانومترمی‌باشد. پس از ارتفاع گریتینگ را از ۷۰ تا ۱۲۰ نانومتر مورد بررسی قرار داده شد که بهترین نتیجه بدست آمده در ۱۰۰ نانومتر می‌باشد، سپس پهنای کل ساختار از ۱۶۰ تا ۲۱۰ نانومتر مورد بررسی قرارگرفت که بهترین نتیجه حاصل شده در ۲۰۰ نانومتر با میزان جذب می‌باشد. پس از بهینه سازی ابعاد ساختار زاویه نور فرودی وارد بر ساختار از ۰ تا ۸۹ درجه مورد برسی قرار گرفت. درنهایت بهترین میزان جذب حاصل شده پس از بهینه سازی ۹۹.۹٪ می‌باشد.در شکل ۲ الف: منحنی جذب ساختار برحسب طول موج در پهناهای مختلف کل ساختار(دوره‌P) با تابش $\theta = 0^{\circ}$ رسم شده‌است. با افزایش پهنای کل ساختار (دوره) از ۱۵۰ نانومتر تا ۲۲۰ نانومتر میزان جذب در یک بازه ۵ میکرومتری از ۱۶ میکرومتر تا ۲۱ میکرومتر میزان جذب در حدود ۹۹٪ می باشد. علت جذب در این بازه فرکانسی،برهمکنش قوی فسفرن و موج برخوردی در نتیجه بوجود آمدن و تقویت پلاسمون‌های سطحی است که میدان الکترومغناطیسی در لبه‌های گریتینگ جایگزیده شده و شدت بالایی در آن نقاط دارند.در شکل ۲(ب) شدت میدان الکتریکی در بیشینه جذب ساختار با پهنای ساختار کل ۲۰۰ نانومتر در طول موج ۱۹.۵ میکرومتر رسم شده‌است.



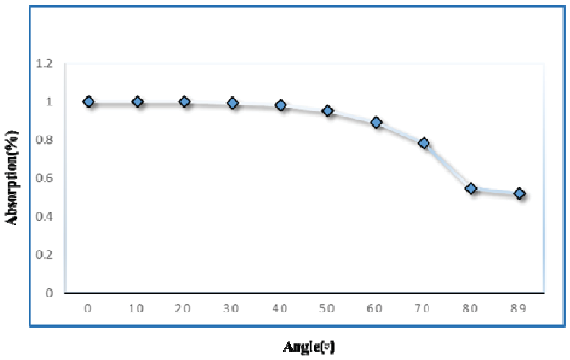
شکل.۲ (الف) :نمودار جذب سیستم پیشنهادی برحسب طول موج برای تغییرات دوره از nm ۱۵۰ تا nm ۲۲۰ . (ب): نمودار شدت میدان الکتریکی در بیشینه جذب ساختار در پهنای nm ۲۰۰ .

شکل۳ پراکندگی زاویه ای قله راه برای زاویه های متفاوت نشان می دهد.برای بازه‌ی0° تا 50° میزان جذب بالای ۹۰٪ می‌باشد. در زوایای 80°،70°،60° جذب به ترتیب ۵۴٪، ۷۸٪، ۹۸٪ در زاویه‌ی 89°،۵۲٪ از انرژی فرودی (موج الکترومغناطیسی برخوردی) جذب می‌شود.

اگر ساختار پیشنهادی به عنوان یک جاذب کامل استفاده شود، برای مثال در کاربردهای حسگر، مهم است که تابش تا حدممکن مستقل از جهت فرود جذب باشد. بنابراین

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

جاذب گریتینگی که پیشنهاد شده در این تحقیق، یک جاذب‌مناسب‌است.



شکل.۳ بیشینه جذب در قله ها در زوایای بین ۰ تا ۹۰ درجه برای جاذب گریتینکی.

همچنین در مقایسه با کار های مشابه به عنوان نمونه آقای لی و همکاران[9]، این ساختار دارای یک طراحی ساده و فقط با استفاده از فسفرن و بهینه‌سازی پارامتر های هندسی یک ساختار جاذب کامل طراحی شده است.

نتیجه‌گیری

در این مقاله ویژگی‌های یک ساختار جاذب گریتینگی در محدوده فروسرخ میانه طراحی و بررسی شد. با بررسی خواص اپتیکی و هندسی سیستم، میزان جذب کل ساختار بررسی شده است:

-با استفاده از ساختار گریتینگی طراحی شده در مجاورت فسفرن، پلاسمون‌های سطحی جایگزیده در لبه‌های گریتینگ در ناحیه فروسرخ میانه ایجاد شد و میزان جذب ساختار مورد بررسی قرار گرفت.

-با تغییر پهنای کل ساختار (دورهP) میزان جذب برای یک باند وسیع طول موجی ۱۶ تا ۲۱ میکرومتر بالای ۹۹٪ بدست‌آمد.

-قابلیت تنظیم‌پذیری طول موج انتخابی از طیف الکترومغناطیسی با انتخاب مناسب پهنای کل ساختار با جذب بالای ۹۰٪، حساسیت کم ساختار به جهت نور فرودی و میزان جذب نور در یک بازه ۰ تا ۵۰ درجه جذب بالای ۹۰٪ از ویژگی های بارز این ساختار است.

مرجع‌ها

[1] X. W. a. S. Lan, "Optical properties of black phosphorus," *Adv. Opt,* pp. vol. 8, pp. 618–655, 2016.

[2] J. S. G.-D. A. A. M. a. A. A. D. Correas-Serrano, "black phosphorus plasmonics: Anisotropic elliptical propagation and nonlocal ityinduced canalization," *J. Opt,* vol. 18, p. Art. no. 104006, 2016.

[3] N. Z. J. L. C. Z. Y. W. Z. L. Z. &. L. Q. H. Feng, " Near-unity anisotropic infrared absorption in monolayer black phosphorus with/without subwavelength patterning design," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics,* pp. 25(3), 1-7, 2018.

[4] A. B. Y. Y. B. T. L. Z. L. F. Jinbo Pang, "Applications of Phosphorene and Black Phosphorus in," *Adv. Energy Mater,* p. 1702093, 2017.

[5] J.-W. Jiang and H. S. Park, "Mechanical Properties of Single-Layer Black Phosphorus," *J. Phys. D: Appl. Phys,* vol. 47, p. 385304, 2014.

[6] H. Liu, A. T. Neal, Z. Zhu, Z. Luo, X. Xu and D. a. Y. P. D. Tománek, "Phosphorene: An Unexplored 2D Semiconductor with a High Hole Mobility," *ACS Nano,* vol. 8, p. 4033–4041, 2014.

[۷] Q. a. P. X. Wei, “Superior Mechanical Flexibility of Phosphorene and Few-layer Black Phosphorus,”*Appl. Phys. Lett,* جلد ۱۰۴, p. ۲۵۱۹۱۵, ۲۰۱۴.

[8] L. Wang, A. Kutana and X. a. Y. B. I. Zou, " Electro-Mechanical Anisotropy of Phosphorene," *Nanoscale,* vol. 7, pp. 9746-9751, 2015.

[9] B. R. J. Z. J. G. X. D. Y. X. Zhongfu Li, "Tunable mid-infrared perfect absorber based on the critical coupling of graphene," *Results in Physics ,* 2019.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۴۲-۱۰-A

طراحی و شبیه سازی مدولاتور ماخ-زندر مبتنی بر پلاسمونیک

فرزاد باطومچی ، کامبیز عابدی

دانشگاه شهید بهشتی،تهران،ایران

farzad.batoomchi@gmail.com,k_abedi@sbu.ac.ir

چکیده -در این مقاله با استفاده از روش تفاضل محدود، مدولاتور ماخ -زندری مبتنی بر فوتونیک سیلیکونی که از طلا به عنوان کاتد و آند بازوهای مدولاتور ماخ-زندری استفاده‌شده، طراحی و شبیه‌سازی شده‌است. افزایش جذب، کاهش تلفات الحاقی و ولتاژ بایاس ساختار ماخ-زندری برای همسویی با سیستم‌هایCMOSامری بسیار مهم در طراحی چنین افزاره‌هایی می‌باشد. در این مقاله با استفاده از جذب بالای پلاسمونیکی طلا، تلفات الحاقی افزاره شبیه‌سازی شده تا ۱.۲۶ دسی‌بل بر سانتی‌متر به ازای ولتاژ بایاس معکوس ۰.۵ ولت کاهش یافته است. طیف انتقال و جذب مدهای ساختار در اطراف طول‌موج مخابراتی ۱۵۵۰ نانومتر و تغییر فاز خروجی از ۰.۰۶۱۴- تا ۰.۱۷۰۱ رادیان نسبت به تغییر ولتاژ بایاس معکوس اعمالی که منجر به مدولاسیون فازمی‌شود، نیز نشان داده‌شده است.

کلید واژه-پلاسمونیک،سیلیکون فوتونیک،مدولاسیون الکترواپتیکی،مدولاتور ماخ-زندر،ولتاژ بایاس کم

Design and analysis of Mach-Zehnder modulator based-on plasmonic

Farzad Batumchi,Kambiz Abedi

SBU University,Tehran,iran,farzad.batoomchi@gmail.com, k_abedi@sbu.ac.ir

Abstract- In this paper, using the Finite Difference Eigenmode,the Mach-Zendri modulator based on silicon photonics, which uses gold as the cathode and anode of the Mach-Zenderi modulator arms, is designed and simulated. Increasing absorption, reducing additional losses and bias voltage Mach Zander structure is very important for compatibility with CMOS processes in the design of such devices. In this paper, using the high plasmonic absorption of gold, the simulated add-on losses are reduced to 1.26 dB / cm by 0.5 V reverse bias voltage. The spectra of transmission and absorption of structure modes around the telecommunication wavelength of 1550 nm and the change of the output phase from -0.0614 to 0.1701 radians with respect to the change of reverse bias voltage of the actions leading to phase modulation are also shown.

Keywords: Electro-optical modulation,Low Starter Voltage,Mach-Zander Modulator,Plasmonic,Silicon Photonics

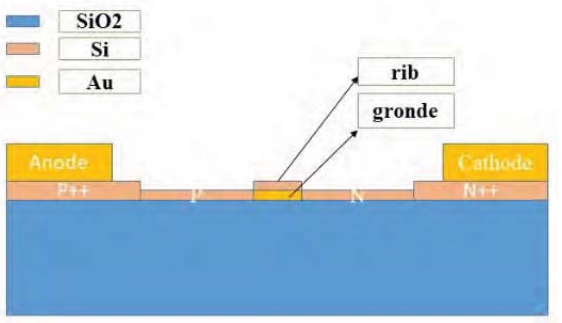
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

سیستم‌های مخابراتی از آشکارسازهای همدوس و مدولاسیون‌های پیشرفته استفاده می‌کنند که اطلاعات را بر روی دامنه و فاز سیگنال‌های نوری رمزگذاری می‌کنند[1]. مدولاسیون الکترواپتیکی به دو گروه عمده، یعنی مدولاسیون فاز و مدولاسیون جذب تقسیم می‌شوند که بر اساس تغییر میدان الکتریکی که باعث تغییر در قسمت حقیقی یا موهومی ضریب شکست(n)ماده فعال می‌شود، عمل می‌کند [2].در مدولاسیون فاز، تغییرات ضریب شکست باعث تغییر در جذب مواد می‌شود. این تغییرات براساس روابط کرامر-کرونیک[1]به دست می‌آید که متناظر با ضریب موثر κ است[3].مدولاتورهای فاز برای مدوله کردن دامنه به نوعی از طرح تداخل‌سنجی مانند ساختار ماخ-زندر نیاز دارند. عملکرد یک ماخ-زندر به شدت وابسته به مکانیسم‌های مدولاسیون فیزیکی اساسی، مانند اثر پاکلز و کر بر پایه میدان الکتریکی، اثر تحدید کوانتومی و مدولاسیون حامل آزاد است که در سیلیکون (Si)و فلزاتی مانند طلا (Au)وجود دارد و در آن‌ها تنظیم ضریب شکست توسط مدل درود[2]وابسته به غلظت حامل ها (یعنی مدولاسیون حامل آزاد) انجام می شود[4]. دستیابی به مدولاسیون در مدولاتورهای ماخ زندر با مقادیر ولتاژ بایاس زیر ۱ ولت مطلوب است، زیرا این امر مستقیماً با ولتاژ ترانزیستورهای کار شده در سیستم های CMOS جدید، همسویی دارد [5]. کاهش تلفات الحاقی به میزان غلظت حامل‌های آزاد، جذب ماده فعال برای مدولاسیون و طول افزاره مورد نظر ارتباط دارد. هر چه میزان مدهای جذب شده به ازای ولتاژهای بایاس اعمالی بیشتر باشد، مدولاسیون دامنه و فرکانس بیشتری علاوه بر مدولاسیون فاز به دست می‌آید. برای کاهش تلفات الحاقی و افزایش جذب می‌توان از خاصیت مختلف موادی مانند پلاسمونیک فلزات، گرافن[6]و مواد تصنعی ساخت انسان مانند فراماده که همه‌ی این‌ها پهنای باند وسعی برای جذب نور ایجاد می‌کنند، می‌توان استفاده‌کرد. در این مقاله، مدولاتور ماخ-زندری مبتنی بر پلاسمونیک طلا ارائه شده است که هدف آن، استفاده از خاصیت جذب پلاسمونیکی طلا، برای کاهش تلفات الحاقی، افزایش تعداد مدهای جذب شده برای مدولاسیون دامنه و بازه‌ی تغییرات فاز نسبی خروجی که منجر به مدولاسیون فاز می‌شود، می باشد.

طراحی افزاره و روش شبیه سازی

در شکل ۱ ساختار مدولاتور ماخ-زندر نشان داده شده است.



شکل۱:ساختار مدولاتور ماخ-زندر

این ساختار از یک موجبر سیلیکونی به طول ۵ میلی متر که توسط یک لایه طلا پوشیده شده، تشکیل شده است. مدولاتورهای ماخ-زندریpn با تزریق بار به منطقه نیمه ذاتی (غلظت کم) در موجبر، باعث تغییر در ضریب شکست می‌شوند. در واقع یک اتصال pn از تزریق حامل‌ها

۱-Kramers-Kronig
۲-Drude

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

به ورقه نازک (Slab)موجبر سیلیکونی ایجاد شده و غلظت حامل‌های نوع n(بخشنده) به یک طرف افزاره و غلظت حامل‌های نوعp(پذیرنده) به طرف دیگر اعمال ومنجر به شکل گیری پتانسیل داخلی در محل اتصال می‌شوند. در شکل ۱ از سیلیکا (SiO_2)به عنوان بستر برای شبیه‌سازی مواد استفاده شده است. سیلیکا به عنوان بستری دی الکتریکی برای موجبر سیلیکونی روی مقره شبیه‌سازی شده، استفاده می‌شود. همچنین ضخامت لایه بستر ۲ میکرومتر است. ۹۰ نانومتر سیلیکون به عنوان ورقه نازک بر روی بستر قرار گرفته و مقدار$\times 5$ $7\times10^{17}\mathrm{Cm}^{-3}$غلظت برای ناحیه ی n $10^{17}\mathrm{Cm}^{-3}$ غلظت برای ناحیه p به طرفین موجبر سیلیکونی مرکزی تزریق می‌شوند. ناخالصی های+ + Pو + + nبرای اتصال (کوپلینگ) قوی‌تر مد (حالت) فوتونیکی موجبر سیلیکونی و مد پلاسمونیکی به بازوهای سازه تزریق می‌شوند. از طرف دیگر ۵۰۰ نانومتر لایه طلا روی هر دو بازو به عنوان الکترود اتصال به زمین در پشته فلزی- اکسید نیمه هادی (MOS)، برای مدولاسیون دامنه در هر دو بازو و عدم تغییر ضریب شکست به مرور زمان براساس خاصیت اکسید نشدن طلا، اعمال شده است. هم چنین از ساختار تیغه‌ای (rib)به ضخامت ۱۳۰ نانومتر به عنوان موجبر سیلیکونی برای مدولاسیون فاز نور اعمال شده استفاده شده است. عملکرد مدولاتور بدین صورت است که فوتون‌ها در هنگام عبور از موجبر تیغه‌ای در اثر اعمال میدان الکتریکی و بازترکیب حامل‌های تزریق شده در اتصال pn و گسیل القایی آن‌ها دچار تغییر حرکت و در نتیجه تغییر فاز و مدولاسیون فاز می‌شود، به عبارت دیگر تغییر ناخالصی منجر به تغییر ضریب شکست و تغییر ضریب شکست باعث تغییرات فاز می‌شود. الکترودها بر روی بازوهای ماخ-زندر نیز در اثر اعمال میدان علاوه تغییر فاز به علت جذب پلاسمونیکی فلز کار شده مانند خازن عمل کرده در نتیجه توان فوتون و دامنه آن کاهش می‌یابد و منجر به مدولاسیون دامنه می‌شود. در انتهای این بخش برای شبیه‌سازی این ساختار از نرم‌افزار Lumerical و از روش تفاضل محدود (FDE)و با استفاده از ماژول‌هایDevice، Mode و Interconect استفاده شده است.

نتایج و شبیه سازی ها

برای درک بهتر نمودارها برخی از روابط در ادامه آورده شده است.تغییرات ضریب شکست (Δn) در اثر اعمال میدان الکتریکی برابر است با :

$$\Delta n = \left(\frac{n^3}{2}\right) rE \qquad (1)$$

که r ضریب الکترواپتیک و E میدان الکتریکی است. تغییرات فاز در مقابل میدان الکتریکی اعمالی با رابطه زیر بیان می‌شود:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(\Delta n)L \qquad (2)$$

که در رابطه‌یλ طول موج و L طول افزاره می‌باشد. چنانچه اختلاف ولتاژ بین الکترودها را با V و فاصله‌ی بین آن‌ها را با d نشان دهیم، در این صورت میدان به طور تقریبی V/d می‌شود و می‌توان نوشت:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\left[\left(\frac{n^3}{2}\right)\frac{V}{d}r\right]L \qquad (3)$$

بنابراین،زمانی که هیچ ولتاژی به الکترود ها اعمال نشود، $\Delta\varphi$ صفر باقی می‌ماند، و اگر ولتاژ اعمال شود، این اختلاف با π تعیین می‌شود. این ولتاژ به عنوان V_π شناخته می‌شود و برابر است با :

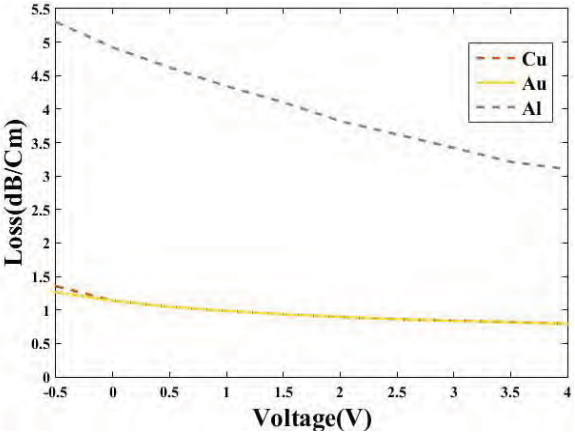
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$$V_\pi = \frac{\lambda}{n^3}\frac{1}{r}$$

تلفات الحاقی[۳] نسبت ماکزیمم انتقال نور عبوری نرمال شده به انتقال ایده آل است و برابر با :

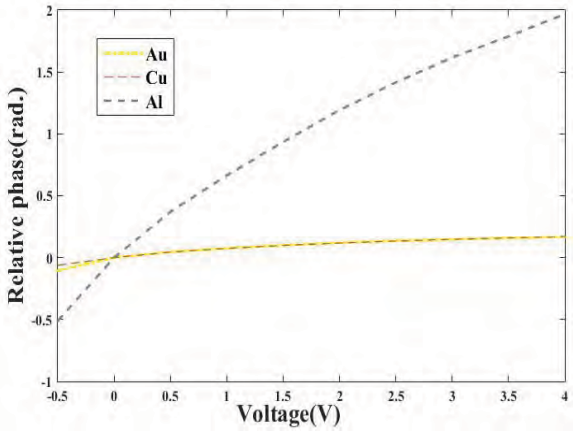
$$IL = -10l$$

که در معادله (۵) T از نمودار طیف انتقال به دست می‌آید. براساس شبیه‌سازی به دست آمده، میزان تلفاتی که براساس جذب ساختار پلاسمونیکی به ازای ولتاژهای بایاس مختلف اعمال شده را می‌توان در نمودار ۱ مشاهده نمود.



نمودار۱:تلفات سیستم به ازای ولتاژ های بایاس اعمالی

نمودار ۱ کاهش تلفات تا ۱.۲۶ دسی بل بر سانتی متر به ازای ولتاژ ۰.۵ ولت نشان می‌دهد و دلیل آن نیز این است که اتصال pn در بایاس معکوس قرار دارد. لازم به ذکر است که این تلفات ناشی از تغییر ضریب شکست موهومی موثر مواد می‌باشد [5]. همان طور که در شکل ۱ نشان داده شده است، تلفات الحاقی به دست آمده به مراتب کمتر از آلومینیوم با ۵.۳ دسی بل بر سانتی متر[5] و مس ۱.۳۵ دسی بل بر سانتی متر در ولتاژ مشخص ۰.۵ ولت است. توجه داشته باشید لایه‌ی نوع n مستقیماً به خطوط زیر لایه متصل است، بنابراین ولتاژ مثبت منجر به بایاس معکوس می‌شود.



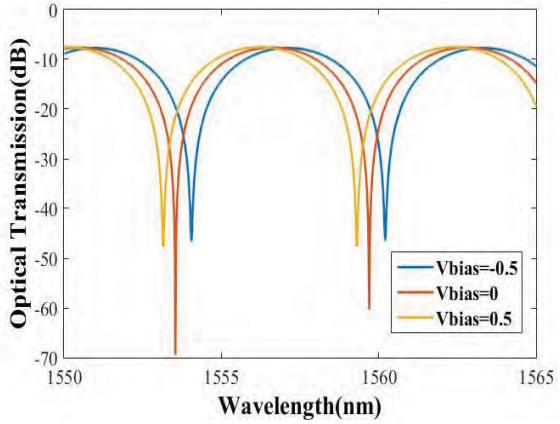
نمودار۲: تغییرات فاز نسبی خروجی نسبت به ولتاژ های بایاس اعمالی

نمودار ۲ تغییر فاز به عنوان تابعی از ولتاژ برای مدولاتور ماخ-زندر را نشان می‌دهد، و بیان کننده‌ی این است که به ازای تغییرات ولتاژ از ۰.۵ تا ۴ ولت، فاز خروجی از ۰.۶۱۴ تا ۱.۱۷۰ رادیان مدوله می‌شود. باتوجه به نمودار ۲ طلا به عنوان ماده فعال مدوله شده به دلیل تغییرات ضریب شکست موهومی کمتر در مقایسه با سایر فلزات مانند آلومینیوم تغییرات فازی کمتری داشته در نتیجه ازمدولاسیون فازی نامطلوب‌تری برخوردار است. نمودار ۳ طیف انتقال نور عبوری افزاره برای طول موجهای مختلف را نشان می‌دهد. نمودار ۳ گویای این است که افزاره شبیه‌سازی شده در ۲ مد با طول موجهای نوری مختلف دارای جذب می‌باشد و به ازای این مدها خروجی دارای مدولاسیون دامنه می‌باشد. همچنین بیشترین جذب مربوط به حالتی است که به افزاره ولتاژی اعمال نشده باشد. علاوه بر این تغییر ولتاژ بایاس باعث تغییر در طول

۳-Insertion Loss

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

موج و در نتیجه تغییر فرکانس و یا به اصطلاح شیفت فرکانسی می‌شود که خود نشانده دهنده‌ی مدوله شدن فرکانس علاوه بر مدولاسیون دامنه و فاز نیز می‌باشد. شایان ذکر است که فقط یک بازو در هر سه این نمودارها مورد بررسی قرار گرفته است.



نمودار۳:طیف انتقال نور عبوری به ازای طول موج های مختلف

طلا نسبت به سایر فلزات مشابه مانند مس و آلومینیوم در طول موج ۱۵۵۰ نانومتر عمق پوستی بیشتر (۳۱ نانومتر) و طول نفوذ کمتری (۲۴۸ نانومتر) دارد که علاوه بر جذابیت‌های ساخت (ابعاد) برای مدولاسیون دامنه و فرکانس جذابیت بیتر دارد هرچند که تغییرات ناچیز ضریب شکست آن منجر به مدولاسیون فاز کمتری می‌شود، از طرفی طلا اکسید نمی‌شود در نتیجه به مرور زمان تغییراتی در خروجی آن رخ نمی‌دهد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله ساختاری ماخ-زندری مبتنی بر پلاسمونیک طلا ارائه شد که در آن تلفات الحاقی به ازای ولتاژ بایاس معکوس ۰.۵- ولت تا ۱.۲۶ دسی بل بر سانتی متر کاهش یافت. همچنین تغییرات فاز از ۰.۶۱۴- تا ۰.۱۷۰۱ رادیان به ازای ولتاژ بایاس مختلف و نحوه‌ی مدولاسیون فاز مورد بررسی قرار گرفت و با سایر فلزات مورد مقایسه قرار گرفت.در ادامه نیز به ازای ولتاژ بایاس مختلف، شیفت فرکانسی و طول موج‌هایی که در آن جذب رخ داده و منجر به مدولاسیون فرکانس و دامنه می‌شود، مشاهده شد.

مرجع‌ها

[1] R. Amin, C. Suer, Z. Ma, I. Sarpkaya, J. B. Khurgin, R. Agarwal, and V. J. Sorger, "Active material, optical mode and cavity impact on nanoscale electro-optic modulation performance," Nanophotonics **7**(2), 455–472 (2017).

[2] R. Amin, C. Suer, Z. Ma, I. Sarpkaya, J. B. Khurgin, R. Agarwal, and V. J. Sorger, "A deterministic guide for material and mode dependence of on-chip electro-optic modulator performance," Solid-State Electron. **136**, 92–101 (2017).

[3] R. Amin, J. B. Khurgin, and V. J. Sorger, "Waveguide-based electro-absorption modulator performance: Comparative analysis," Opt. Express **26**(12), 15445–15470 (2018).

[4] R. Amin, R. Maiti, C. Carfano, Z. Ma, M. H. Tahersima, Y. Lilach, D. Ratnayake, H. Dalir, and V. J. Sorger, "0.52 V mm ITO-based Mach-Zehnder modulator in silicon photonics," APL Photonics **3**, 126104 (2018).

[5] T. Baehr-Jones, R. Ding, Y. Liu, A. Ayazi, T. Pinguet, N. Harris, M. Streshinsky, P. Lee, Y. Zhang, A. Lim, T. Liow, S. Teo, G. Lo, and M. Hochberg, "Ultralow drive voltage silicon traveling-wave modulator," Opt. Express 20, 12014-12020 (2012).

[6] Farmani, Ali & Zarifkar, A. & Sheikhi, Mohammad & Miri, Mehdi. (2017). Design of a tunable graphene plasmonic-on-white graphene switch at infrared range. Superlattices and Microstructures.112.404-404. 10.1016/j.spmi.2017.09.051.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۹۷-۱۰-A

بررسی عملکرد حسگر فیبری بر پایه تشدید پلاسمون سطحی با پوششی از نانوذرات طلا و اکسید تلوریم

پریسا اسمعیلی دستجردی پور، فاطمه شهشهانی

esmaili.parisa.24@gmail.com,f_shahshahani@alzahra.ac.ir

چکیده - در این مقاله عملکرد یک حسگر فیبر نوری بر پایه تشدید پلاسمون‌های سطحی با پوشش نانو ذرات طلا و اکسید تلوریم به صورت تئوری مورد بررسی قرار گرفت. در این ساختار قسمتی از غلاف فیبر تک مد برداشته شده و با لایه ای از نانوذرات طلا و اکسید تلوریم جایگزین شد. طیف توان عبوری و حساسیت حسگر برای لایه ای با ضخامت ۵۰ نانومتر به ازای مقادیر مختلف فاکتور پر کنندگی حجمرسم شده است. براساس نتایج، تغییرات فاکتور پر کنندگی حجم با طول موج تشدید و حساسیت حسگر رابطه مستقیم دارد و با افزایش ضخامت لایه نانوساختار، طول موج تشدید افزایش می‌یابد. طبق نتایج به دست آمده، این قطعه حساسیت بالایی در محیط‌های آبی در طول موج مرئی(۶۰۰ نانومتر) از خود نشان می‌دهد. این محاسبات در محیط نرم افزار Wolfram Mathematica و با روش ماتریس انتقال انجام شده اند.

کلید واژه: تشدید پلاسمون سطحی ، تلوریم اکسید، حسگر فیبر نوری، طلا،فاکتور پر کنندگی حجم

Investigation of fiberSPR sensor with nanostructure of gold and tellurium oxide

ParisaEsmailiDastjerdipour, FatemehShahshahani

esmaili.parisa.24@gmail.com, f_shahshahani@alzahra.ac.ir

Abstract-In this paper, the performance of a fiber optic sensor based on surface Plasmon resonance, coated with nanoparticles of gold and tellurium oxide was theoretically investigated. In this structure, part of the single-mode fiber clad was removed and replaced with a layer of gold and tellurium oxidenanoparticles. The spectrum of transmitted power and sensitivity of the sensor is plotted for a layer with a thickness of 50 nm for different values of volume filling factor. According to the results, the changes in the volume filling factor are directly related to the resonant wavelength and the sensitivity of the sensor, and the resonant wavelength increases with increasing the thickness of the nanostructure layer. According to the obtained results, this tool shows high sensitivity in aqueous media at visible wavelength (600 nm). These calculations were performed in Wolfram Mathematica software environment and by transfer matrix method.

Keywords: gold, optical fiber sensor,surface Plasmon resonance, tellurium oxide, volume filling factor

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

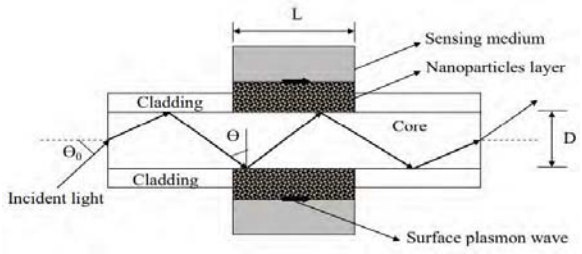
مقدمه

تشدید پلاسمون‌های سطحی *(SPR)* در قرن اخیر مورد توجه بسیار قرارگرفته است . یکی از دامنه های کاربردی تشدید پلاسمون‌های سطحی*(SPR)* در حوزه حسگری و به دست آوردن پارامترهای مربوط به محیط می‌باشد .[۱]

نوسانات تشدیدی الکترون های آزاد روی سطح فلزات یک موج الکترومغناطیس تولید می‌کند که مولفه‌ی مماسی آن در راستاری موازی با سطح فلز منتشر می شود و موج پلاسمون سطحی نام دارد. این موج می-تواند به وسیله‌ی موج میرای نور فرودی (که به صورت نمایی فروافت می کند) تحریک شود. در صورتی که فرکانس نور فرودی با فرکانس موج پلاسمون‌های سطحی یکسان باشد پدیده ی تشدید رخ می دهد که در این صورت در بیناب سیگنال خروجی یک فرو افت شدید ایجاد می‌شود. روش حسگری با استفاده از تشدید پلاسمون‌های سطحی *(SPR)* به طور معمول با روش های متعددی امکان‌پذیر است. یکی از این روش-هااستفاده از فیبر نوری به عنوان بستر انتشار نور می باشد[۲]. در این روش قسمت کوچکی از غلاف فیبر برداشته شده و با مواد فلزی جایگزین می‌گردد فلزاتی از قبیل طلا، نقره و مس از مواد معمولی هستند که در لایه نشانی مورد استفاده قرار می‌گیرند. اما استفاده از این فلزات به تنهایی به دلیل اتلاف بالا، مقدار حساسیت حسگر را کاهش می‌دهد. تحقیقات نشان می‌دهد که در صورتی که به جای تک لایه‌ی فلزی از لایه های متشکل از نانو ذرات فلزات به همراه بعضی از مواد اکسیدی استفاده شود، عملکرد حسگر و حساسیت ساختار بهبود می‌یابد[۳].در این مقاله عملکرد حسگر فیبر نوری برپایه تشدید پلاسمون سطحی و با پوشش نانو ساختار مرکب از طلا و تلوریم اکسید بصورت نظری بررسی شده است. در بخش دوم مقاله به مبانی نظری پژوهش پرداخته شده است. بخش سوم به بحث درباره نتایج عددی بدست آمده اختصاص یافته و در پایان نتیجه گیری کوتاهی ارائه شده است.

مبانی نظری

در این تحقیق یک حسگر فیبر نوری با لایه‌ای از نانو ساختار مرکب ازطلا و تلوریم اکسید مطابق شکل ۱ بررسی شده است. فیبر نوری مورد استفاده تک مد و با روزنه ی عددی ۰/۲۴ در نظر گرفته شده است[۴].



شکل۱: طرحواره‌ای از حسگر فیبری مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی و لایه نانوکامپوزیت.

برای محاسبه‌ی ضریب انعکاس فرنل در این ساختار از رهیافت ماتریس انتقال استفاده شده است[۵]و[۶]. هسته‌ی فیبر نوری از سیلیکای ذوب شده تهیه شده که ضریب شکست آن از معادله زیر به دست می‌آید.

(۱)

در رابطه ی (۱)،λطول موج نور بر حسب میکرومتر، کمیت‌هایa وb با زیروندهای یک تا سه ضرایب *sellmier* نامیده می‌شوند. درساختار مورد نظر، قسمتی از پوشش فیبر نوری برداشته شده و نانوساختار مرکب از طلا و تلوریم اکسید جایگزین شده است. ضریب دی الکتریک فلز طلااز مدل درود و لورنس از رابطه‌ی (۲) محاسبه می شود که در آنλ_p و λ_c به ترتیب طول موج های پلاسما و برخورد می باشد.

(۲)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

هم چنین ضریب شکست اکسید تلوریم از رابطه‌ی(۳) محاسبه می‌شود.در رابطه طول موجبرحسب میکرومتر می باشد.

(۳)

ضریب دی الکتریک موثر نانو ساختار مرکباز رابطه (۴) محاسبه می شود[۵].

(۴)

در رابطه ی فوق ε_1 وε_2به ترتیب ضرایب دی‌الکتریک طلا و تلوریم اکسید می‌باشد و کمیتfفاکتور پرکنندگی حجم نام دارد.محیطی که اطراف حسگر را احاطه کرده است، محیط آزمون نامیده و حساسیت حسگر نسبت به تغییرات ضریب شکست آن بررسی می شود.حساسیت حسگر به صورت نسبت تغییرات طول موج تشدید به تغییرات ضریب شکست محیط آزمون تعریف می‌شود. حد تشخیص حسگر (LOD) به صورت حاصل ضرب عکس حساسیت در کوچکترین بازه‌ی طول موجی قابل تشخیص توسط حسگر تعریف می‌گردد. در این مقاله محیط آزمون آب و با ضریب شکست ۱/۳۳ در نظر گرفته شده است. با محاسبه ی ضریب انعکاس فرنل با استفاده از روش ماتریسی توان اپتیکی عبوری را می‌توان با کمک رابطه(۵) محاسبه کرد:

(۵)

در رابطه‌ی فوقR ضریب انعکاس فرنل وN_{ref} تعداد انعکاس‌هایی است که نور در داخل فیبر انجام می‌دهد و θ_c زاویه بحرانی است. دو پارامتر اخیر از معادلات (۶)و(۷) قابل محاسبه هستند:

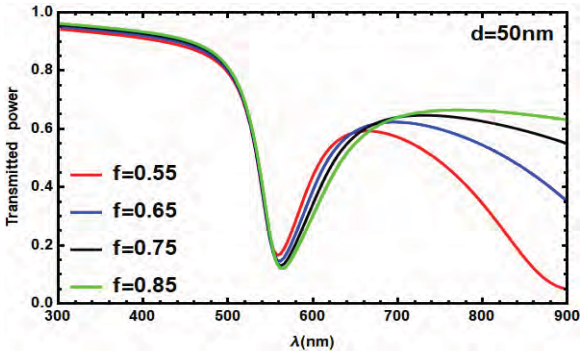
(۶)

(۷)

در روابط فوق L و D به ترتیب قطر فیبر نوری و طول محل پوشانده شده با لایه نانوساختار مرکب است که در این پژوهش به ترتیب ۶۰۰ میکرون و ۱۵ میلیمتر در نظر گرفته شده است. کمیت n_{clad} ضریب شکست غلاف فیبر نوری است[۷]و[۸]و[۹].

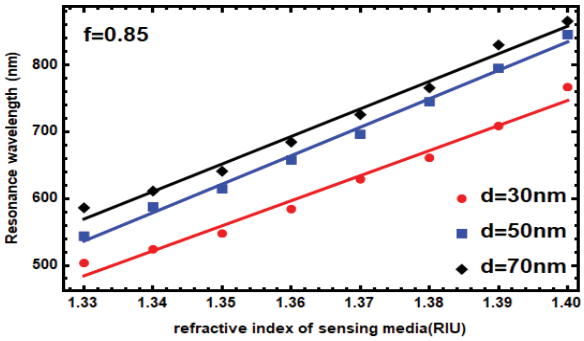
نتایج عددی وبحث

در شکل ۲ طیف توان عبوری برای حسگری با یک لایه-ی نانو ساختارمرکب از طلا و اکسید تلوریم و با ضخامت *۵۰ نانومتر* و به ازای مقادیر مختلف *فاکتور* f نشان داده شده است. نتایج بدست آمده نشان می‌دهد که با افزایشفاکتورf طول موج تشدید نیز افزایش می‌یابد. درشکل۳ نمودار تغییرات طول موج تشدید بر حسب تغییرات جزئی ضریب شکست محیط آزمون به ازای مقادیر مختلف ضخامت لایه‌ی نانوساختار و به ازای f=۰/۸۵ رسم شده است و مشاهده می‌شود که با افزایش ضخامتلایه، طول موج تشدید افزایش می‌یابد. شکل ۴ نمودار تغییرات حساسیت حسگررا بر حسب تغییرات فاکتورf نمایش می‌دهد. این شکل نشان می-دهد که با افزایش فاکتور fحساسیت حسگر نیز افزایش می یابد. البته نتیجه‌گیری دقیق به محاسبه و بررسی بیشتری نیاز دارد که به دلیل طولانی شدن مقاله از بحث در این مقوله صرفنظر می‌شود.

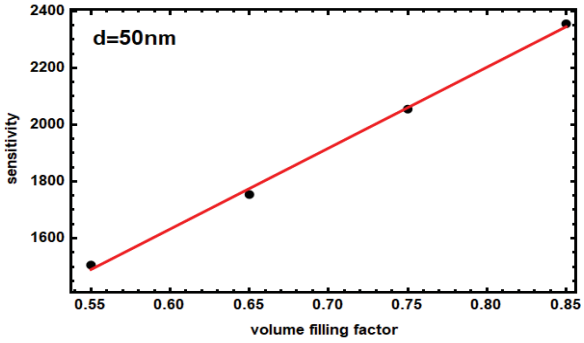


شکل۲: توان عبوری بر حسب طول موج (ضخامت لایه‌ی نانوساختار مرکب ۵۰ نانومتر است)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۳: نمودار طول موج تشدید بر حسب تغییرات جزئی ضریب شکست محیط آزمون



شکل۴: نمودار حساسیت بر حسب فاکتور f

جدول زیر خلاصه ای از نتایج را نشان می‌دهد.

جدول۱- پارامتر های مربوط به حسگر برای ضخامت ۵۰ نانومتر

فاکتور پرکنندگی حجم	۰/۵۵	۰/۶۵	۰/۷۵	۰/۸۵
طول موج تشدید(nm)	۵۵۹/۴۹	۵۶۱/۷۵	۵۶۲/۸۹	۵۶۴/۰۲
حساسیت(nm/RIU)	۱۵۰۵/۶	۱۷۵۴/۱	۲۰۵۴/۹	۲۳۵۵/۵

نتیجه‌گیری

در این پژوهش حسگر فیبر نوری بر پایه تشدید پلاسمون های سطحی با استفاده از یک لایه‌ی نانوساختار مرکب از طلا و تلوریم اکسید بررسی شد و در نهایت می‌توان نتیجه گرفت که این ساختار می‌تواند حساسیت نسبتا بالایی را برای محیط‌هایی مانندآب و یا حتی محلول های آبی با تغییرات جزئی در ضریب شکست از خود نشان دهد. عواملی از جمله ضخامت لایه و فاکتور پر کنندگی حجم می توانند در طول موج تشدید و مقدار حساسیت حسگر موثر باشند. طول موج تشدید در این ساختار در محدوده‌ی نور دیدنی و در طول موج تقریبی ۶۰۰ نانومتر رخ می دهد.

منابع

[۱]افزایش حساسیت سنسور فیبرنوری مبتنی بر تشدید پلاسمونهای سطحی با استفاده از نانوکامپوزیت حاوی نانو ذرات پلاتین ، غظنفری الحام،واحد حمید، بیست و سومین همایش اپتیک و فوتونیک ایران ۱۳۹۵

[۲]بررسی رفتار حسگر فیبر نوری مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی نسبت به تغییرات ضخامت لایه فلزی و ضریب شکست محیط خارجی،ویسی هاوری، اشرفگنجویی علیرضا،سدیدیان مهدی، هجدهمین همایش اپتیک و فوتونیک ایران

[3]Anuj, K.S. and Gupta, B.D., "Absorption-based fiber optic surface plasmon resonance sensor: a theoretical evaluation",Sensors and Actuators B, 100,423–431(2004).

[4]K.-S. Lee and M. A. El-Sayed, "Gold and silver nanoparticles in sensing and imaging: Sensitivity of plasmon response to size, shape, and metal composition," J. Phys. Chem. B, vol. 110, no. 39, pp. 19220–19225, Oct. 2006.

[5]M.Rani, S.Shukla, N.K. Sharma ,and V.Sajal,"Theoretical study of nanocomposites based fiber optic SPR sensor",J.elsevier.303-314.Oct.2013.

[6]W. Li, A. Zhang, Q. Cheng, C. Sun,and Y. Li, "Theoretical analysis on SPR based optical fiber refractive index sensor with resonance wavelength covering communication C+L band,"J.elsevier. 164-696,Apr.2020.

[7] X. Wang, X. Bai, Z. Pang, J. Zhu, Y. Wu, H. Yang, Y. Qi, and X. Wen, "Surface-enhanced Raman scattering by composite structure of gold nanocube-PMMA-gold film," Opt. Mater. Express 9(4), 1872–1881 (2019).

[8]T. Endo, S. Yamamura, N. Nagatani, Y. Morita, Y. Takamura, and E. Tamiya, "Localized surface plasmon resonance based optical biosensor using surface modified nanoparticle layer for label-free monitoring of antigen-antibody reaction," Sci. Technol. Adv. Mater., vol. 6, no. 5, pp. 491–500, Jul. 2005.

[9]Sepulveda, B., Carrascosa, L.G., Regators, D., Otte, M.A., Farina, D. and Lechuga, L.M., "Surface plasmon resonance biosensors for highly sensitive detection in real samples", Proc.SPIE7397,73970Y(2009).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۷۱-۱۰-A

جاذب پلاسمونیک مبتنی‌بر گرافن با کاربرد حسگری در باند فرکانسی فروسرخ دور

سامان حیدری، نجمه نزهت

دانشکده مهندسی برق، دانشگاه صنعتی شیراز

Sa.Heidari@sutech.ac.ir, nozhat@sutech.ac.ir

چکیده –در این مقاله، یک جاذب ایده‌آلپلاسمونیک تنظیم‌پذیر متشکل از دو حلقه گرافنی، لایه دی‌اکسید سیلیکون و زیرلایه طلا طراحی و شبیه‌سازی شده است. طیف جذب ساختار با تغییر پتانسیل شیمیایی و زمان استراحت گرافن، تغییر می‌کند. با انتخاب پتانسیل شیمیایی و زمان استراحت به‌ترتیب ۱ eV و ۱ ps، یک قله جذب ایده‌آل در طول‌موج ۱۹/۲۶ µm، به‌دلیل افزایش پلاسمون-های سطحی گرافن مشاهده می‌شود. همچنین، تأثیر پارامترهای هندسی ساختار برروی طیف جذب بررسی شده است. با تغییر ضریب شکست ماده تست قرار گرفته برروی ساختار، جاذب پیشنهادی دارای حساسیت بالای ۲۳۲۳ nm/RIU است. با توجه به نتایج به‌دست آمده، جاذب پیشنهادی می‌تواند در کاربردهای دیگری مانند مدولاتورها و آشکارها نیز استفاده شود.

کلید واژه- پتانسیل شیمیایی، پلاسمون سطحی، جاذب، حسگر، گرافن

Graphene-Based Plasmonic Absorber with Sensing Application in the Far-infrared Region

SamanHeidari, NajmehNozhat

Department of Electrical Engineering, Shiraz University of Technology

Sa.Heidari@sutech.ac.ir, nozhat@sutech.ac.ir

Abstract- In this paper, a tunable plasmonic perfect absorber composed of two concentric graphene rings, silicon dioxide layer and gold substrate is designed and simulated. The absorption spectrum of the structure changes by variation of chemical potential and relaxation time of graphene. A perfect absorption peak at the wavelength of 19.26 µm is achieved with the chemical potential and relaxation time of 1eV and 1ps, respectively, which is due to increasing the surface plasmons of graphene. Also, the effect of geometrical parameters on the absorption characteristics is investigated. It is shown that by changing the refractive index of the test medium, the proposed absorber has the high sensitivity of 2323 nm/RIU. According to the obtained results, the proposed absorber can also be used in other applications such as modulators and detectors.

Keywords: Absorber, Chemical potential, Graphene, Sensor, Surface Plasmon.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

مبحث پلاسمونیک مبتنی‌بر برهم‌کنش بین امواج الکترومغناطیسی با الکترون‌های آزاد موجود در سطح فلز است و خواص نوری و انتشار امواج الکترومغناطیسی را در فصل مشترک بین فلز و عایق بررسی می‌کند[۱]. پلاسمون‌ها بر اساس مکان و نوع انتشار به سه دسته تقسیم می‌شوند که یکی از انواع آنها، پلاسمون سطحی[1] است و در موادی که ضریب گذردهی الکتریکی آنها قسمت حقیقی منفی و موهومی کوچک مثبت دارند، تشکیل می‌شود [۱].

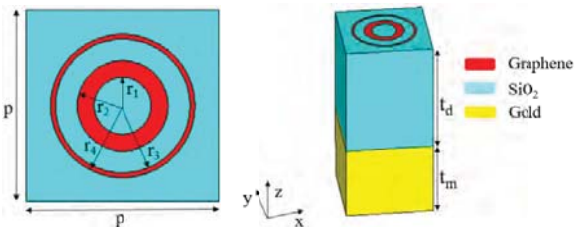
گرافن یک ساختار تک لایه از اتم‌های کربن است که در یک شبکه لانه زنبوری مرتب شده است، و از نظر رسانایی در دسته نیم‌رسانا قرار می‌گیرد [۲]. گرافن به‌دلیل تلفات کم، قابلیت انتشار SP، تحرک‌پذیری حامل‌های بار و قابلیت تنظیم رسانایی به‌وسیله تزریق شیمیایی یا میدان الکترومغناطیسی [۲] به ماده منحصربه‌فردی تبدیل شده است و می‌تواند در کاربردهای مختلفی مانند آشکارسازها [۳]، مدولاتورها [۴] و حسگرها [۵] مورد استفاده قرار گیرد. SPهای مبتنی‌بر گرافن خواص منحصربه‌فردی نسبت به SPهای فلز دارند، که یکی از مهمترین آنها تمرکز بالای SP به سطح گرافن است [۲].

در این مقاله، از گرافن برای طراحی یک جاذب پلاسمونیک تنظیم‌پذیر در ناحیه فرکانسی فروسرخ دور استفاده شده که یک جذب ایده‌آل در طول‌موج ۱۹/۲۶ µm به‌دست آمده است. همچنین، کاربرد حسگری جاذب پیشنهادی بررسی شده است. لازم به ذکر است که محدوده فرکانسی فروسرخ دور در طیف‌سنجی و تصویربرداری کاربرد دارد.

[1] Surface Plasmon (SP)

هندسه جاذب پلاسمونیک تنظیم‌پذیر

شکل (۱)، یک سلول واحد از ساختار جاذب پیشنهادی را نشان می‌دهد. جاذب متشکل از زیرلایه طلا است که برروی آن لایه دی‌اکسید سیلیکون (SiO_2) قراردارد. برروی لایه SiO_2، دو حلقه گرافنی هم‌مرکز وجود دارد.



(ب) (الف)

شکل۱: نمای (الف) سه بعدی و (ب)دید از بالای یک سلول واحد جاذب پیشنهادی مبتنی‌بر گرافن. r_1=60 nm، r_2=95 nm، r_3=140 nm، r_4=150 nm، t_d=1500 nm، t_m=1000 nm و p=400 nm.

ضخامت گرافن در این شبیه‌سازی 1 nm در نظر گرفته شده است. ضریب رسانندگی طلا $\sigma = 4.56\times10^7 S/m$ [۲] و ضریب گذردهی الکتریکی SiO_2، ۳/۹ [۶] است. در محدوده فرکانسی فروسرخ دور، رسانایی گرافن را می‌توان از رابطه زیر محاسبه کرد [۲]:

$$\sigma_g = \frac{e^2\mu_c}{\pi\hbar^2}\frac{j}{\omega + j\tau^{-1}} \qquad (۱)$$

که e بار الکترون، μ_c پتانسیل شیمیایی گرافن، $\hbar$ ثابت پلانک کاهش یافته، ω فرکانس زاویه‌ای و τ زمان استراحت است. در این مقاله، μ_c و τ به‌ترتیب ۱ eV و ۱ ps درنظر گرفته شده است.

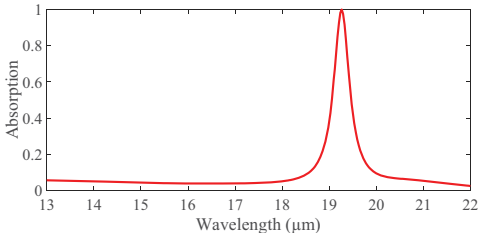
نتایج شبیه‌سازی

برای شبیه‌سازی ساختار، از روش المان محدود نرم‌افزار CST استفاده شده است. شرایط مرزی در راستای x و y به‌صورت متناوب و در راستای z به‌صورت باز در نظر گرفته شده است. یک موج صفحه‌ای با قطبش میدان الکتریکی x در جهت z- به ساختار تابیده می‌شود. میزان جذب ساختار با استفاده از رابطه A=1-R-T به‌دست می‌آید، که R میزان

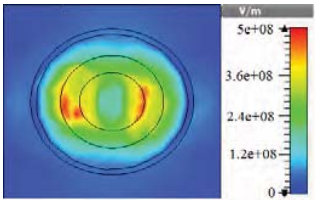
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بازتاب و T میزان انتقال ساختار است. به‌دلیل اینکه ضخامت زیرلایه طلا بیشتر از عمق پوستی فلز در باند فروسرخ دور است، میزان انتقال صفر است.

طیف جذب ساختار در شکل (۲) رسم شده است، که یک قله جذب ایده‌آل در طول‌موج ۱۹/۲۶ µm مشاهده می‌شود. علت اصلی جذب، تقویت پلاسمون سطحی به‌دلیل وجود حلقه‌های گرافنی است. توزیع اندازه میدان الکتریکی ساختار در طول‌موج ۱۹/۲۶ µm درشکل (۳) رسم شده است. مشاهده می‌شود که جذب در این طول‌موج ناشی از حلقه درونی است، و تحریک SPها در سطح گرافن منجر به جذب کامل می‌شود. حلقه بیرونی باعث جذب در طول موج نزدیک ۱۲µm می‌شود که نسبت به جذب ناشی از حلقه درونی ناچیز است و دیده نمی‌شود.

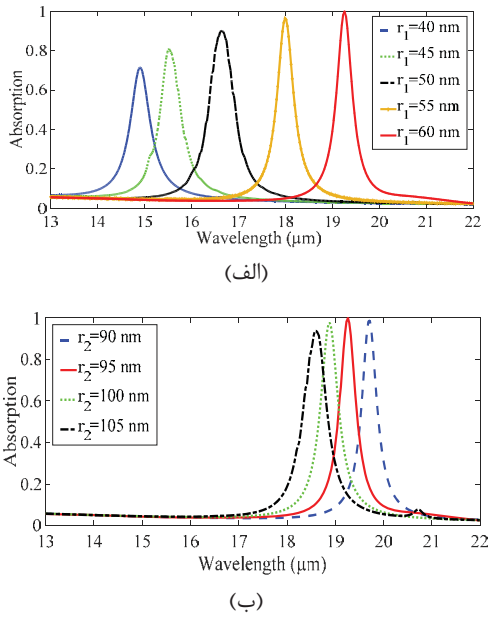


شکل ۲: طیف جذب ساختار پیشنهادی

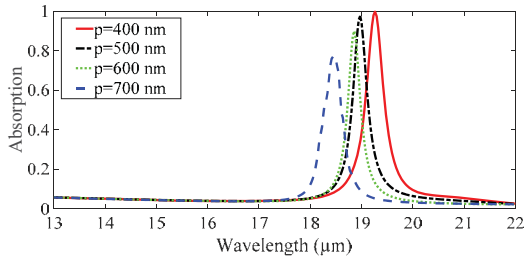


شکل ۳: توزیع اندازه میدان الکتریکی در طول‌موج ۱۹/۲۶ µm

به‌منظور بررسی دقیق‌تر، تأثیر برخی از پارامترهای هندسی ساختار برروی طیف جذب بررسی می‌شود. در شکل (۴) طیف جذب به‌ازای تغییر شعاع‌های کوچک و بزرگ حلقه گرافن درونی نشان داده شده، که بیشینه جذب به‌ازای r_1= 60 nm و r_2= 95 nm به‌دست آمده است. همچنین در شکل (۵) تأثیر دوره تناوب ساختار برروی طیف جذب مشاهده می‌شود که با افزایش دوره تناوب، به‌دلیل کاهش تزویج بین حلقه‌های گرافنی مجاور میزان جذب کاهش می‌یابد.



شکل ۴: طیف جذب ساختار به‌ازای تغییر شعاع‌های (الف) کوچک و (ب) بزرگ حلقه گرافن درونی

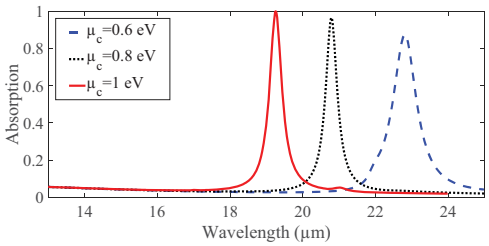


شکل ۵: طیف جذب ساختار به‌ازای تغییر دوره تناوب ساختار

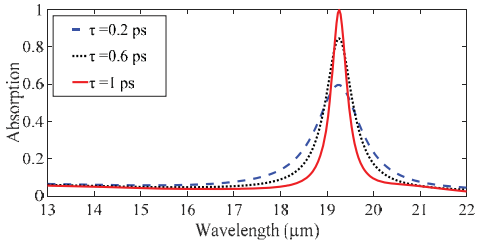
در شکل (۶) نتایج حاصل از تغییر پتانسیل شیمیایی گرافن (μ_c) برروی طیف جذب بررسی شده است. از آنجایی‌که با افزایش μ_c، چگالی حامل‌ها بیشتر می‌شود، بنابراین میزان جذب افزایش می‌یابد. همچنین،با افزایش μ_c، به‌دلیل کاهش ضریب شکست موثر ساختار، طول‌موج جذب کاهش می‌یابد، که از این ویژگی به‌عنوان قابلیت تنظیم‌پذیری ساختار یاد می‌شود. اثر تغییر زمان استراحت برروی طیف جذب در شکل (۷) نشان داده شده است که

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

با افزایش τ به‌دلیل افزایش بارها در سطح گرافن میزان جذب بیشتر می‌شود.

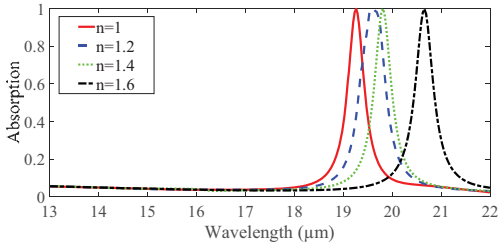


شکل ۶: طیف جذب به‌ازای تغییر پتانسیل شیمیایی(μ_c)



شکل ۷: طیف جذب به‌ازای تغییر زمان استراحت (τ)

به‌منظور بررسی خاصیت حسگری ساختار، یک ماده تست با ارتفاع ۱۷ nmبرروی ساختار قرار داده شده و تغییرات در طول‌موج جذب زمانی‌که ضریب شکست از ۱ تا ۱/۶ تغییر می‌کند، در شکل (۸) رسم شده است. حساسیت ساختار به صورت $S=\frac{\Delta\lambda}{\Delta n}$ تعریف می‌شود که $\Delta\lambda$ و Δn به‌ترتیب تغییرات طول‌موج تشدید و ضریب شکست ماده تست هستند [۲].



شکل ۸: طیف جذب ساختار به‌ازای تغییر ضریب شکست ماده تست

با تغییر ضریب شکست از ۱ به ۱/۲، ۱/۴ و ۱/۶ به‌ترتیب مقدار حساسیت برابر با ۱۹۴۰ nm/RIU، ۱۳۴۵ nm/RIU و ۲۳۲۳ nm/RIU است. بنابراین، جاذب پیشنهادی حساسیت بالایی در اندازه‌گیری میزان ضریب شکست ماده تست از خود نشان می‌دهد.چنانچه اختلاف ضریب شکست کمتر از ۰/۰۵ باشد، تغییرات برای حسگر قابل تشخیص است ولی میزان حساسیت کم است. برای ضریب شکست ۱/۰۵، حساسیت برابر ۱۱۸۰ nm/RIUاست. بنابراین، برای داشتن حساسیت بالا، باید ضریب شکست محیط تست بیشتر از ۱/۰۵ باشد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، یک جاذب پلاسمونیک مبتنی‌بر گرافن در باند فروسرخ دور طراحی و بررسی شد. جذب ساختار عمدتا به‌دلیل وجود حلقه گرافنی و تحریک SPها در سطح گرافن است، که منجر به ایجاد یک قله جذب ایده‌آل در طول‌موج ۱۹/۲۶ µm شد. ساختار پیشنهادی تنظیم-پذیر است و با تغییر پتانسیل شیمیایی گرافن، بدون تغییر ابعاد به‌راحتی می‌توان طول‌موج جذب را تغییر داد. همچنین کاربرد حسگری جاذب پیشنهادی بررسی شد و حساسیت بالای ۲۳۲۳ nm/RIU به‌دست آمد.

مرجع‌ها

[1] S. A. Maier, Plasmonics: Fundamental and Applications, Springer, 2007.

[2] M. Nejat and N. Nozhat, “Sensing and switching capabilities of a graphene-based perfect dual-band metamatrial absorber with analytical methods,” J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 37, pp.1359-1366, 2020.

[3] J. Warbinek, D. Leimbach, D. Lu, et al., “A graphene-based neutral particle detector,” Appl. Phys. Lett., Vol. 114, pp. 061902-1-4, 2019.

[4] J. Chi, H. Liu, N. Huang, and Z. Wang, “A broadband enhanced plasmonic modulator based on double-layer graphene at mid-infrared wavelength,” J. Phys. D, Vol. 52, pp. 1-15, 2019.

[5] H. Huang, S. Su, N. Wu, et al., “Graphene-based sensors for human health monitoring,” Front. Chem., Vol. 7, pp. 1-26, 2019.

[6] Z. Yi, C. Liang, X. Chen, et al., “Dual-band plasmonic perfect absorber based on graphene metamaterials for refractive index sensing application,” Micromachines, Vol. 10, pp. 443-1-11, 2019.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۷۳-۱۰-A

نانوذرات پلاسمونیکی پربازده برای بهبود عملکرد سلول های خورشیدی پلیمری: مطالعه الکترو-اپتیکی

میرکاظم عمرانی، حمیدرضا فلاح و مرتضی حاجی محمودزاده

دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان، اصفهان

چکیده –در این‌کار، عملکرد سلول های خورشیدی پلیمری PTB7:PCBM در حضور نانوذرات پلاسمونیکی Ag، $Ag@SiO_2$ و $SiO_2@Ag@SiO_2$با استفاده از شبیه‌سازی جفت شده اپتیکی-الکتریکی بررسی شده است. نانوساختار هسته-پوسته سه‌گانه $SiO_2@Ag@SiO_2$ بعنوان یک نانوذره پلاسمونیکی پربازده برای بهبود عملکرد سلول های خورشیدی پلیمری ارائه شده است. نانوساختار ارائه شده با بهره‌مندی از هیبریداسیون پلاسمونی خواص پلاسمونیکی بهتری را نسبت به همتایان توپر خود ارائه می‌کند. با افزودن آرایه مربعی از این نانوذرات در حالت بهینه، به لطف افزایش به‌دام اندازی نور و جذب اپتیکی، بازدهی سلول از ۵/۶۷٪ به ۹/۲۳٪ افزایش یافته است.

کلید واژه- پلاسمونیک، سلول‌های خورشیدی پلیمری، سازوکار هیبریداسیون پلاسمونی، نانوپوسته فلزی.

High Efficiency Plasmonic Nanoparticles for Improving Polymer Solar Cells Performance: an Electro-Optical Study

MirKazem Omrani, Hamidreza Fallah, and Morteza Hajimahmoodzadeh

Department of Physics, University of Isfahan, Isfahan

Abstract- In this work, the performance of PTB7: PCBM polymer solar cells in the presence of Ag, $Ag@SiO_2$ and $SiO_2@Ag@SiO_2$ plasmonic nanoparticles were investigated using coupled optical-electrical simulations. The triple core-shell nanostructure of $SiO_2@Ag@SiO_2$ has been proposed as a high-efficiency plasmonic nanoparticle to improve the performance of polymer solar cells. The proposed nanostructure with the benefit of plasmonic hybridization offers better plasmonic properties than its solid counterparts. By adding a square array of these nanoparticles in the optimal case, thanks to the increase in light trapping and optical absorption, the cell efficiency has increased from 5.67% to 9.23%.

Keywords: Plasmonics, Polymer solar cells, Plasmon hybridization mechanism, Metallic nanoshells.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

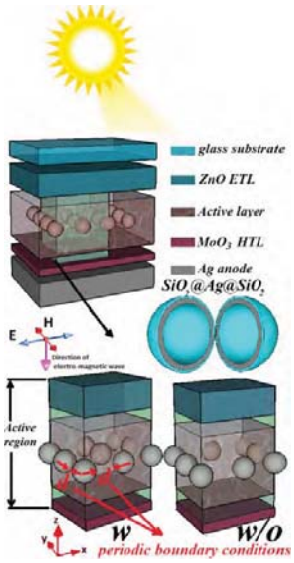
مقدمه

سلول‌های خورشیدی پلیمری با وجود داشتن ویژگی‌هایی همچون انعطاف‌پذیری مکانیکی، وزن کم و هزینه ساخت پایین که آنها را برای کاربردهای بسیاری منحصربفرد کرد، از بازدهی پایین رنج می‌برند[1]. عملکرد ضعیف سلول‌های خورشیدی پلیمری اساسا بدلیل طول پخش کوتاه اکسیتون‌ها است که ضخامت لایه فعال را برای استخراج بیشتر حامل‌های بار به کمتر از ۱۰۰ نانومتر محدود کرده است[2]، جایی که برای جذب اپتیکی بالا بایستی ضخامت لایه فعال بالا باشد[3]. نانوذرات فلزی در داخل لایه فعال از طریق پراکندگی میدان دور و افزایش طول مسیر انتشار نور، جذب اپتیکی را بدون افزایش ضخامت فیزیکی لایه فعال افزایش می‌دهند[4]. جذب نور توسط نانوذره سبب ایجاد یک میدان قوی در اطراف نانوذره می‌شود که بعنوان منبع نور ثانویه عمل کرده و با افزایش شار فوتونی جذب اپتیکی را افزایش می‌دهد[5].

اخیرا نانوذرات پلاسمونیکی بر پایه هیبریداسیون پلاسمونی با بیشترین بهره‌وری برای بهبود عملکرد سلول-های خورشیدی پلیمری توسط عمرانی و همکارانش طراحی و بهینه شده است [۶,۷]. در این کار، گزارشی از نانوذرات هسته-پوسته سه‌گانه $SiO_2@Ag@SiO_2$ با بهبود پلاسمونیکی پهن‌باند در سلول‌های خورشیدی پلیمری ارائه شده است.

روش کار

برای درک تأثیرات نوری و الکترونیکی نانوذرات بر عملکرد سلول خورشیدی، از دو رژیم شبیه‌سازی ترکیبی استفاده شده است. اول، بهبودهای نوری با استفاده از شبیه‌سازی حوزه زمان اختلاف محدود (FDTD) که میزان جذب فضایی سلول خورشیدی را محاسبه می‌کند، با استفاده از حل عددی معادلات ماکسول بدست آمده است. از یک منبع نور موج تختدر مد TEMبرای شبیه سازی استفاده شده‌و چگالی شار فوتون آن براساس طیف خورشیدی استاندارد AM1.5 محاسبه شده است.برای انجام محاسبات FDTD ازنرم افزار لومریکال استفاده شد. سپس، به منظور درک اینکه چگونه تغییرات در مشخصات تولید حامل بار محاسبه شده توسط حل‌کننده FDTD بر رفتار الکتریکی سلول خورشیدی تأثیر می‌گذارد، شبیه سازی پخش-نفوذبا استفاده از نرم‌افزارGPVDM انجام شده است.شماتیک سلول خورشیدیشبیه‌سازی شده با ساختار بستر شیشه‌ای پوشش داده شده با ITO(۲۰۰ نانومتر)/ ZnO (۴۰ نانومتر)/ لایه فعال پلیمری PTB7:PCBM(۸۰ نانومتر)+نانوذرات پلاسمونیکی/MoO_3 (۱۰ نانومتر)/ Ag (۱۰۰ نانومتر) در شکل ۱ نشان داده شده است.



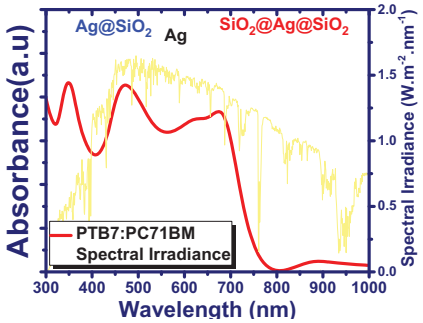
شکل ۱: نمودارهای شماتیک سلول خورشیدی شبیه سازی شده و حوزه محاسباتی سلول واحد با آرایه مربعی نانوذرات کروی با (w) و بدون (w / o) نانوذره مرکزی در لایه فعال.

نتایج و بحث

شکل ۲ همپوشانی طیف جذب نانوذرات Ag، $Ag@SiO_2$ و $SiO_2@Ag@SiO_2$ در یک آرایه مربعی ۳*۳ را با طیف جذب لایه فعال PTB7:PCBM نشان می‌دهد. در اینجا

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

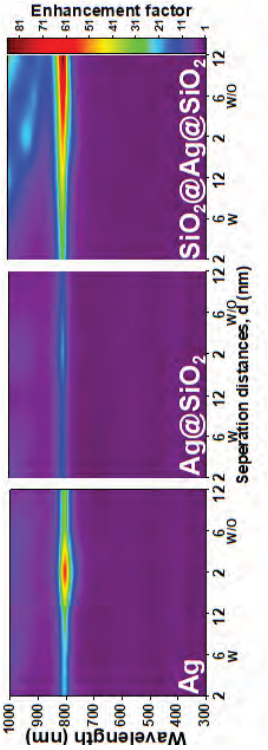
توانایی نانوذرات $SiO_2@Ag@SiO_2$ برای بهبود جذب سلول‌های خورشیدی در طول موج‌های بالاتر از لبه جذب آنها (جایی که چگالی فوتون‌های نور همچنان زیاد است) به وضوح نشان داده شده است.



شکل ۲: همپوشانی طیف جذب نانوذرات Ag، $Ag@SiO_2$ و $SiO_2@Ag@SiO_2$ در یک آرایه مربعی ۳*۳ با طیف جذب لایه فعال PTB7:PCBM. سایز Ag ۳۰ نانومتر، ضخامت لایه پوشاننده سیلیکا ۱ نانومتر و ضخامت پوسته نقره ۲/۵ نانومتر است.

شکل ۳ ضریب افزایش جذب لایه فعال PTB7:PCBM را در حضور آرایه‌های مربعی نانوذرات Ag، $Ag@SiO_2$ و $SiO_2@Ag@SiO_2$ با و بدون نانوذره مرکزی برای فواصل مختلف بین‌ذره‌ای نشان می‌دهد. نانوذرات Ag بهبود ۵۰-۸۰ برابری را با پهنای ۵۰-۱۰۰ نانومتری در طول موج ۸۰۰ نانومتر نشان می‌دهد. افزودن لایه پوششی سیلیکا برای جلوگیری از بازترکیب اکسیتونی در سطح فلز، منجر به کاهش کارایی آن به بهبود ۱۰-۲۰ برابری با عرض ۵۰ نانومتر شده است. بهبود جذب توسط نانوذرات $SiO_2@Ag@SiO_2$، بویژه در آرایه‌های مربعی بدون نانوذره مرکزی، به خوبی محدوده طول‌موجی ۷۵۰-۱۰۰۰ نانومتر را پوشش داده و ضریب افزایش بیش از ۸۰ برابری را در حالت بیشینه نشان می‌دهد.

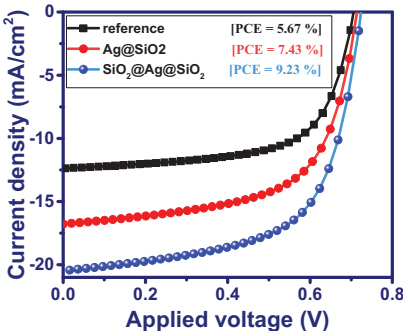
برای هر سه ساختار نانوذره، آرایه مربعی بدون نانوذره مرکزی بیشترین افزایش جذب را منجر شد که با افزایش فاصله بین‌ذره‌ای میزان بهبود برای نانوذرات Ag و $Ag@SiO_2$ کاهش می‌یابد، اما برای نانوذرات $SiO_2@Ag@SiO_2$، نه تنها کاهش نیافته بلکه افزایش نیز می‌یابد. این به دلیل برهمکنش‌های پلاسمونی نانوذرات همسایه در فواصل بین ذره‌ای است. در واقع، نانوذرات $SiO_2@Ag@SiO_2$با بهره‌مندی از هیبریداسیون پلاسمونی، برخلاف نانوذرات Ag و $Ag @ SiO_2$، میدان-های پلاسمونی قوی‌تری را در اطراف خود ایجاد می‌کنند که حتی تا فاصله بیشتری از سطح نانوذره گسترش می-یابند. از این رو، با افزایش فاصله بین‌ذره‌ای، برهمکنش‌های پلاسمونی که منجر به تولید میدان‌های تقویت شده در فضای بین‌ذره‌ای می‌شود، برای نانوذرات Ag و $Ag@SiO_2$ کاهش می‌یابد، اما برای نانوذرات $SiO_2@Ag@SiO_2$، نه تنها برهمکنش‌ها با افزایش فاصله بین‌ذره‌ای به قوت خود باقی می‌مانند، بلکه باعث کاهش اثر مخرب بازتابندگی آرایه نانوذرات نیز می‌شوند که اجازه می‌دهد تا قسمت پایین آرایه نانوذرات مقدار نور بیشتری را جذب کند.



شکل ۳: ضریب افزایش جذب لایه فعال PTB7:PCBM آلایش شده با آرایه مربعی (با (w) و بدون (w/o) نانو ذره مرکزی) از نانوذرات کروی Ag، $Ag@SiO_2$ و $SiO_2@Ag@SiO_2$ با فواصل بین‌ذره‌ای متفاوت d.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

شکل ۴ مشخصه جریان-ولتاژ سلول خورشیدی PTB7:$PC_{71}BM$ آلایش شده با آرایه مربعی از نانوذرات $Ag@SiO_2$ و $SiO_2@Ag@SiO_2$ بدون نانوذره مرکزی و فاصله بین‌ذره‌ای بترتیب ۲ و ۱۲ نانومتر (حالت‌های بهینه) را در مقایسه با حالت بدون آلایش نشان می‌دهد. بازدهی سلول رفرنس با افزودن نانوذرات $Ag@SiO_2$ و $SiO_2@Ag@SiO_2$طی افزایش قابل توجه چگالی جریان از ۵/۶۷٪ بترتیب به ۷/۴۳٪ و ۹/۲۳٪ افزایش می‌یابد.



شکل ۴: مشخصه جریان-ولتاژ سلول خورشیدی PTB7:$PC_{71}BM$ آلایش شده با نانوذرات$Ag@SiO_2$ و $SiO_2@Ag@SiO_2$ در مقایسه با حالت رفرنس.

نتیجه‌گیری

به طور خلاصه، ما طی شبیه سازی سیستماتیک همراه با مطالعه بهینه سازی نانوذرات پربازده $SiO_2@Ag@SiO_2$ که از مکانیسم هیبریداسیون پلاسمونی برای به حداکثر رساندن بهبود پلاسمونیکی در سلول‌های خورشیدی پلیمری بهره می‌برند، مشکل جذب نوری ضعیف را به دلیل طول پخش کوتاه حامل‌ها به چالش کشیدیم. با ارائه آرایه مربعی بدون ذره نانو مرکزی، ما نشان دادیم که علاوه بر بهره‌مندی از اثرات میدان‌های تقویت شده در فواصل نزدیک بین‌ذره‌ای، می‌توان رفتار بازتابانندگی آرایه نانوذرات را کاهش داد. ما نشان دادیم که نانوذرات $SiO_2@Ag@SiO_2$ بهبود بیشتری را در مقایسه با همتایان توپر خود متوجه بازدهی سلول می‌کنند. آنها مسیری هیجان انگیز برای افزایش کارایی تبدیل انرژی را ارائه می دهند.

مرجع‌ها

[1] M.-G. Kang, T. Xu, H. J. Park, X. Luo, and L. J. Guo, "Efficiency enhancement of organic solar cells using transparent plasmonic Ag nanowire electrodes," Adv. Mater. 22(39), 4378–4383 (2010).

[2] A. Ng, W. K. Yiu, Y. Foo, Q. Shen, A. Bejaoui, Y. Zhao, H. C. Gokkaya, A. B. Djurišić, J. A. Zapien, and W. K. Chan, "Enhanced performance of PTB7: PC71BM solar cells via different morphologies of gold nanoparticles," ACS Appl. Mater. Interfaces 6(23), 20676–20684 (2014).

[3] Y.-S. Hsiao, S. Charan, F.-Y. Wu, F.-C. Chien, C.-W. Chu, P. Chen, and F.-C. Chen, "Improving the light trapping efficiency of plasmonic polymer solar cells through photon management," J. Phys. Chem. C 116(39), 20731–20737 (2012).

[4] H. A. Atwater and A. Polman, "Plasmonics for improved photovoltaic devices," Nat. Mater. 9(3), 205–213 (2010).

[5] M. A. Green and S. Pillai, "Harnessing plasmonics for solar cells," Nat. Photonics 6(3), 130–132 (2012).

[6] M. K. Omrani, H. Fallah, and M. Hajimahmoodzadeh, "High efficiency metallic nanoshells for improving polymer solar cells performance: An opto-electrical study," Sol. Energy 207, 409–418 (2020).

[7] M. K. Omrani and H. Fallah, "Improving light trapping of polymer solar cell via doping a new array of triple core-shell spherical nanoparticles utilizing realistic modeling," Sol. Energy 163, 600–609 (2018).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس
اپتیک و فوتونیک ایران و
سیزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران،

دانشگاه سیستان و بلوچستان،

زاهدان، ایران.

۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۵۴-۱۰-A

تنظیم پذیری جفت شدگی پلاریتون-پلاسمون سطحی واکسیتون برحسب ضخامت لایه‌ی پلاسمونی دریک ساختار سه لایه‌ای

منا رستمی، فریدون بابائی

دانشکدهٔعلوم،گروهفیزیک،دانشگاهقم،قم

چکیده –در این مقاله تنظیم پذیری جفت شدگی پلاریتون-پلاسمون سطحی واکسیتون برحسب ضخامت لایه‌ی پلاسمونی دریک ساختار سه لایه ای در پیکربندی کریشمن بطور نظری مطالعه شده است. طیف انرژی شاخه‌های پلکسیتونی برحسب فرکانس واکوکی نشان‌دهنده‌ی رفتار غیر متقاطع مدهای پلکسیتونی به ازای ضخامت‌های مختلف محیط پلاسمونی است. با تنظیم ضخامت فلز از 30 تا 50nmقدرت جفت شدگی بین پلاسمون و اکسیتون از ناحیه‌ی متوسط به ناحیه‌ی قوی تغییر کرد. در هیبرید شدگی مدهای پلاسمونی و اکسیتونی، پهناهای متفاوت طیف برانگیختگی آن‌ها و توانایی آن‌ها در جفت شدگی با میدان خارجی، روش‌های مختلفی را برای کنترل خواص اپتیکی سیستم‌های جفت شده فراهم می‌کند و جفت شدگی قوی در تولید قطعات اپتوالکترونیک نقش بسزایی دارد.

کلید واژه- اکسیتون، پلاریتون-پلاسمون سطحی، پلکسیتون.

Tuning surface plasmon-polariton and exciton coupling via thickness dependent of plasmonic layer in a trilayer structure

Mona Rostami, FrydonBabaei

Department of Physics, University of Qom, Qom

In this paper, tuning surface plasmon-polariton and exciton coupling via thickness dependent of plasmonic layer in a trilayer structure has been studied theoretically in Kretschmann configuration. Energy spectra of plexcitonic branches as a function of detuning frequency indicates to the anticrossingbehavior of plexciton modes at different thicknesses of plasmonic medium. By tuning the thickness of metal from 30 to 50nm, the coupling strength between plasmon and exciton changed from the intermediate range to strong range. inthe forming plasmon–excitonhybrid modes, different linewidths of their excitation spectra and the abilities to couple with external field, provide different methods for controlling optical properties of the coupled systems and strong coupling plays an important role in the design of optoelectronic systems.

Keywords: Exciton, Surface plasmon-polariton, plexciton.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان، ایران، ۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

مقدمه

جفت شدگی قوی در سیستم‌هایی که در آن مدهای پلاریتون-پلاسمون سطحی (SPP) با اکسیتون‌ها از نوع مولکول‌های رنگدانه‌ی سیانین TDBC با انباشت J شکل (J-aggregate) هیبرید شده‌اند، منجر به تبادل همدوس انرژی بین مدهای پلاسمونی و اکسیتونی می‌شود و کاربردهای قابل توجهی در سوئیچ‌های نوری و لیزرهای پلاسمونی دارد[۱].نوسانگرهای SPPو اکسیتونی هر کدام دارای فرکانس مختص به خود می‌باشند که به ترتیب با ω_{SPP} و ω_{exc}در این کار مشخص می‌شوند و اختلاف بین آن‌ها $\delta = \omega_{SPP} - \omega_{exc}$ به فرکانس واکوکی $\delta(\det uning\ frequency)$ موسوم است، هر گاه فرکانس پلاسمون به فرکانس اکسیتون نزدیک باشد، جفت شدگی بین پلاسمون و اکسیتون شبه ذره‌ی جدیدی را تشکیل می‌دهد که پلکسیتون نامگذاری شده است. پلکسیتون شامل حالت‌های هیبرید شده اپتیکی جدید است که شاخه‌های پلاریتونی بالاتر(UP) و پایین‌تر(LP) نامیده می‌شوند.[۲].اگر دو مد پلکسیتونی (UP) و (LP) با ω_-, ω_+ بیان شوند، در $\delta = 0$ با در نظر داشتن اتلاف‌های مربوط به مد پلاسمونی γ_{SPP} و مد اکسیتونی γ_{exc}، انرژی شکافتگی رابی $(\hbar\Omega_R)$ به عنوان انرژی جفت شدگی بین SPPو اکسیتون با رابطه‌ی

$$\hbar\Omega_R = \sqrt{\hbar^2(\omega_+ - \omega_-)^2 + 0.25(\gamma_{SPP} - \gamma_{ext})^2}$$

مشخص می‌شود [۳]. در این کار به مطالعه‌ی قدرت جفت شدگی بین اکسیتون‌هایJ-aggregateو SPPپرداخته شده و تغییرات $\hbar\Omega_R$و $\Delta\omega = \omega_+ - \omega_-$برحسب ضخامت لایه‌ی پلاسمونی مورد بررسی قرار گرفته است.

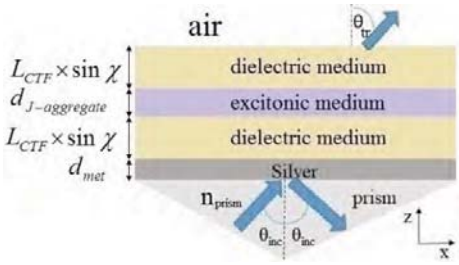
از آنجا که قسمت حقیقی عدد موج SPP $(k_{SPP} = k_0\sqrt{\varepsilon_{met}\varepsilon_{diel}/(\varepsilon_{met}+\varepsilon_{diel})}$ بزرگ‌تر از عدد موج نور فرودی در محیط دی الکتریک است، بنابراین نوری که از طریق آن محیط به سطح فلز می‌رسد، نمی‌تواند مستقیماً منجر به برانگیختگی SPP شود. به منظور افزایش عدد موج فوتون فرودی و برابری آن با عدد موج SPPمطابق شکل۱ از پیکربندی کریشمن استفاده می‌شود، وقتی نوری تحت قطبش p و تحت زاویه‌ی θ_{in} وارد منشور می‌شود، عدد موج آن افزایش یافته و در صورت برابری مؤلفه‌ی موازی با فصل مشترک فلز و دی الکتریک مربوط به آن $\left((\omega/c)\sqrt{\varepsilon_{prism}}\sin\theta_{in}\right)$ با k_{SPP}، جفت شدگی این فوتون‌ها با پلاسمون‌های سطحی در فصل مشترک دی الکتریک و فلز از طریق تونل زنی فوتون با شرایط بازتاب کلی در منشور رخ می‌دهد[۴].

مدل سازی اپتیکی

به منظور شبیه سازی اپتیکی، ساختار سه لایه‌ای به صورت شکل۱ در نظر بگیرید. با توجه به شکل۱ فضای $0 \le z \le d_{met}$ توسط ماده‌ی همگن فلزی از جنس نقره پر شده است. محیط دی الکتریک لایه نازک ستونی منیزیوم فلوراید و محیط اکسیتونی یک لایه‌ی همگن J-aggregate است که در وسط یک محیط دی الکتریک با مورفولوژی ستونی حائل شده است. ضخامت لایه‌های منیزیوم فلوراید در بالا و پایین لایه‌ی J-aggregate، $L_{CTF} = 500nm$ و ضخامت لایه‌ی J-aggregate، $d_{J-aggregate} = 284nm$ انتخاب شده است. زاویه‌ی ستون‌های لایه نازک متخلخل (هوا و منیزیوم فلوراید) $\chi = 20^\circ$ نسبت به محور x فرض شده است. ثابت دی الکتریک منشور (سلناید روی) مقدار $n^2_{prism} = 6.656$ می‌باشد. برای محاسبه‌ی گذردهی دی الکتریک لایه‌های نازک ستونی ناهمسانگرد، از روش همگن سازی بروگمن استفاده شده است [۵]. کسر حجمی هوا $f_v = 0.8$ در نظر گرفته شده و ضریب شکست آن نیز $n_{air} = 1$ می‌باشد. در این کار اکسیتون‌های سطحی در فصل مشترک J-aggregateو محیط دی‌الکتریک بالا حضور دارند، پلاریتون اکسیتون سطحی (SEP) نتیجه‌ای از جفت شدگی فوتون‌ها با اکسیتون‌ها در فصل مشترک بلورهای ارگانیک J-

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

aggregateو دی الکتریک فوقانی است[۶]. امواج SPPنیز در فصل مشترک فلز و محیط دی الکتریک منتشر می‌شوند. امواج SPP و SEPمی‌توانند ترکیب شده و موج پلکسیتون سطحی را به وجود آورند.با فرض آنکه این ساختار در معرض یک پرتو نوری به شکل موج تخت با قطبشp تحت زاویه‌ی θ_{in} قرار گرفته باشد، منحنی‌های جذب اپتیکی بر حسب فرکانس نور فرودی برای SPP، اکسیتون و پلکسیتون به ازای ضخامت‌های مختلف d_{met} ترسیم شد. محاسبات این کار را با روش ماتریس انتقال انجام شده است که جزئیات آن در کار قبلی ما و دیگران به طور مفصل آمده است [۵،۷].



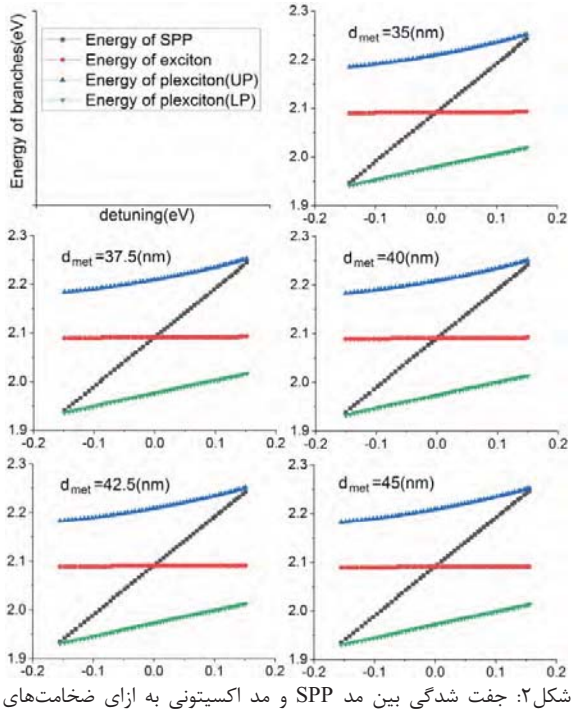
شکل۱: ساختار سه لایه‌ای جهت جفت شدگی SPP و اکسیتون.

نتایج و بحث

با انتخاب بازه‌ای از θ_{inc} به عنوان پارامتر ورودی برنامه جهت ترسیم منحنی‌های جذب اپتیکی برای SPP، اکسیتون و پلکسیتون بر حسب تابعی از فرکانس نور فرودی در بازه‌ی $(1.55-4.13)eV$، به ازای مقدار خاصی از θ_{inc}، $\delta=0$ تعیین شد که آن زاویه را $\theta_{\delta=0}$ نامیدیم. با تعیین بیشینه‌های طیف جذب اپتیکی مربوط به برانگیختگی‌های پلکسیتونی، SPP و اکسیتون به ازای هر θ_{inc} و δ متناظر با آن، نمودار انرژی شاخه‌ها بر حسب δ در شکل۲ ترسیم شده است. تنها انرژی شاخه‌ی اکسیتونی است که تغییرات خاصی بر حسب δ ندارد. به دلیل وابستگی طیف جذب اپتیکی SPP و پلکسیتون به d_{met}، به ازای d_{met}های مختلف $(35-45)nm$انرژی شاخه‌ها را در شکل۲ نشان داده‌ایم. در $\delta=0$ مدهای مربوط به حالت‌های جفت شده به صورت غیرمتقاطع ظاهر می‌شوند.

از روش‌های مرسوم برای تنظیم جفت شدگی SPP-اکسیتون کنترل اتلاف مد پلاسمونی بوده است، با تغییرات d_{met}می‌توان اتلاف SPP را کنترل کرد و از ناحیه‌ی جفت شدگی ضعیف (بدون ظهور رفتار غیرمتقاطع شاخه‌های پلکسیتونی) به ناحیه‌ی جفت شدگی قوی (با رفتار غیر متقاطع این شاخه‌ها) دست یافت [۸]. هدف این کار بررسی نوع جفت شدگی با در نظر داشتن رفتار غیر متقاطع شاخه‌های پلکسیتونی در شکل۲ است.

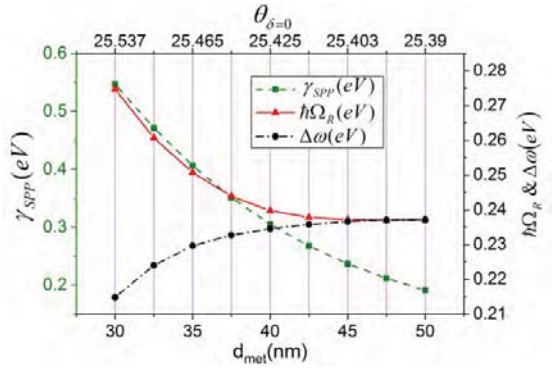
پهنای نمودار جذب اپتیکی γ_{SPP} SPP، $\hbar\Omega_R$ و جدایی انرژی بین شاخه‌های پلاریتونی ($\Delta\omega=\omega_+-\omega_-$) در $\delta=0$ در شکل۳ بر حسب $d_{met}(30-50)nm$ و $\theta_{\delta=0}$ نشان داده شده است. در موردطیف‌های جذب پلکسیتونی با افزایش d_{met}، $\theta_{\delta=0}$ کاهش می‌یابد. با افزایش d_{met}، γ_{SPP} سیر نزولی دارد. پهنای نمودارهای اکسیتونی (γ_{exc}) نیز در حالت $\delta=0$در محدوده‌ی $0.205eV$ تعیین شد. با افزایش d_{met}، مقدار $\hbar\Omega_R$ تا $d_{met}=45nm$ سیر نزولی داشته و از آن پس تقریباً ثابت می‌ماند و مقدار $\Delta\omega$ نیز سیر صعودی دارد.



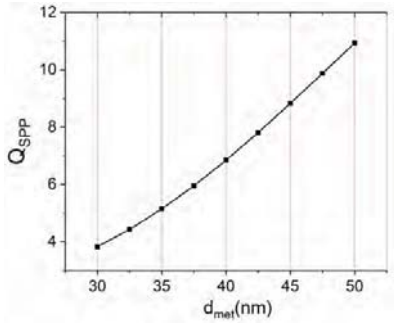
شکل۲: جفت شدگی بین مد SPP و مد اکسیتونی به ازای ضخامت‌های مختلف محیط پلاسمونی.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدار پارامتر فاکتور کیفیت برای مد پلاسمونی $(Q_{SPP}=\omega_{SPP}/\gamma_{SPP})$ [۹]، به ازای مقادیر مختلف $d_{met}(30-50)nm$ در $\delta=0$ محاسبه شده و نتایج در شکل۴ نشان داده شده است. با افزایش d_{met}، Q_{SPP} افزایش می‌یابد. نتیجه‌ی بررسی Q_{SPP} در توافق با کار گروه بالسی و همکاران است [۱۰].



شکل۳: نمودارهای γ_{SPP}، $\hbar\Omega_R$ و $\Delta\omega$ برحسب d_{met} و $\theta_{\delta=0}$.



شکل۴: نمودار Q_{SPP} بر حسب d_{met} در $\delta=0$.

بر اساس معیارهای کار قبلی ما [۷]، تا $d_{met}=42.5nm$ رابطه‌ی $\gamma_{ext}<\hbar\Omega_R<\gamma_{SPP}$ برقرار بوده و جفت شدگی از نوع متوسط است و به ازای $d_{met}\geq 45nm$ رابطه‌ی $\hbar\Omega_R>(\gamma_{ext},\gamma_{SPP})$ برقرار بوده و جفت شدگی از نوع قوی است و افزایش قدرت جفت شدگی با افزایش d_{met}، به دلیل کاهش γ_{SPP} است [۸].

همانطور که ملاحظه کردیم با کاهش γ_{SPP}، $\Delta\omega$ افزایش می‌یابد. نتایج کار ما در توافق با کار گروه بالسی و همکارانش می‌باشد. ایشان اثر d_{met}را در جفت‌شدگی بین پلاسمونو اکسیتون J-aggregate بررسی کردند[۸، ۱۰]. براساس نتایج کار آن‌ها با افزایش d_{met}، پهنای طیف بازتاب آن کاهش یافته و انرژی جدایی بین شاخه‌های پلاریتونی $(\Delta\omega)$ افزایش می‌یابد. کاهش پهنای طیف بازتاب SPPنشانگر کاهش اتلاف آن و نتیجتاً افزایش طول عمر پلاسمون‌های سطحی است که منجر به افزایش قدرت جفت شدگی بین پلاسمون و اکسیتون می‌شود [۸، ۱۰].

نتیجه‌گیری

بررسی جفت شدگی SPP و اکسیتون‌های J-aggregate به صورت نظری در پیکربندی کریشمن انجام شد. نتایج نمودارهای انرژی شاخه‌های پلکسیتونی برحسب فرکانس واکوکی δ حاکی از رفتار غیرمتقاطع مدهای پلاریتونی بالاتر و پایین‌تر در $\delta=0$ به ازای مقادیر مختلف d_{met} است و افزایش d_{met} که با افزایش طول عمر SPP همراه خواهد بود، سبب تقویت میزان جفت شدگی از متوسط به قوی خواهد شد.

مرجع‌ها

[1]W.Wang, P. Vasa, R. Pomraenke, R. Vogelgesang, A. D.Sio, E. Sommer, M. Maiuri, C. Manzoni, G. Cerullo and C. Lienau, ACS Nano (2013), 8, 1.
[2] S. Balci,B. Kucukoz,O. Balci, A. Karatay,C. Kocabas, and G. Yaglioglu, ACS Photonics (2016), 3, 11 (2010- 2016).
[3] G. D. Chatzidakis and V. Yannopapas, Modern Optics (2019), 66, 15 (1558–1568).
[4] J. Zhang, L. Zhang and W. Xu, Applied Physics (2012),45, 11.
[5] A. Lakhtakia, R. Messier, Library of Congress Cataloging-in-Publication Data, SPIE—The International Society for Optical Engineering, "*Sculptured Thin Films Nanoengineered Morphology and optics*".
[6] Y. Xu,L. Wu and L.K. Ang, Physical Review Applied (2019), 12, 2.
[7] F.Babaei,M.Rostami,Opt.commun (2019), 439,8-15.
[8] S. Balci, E. Karademir, C. Kocabas, A. Aydinli, Optics Letters (2014), 39, 17(4994-4997).
[9] T. Simon, D. Melnikau, A. Sánchez-Iglesias, M. Grzelczak, L. M. Liz-Marzan, Y. P. Rakovich, J. Feldmann, and A. S. Urban, Phys. Chem (2016), 120, 22 (12226-12233).
[10] S. Balci, C. Kocabas, S. Ates, E. Karademir, O. Salihoglu, and A. Aydinli, Physical Review B (2012), 86, 23 (1-6).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۴۳-۱۰-A

شبیه سازی و بهینه سازی نانوحسگر پلاسمونی بر پایه جفت شدگی با توری

شهره جوینده، محمود حسینی فرزاد

Shohreh.jooyandeh@gmail.com

hosseinif@shirazu.ac.ir

چکیده – نانوحسگرها به دلیل حساسیت بالایی که نسبت به بقیه حسگرها دارند مورد توجه ویژه قرار گرفته اند، در این مقاله شبیه سازی و طراحی یک نانو حسگر بر پایه تشدید پلاریتون‌های پلاسمون سطحی با قرار دادن لایه‌ای از طلا به ضخامت ۳۰۰ نانومتر بر روی لایه ای از ***sio2*** به ضخامت ۲ میکرومتر با استفاده از نرم‌افزار کامسول انجام شد و بهینه نسبی از پارامترها به دست آمد. بعد از بهینه‌سازی خاصیت حسگری ساختار را با قرار دادن میکروذره ای با ضریب شکست ۱.۳۰ بین توری و شکاف مورد بررسی قرار گرفت، با مقایسه نمودارها مشاهده شد ساختاری که دارای سه توری می‌باشد با توجه به افزایش حساسیت حسگر خاصیت حسگری بهتری را نمایش می‌دهد.

کلید واژه- نانوحسگر، پلاریتون، پلاسمون، طول موج

Design & simulation of plasmonic nanosensor based on grating coupling

Shohreh.jooyandeh, mahmoudhosseinifarzad

Shohreh.jooyandeh@gmail.com

hosseinif@shirazu.ac.ir

Abstract-Nanosensors have received special attention because of their high sensitivity rather than othertypes of sensors.In this research, it has been simulated a structure based on grating coupling methode by putting a gold layer having thickness as 300 nm on a 2 µm thick of SiO2 layer by using COMSOL softwareand optimal parameter was obtained. After optimization, applied the varying of refractive index by putting a microparticle having refractive index as 1.30 between the grating and the slit.Comparing diagrams, it was obtained that the three-graing structure has better sensory properties due to the increase in the amount of sensitivity.

Key words: Nanosensor, Plasmon, Polariton, Wavelength.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

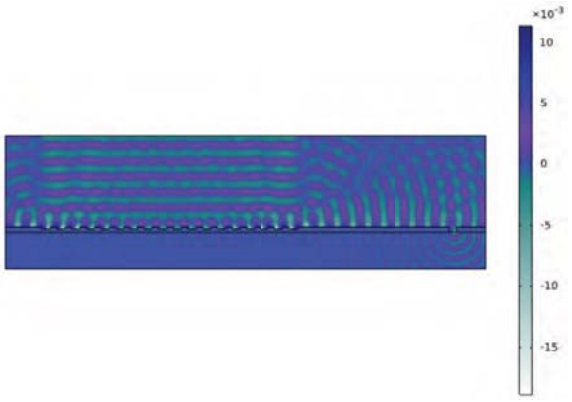
مقدمه

پلاریتون‌های پلاسمون سطحی امواج سطحی موضعی هستند که بین دو ماده با ثابت منفی (فلز) و ثابت مثبت (دی الکتریک) وجود دارند.[1]حسگرهای مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی کاربردهای بالقوه فراوانی در تکنولوژی بیوحسگرها خصوصا در کاربردهای پزشکی و حسگرهای گاز و برنامه‌های نظارت بر محیط دارند.[2] تغییرات در ضریب شکست سطح بالای فلز در حسگر بر روی حساسیت حسگرهای پلاریتون پلاسمون سطحی بسیار تاثیر میگذارد.[3,4]حسگرهای پلاریتون پلاسمون سطحی امروزه به دلیل ویژگی‌های بدون برچسب و زمان واقعی کاربردهای گسترده ای در پزشکی، حسگرهای زیستی، زیست شناسی، شیمی و سایر رشته ها دارند.[5-9] در این مقالهبا استفاده از نتایج به دست آمده در تحقیقات اخیر[10]پارامترهای بیشتری مانند دوره تناوب توری شکاف توری، قطر شکاف روی ساختار ، فاصله بین توری‌ها را در نظر گرفته و بهینه سازی را انجام داده‌ایم. سپس ضریب شکست روی ساختار را با قرار دادن میکروذره کروی با ضریب شکست ۱.۳ (مشابه خون) تغییر دادیم و نتایج مورد بررسی قرار گرفت.ما توزیع میدان مغناطیسی را برای هر حالت بررسی کرده و بهترین مقدار پارامترهایی را که باعث عملکرد بهتر نانوحسگرها و همچنین حساسیت بالای آن‌ها می شوند را انتخاب کردیم.

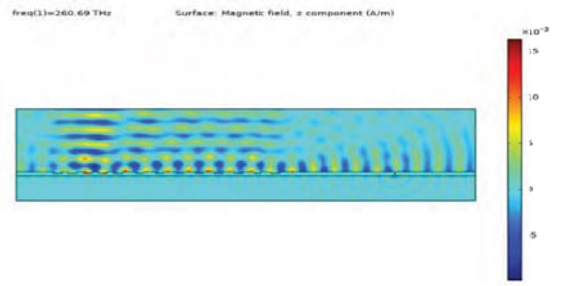
طراحی و بهینه‌سازی

در این مقاله چند ساختار مختلف از نانوحسگرهای پلاسمونی در محیط نرم افزار کامسول شبیه سازی شده اند. در این ساختار با استفاده از روش جفت شدگی با توری، لایه‌ای از طلا به ضخامت tm=300 nm بر روی لایه از شیشه SiO_2 به ضخامت ۲ µm قرار داده و ناحیه‌ای که روی طلا را احاطه کرده هوا قرار داده ایم و ابتدا روی طلا یک توری و سپس دو توری و سه توری طراحی شده و پس از آن موج الکترومغناطیسی با مد TM به صورت عمود از بالای ساختار بر سطح توری‌ها اعمال شد برای برانگیختگی بهتر پلاسمون‌های پلاریتون سطحی، تغییراتی را در تعداد شیار های توری فاصله بین توری و دوره تناوب توری‌ها اعمال می‌کنیم تابه بهترین حالت ممکن برای هر ساختار دست یابیم.بعد از دستیابی به بازدهی مطلوب ساختارهای طراحی‌شده، شکافی به پهنای sw طراحی و بهینه شد.

در ادامه توزیع میدان مغناطیسی ساختارهای طراحی شده در شکل ۱،۲و ۳ آمده است.



شکل ۱: طرحواره توزیع میدان مغناطیسی H_z در ساختار تک توری با شکاف در حالت بهینه به ازای پهنای شکاف ۴۰۰ نانومتر، تعداد شیار N=۱۸، دوره‌تناوب ۸۰۰ نانومتر و تابش فرودی عمودی در طول‌موج بهینه‌ی ۸۵۵ نانومتر.



شکل۲: طرحواره توزیع میدان مغناطیسی H_z در ساختار دو توری با شکاف در حالت بهینه به ازای تعداد شیارهای N_1=۵ و N_2=۸، دوره‌تناوب‌های p_1=۸۱۰ nm و p_2=۱۰۵۷ nm و فاصله بهینه بین توری‌ها به‌صورت d=۴۴۰ nm برای زاویه تابش عمودی در طول‌موج بهینه‌ی ۱۱۵۰ نانومتر.

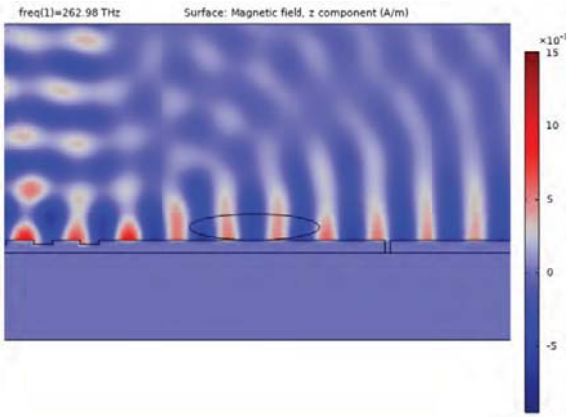
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



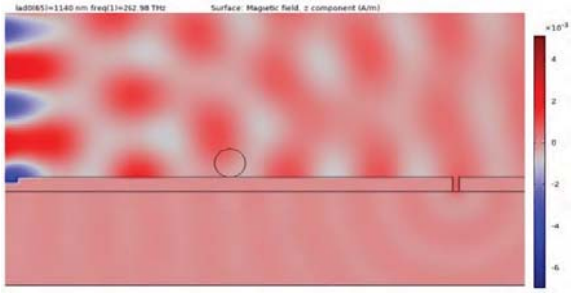
شکل۳: طرحواره توزیع میدان مغناطیسی H_z در ساختار سه توری با شکاف در حالت بهینه به ازای تعداد شیارهای N1=۵، N2=۸ و N3=۱۱ و دوره‌تناوب‌های p_1=۷۸۵ nm، p_2=۱۰۵۲ nm و p_3=۸۰۰ nm، تابش فرودی عمودی در طول‌موج بهینه‌ی ۱۱۲۰ نانومتر.

بعد از آن برای دستیابی به خاصیت حسگری ساختارها تغییرات ضریب شکست باید بتوانند باعث ایجاد تغییرات در طول‌موج کاری و نیز پارامتر عبور شوند تا خاصیت حسگری را تقویت کنند، بدین منظور میکروذره را به شکل کروی و بیضی گون روی ساختار قرار داده و مقایسه و بررسی انجام دادیم.

شکل ۴ و ۵ طراحی و توزیع میدان مغناطیسی ساختار را با قرار دادن میکروذره بیضی‌گون و کروی نشان می‌دهد.



شکل۴: طرحواره توزیع میدان مغناطیسی H_z در ساختار بهینه دو توری با حضور میکرو ذره در طول موج ۱۱۴۰ نانومترپیرامون میکروذره خون و شکاف.



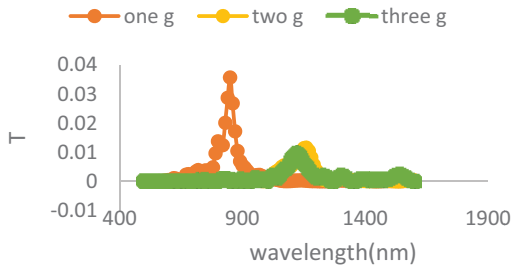
شکل۵: طرحواره توزیع میدان مغناطیسی H_z در ساختار بهینه دو توری با حضور میکرو ذره کروی شکل در طول موج ۱۱۴۰ نانومتر.

پارامتر T

با طراحی شکاف در ساختار، مکان آشکارساز را تغییر داده و آن را در زیر شکاف ایجاد شده قرار می‌دهیم تا بتوان میزان توان عبوری از شکاف را محاسبه نمود. در اینجا پارامتر T (ضریبعبور) ،که عبارت است از نسبت توان خروجی از شکاف به توان تابشی ورودی به ساختار و از آن به عنوان معیاری برای بررسی و مقایسه استفاده خواهیم کرد.

$$T=\frac{\text{شکافازخروجیتوان}}{\text{ساختاربهتابشیتوان}} \qquad (۱)$$

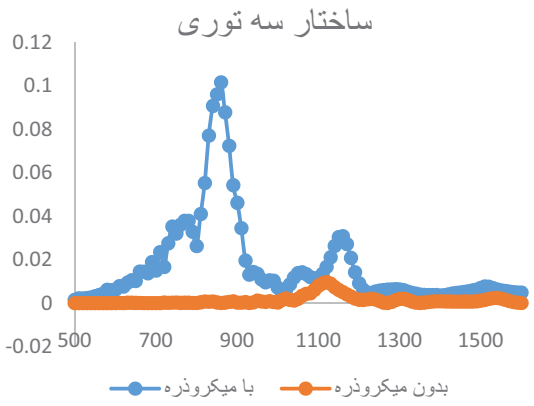
در شکل زیر مقایسه تغییرات عبور را درسه ساختار تک توری، دو توری و سه‌توری نمایش دادیم.



شکل۶: طیف چگونگی تغییرات پارامتر T (نسبت توان خروجی از شکاف به توان تابشی به ساختار) برای حالت‌های بهینه تک توری، دو توری و سه توری برحسب طول‌موج.

در ادامه میزان عبور بعد از قرار دادن میکروذره اندازه گرفته و با حالت قبل از حضور میکرو ذره مقایسه شد که در شکل زیر ساختار سه توری که بیشترین تغییر را داشته است مشاهده می‌شود:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل۷: مقایسه میزان عبور در ساختار سه توری

محاسبه حساسیت حسگرها S

$$S = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n}\ (\frac{nm}{RIU}$$

حساسیت به دست آمده برای ساختار سه توری برابر با ۹۳۳.۳ nm/RIU می‌باشد.

نتیجه گیری

در شبیه‌سازی انجام شده طول‌موج‌های مختلف، تعداد شیارهای توری متفاوت و دوره تناوب‌های متفاوت مورد بررسی قرار گرفتند تا به بهترین حالت هر ساختار دست یابیم که با بررسی و مقایسه‌های انجام شده به بهینه نسبی هر ساختار دست یافتیم. با تاباندن نور با زاویه عمود به سطح توری‌ها در سه ساختار طراحی شده شاهد بازدهی مطلوب و در نتیجه تحریک خوب پلاسمون‌های سطحی بودیم. بعد از تغییرات ضریب شکست، خاصیت حسگری تقریباً برای تمام ساختارها مشاهده شدند و نتیجه مربوط به حضور میکروذره این بود که ساختار مبتنی بر سه توری خاصیت حسگری بهتری را به نمایش می-گذارد.

مرجع‌ها

[1] WX Tang, Hc, Zhang, concept, theory, design and applications of spo of surface plasmon polaritons at microwave frequencies,Electronics.9(6), 993 (2019)

[2] Raed Alharbi, Mehrdad irannejad, Ashort review on the role of the Metal-Graphene hybrid nanostructure in promoting, Ottawa.19(4), 862 (2019)

[3] C. Thirstrup, W. Zang, M. Borre, H. Neff, H. C. Pedersen, G. Holzhueter, Diffractive optical coupling element for surface plasmon resonance sensor, 298-308 (2004)

[4] F. C. Chien, S. J. Chen, A sensitivity comparisonof optical biosensors based on four different surface plasmon resonance modes,Biosensors and 0Bioelectronics. 633-642 (2004)

[5] H. Heidarzadeh, Analysis and simulation of a plasmonic biosensor for hemoglobin

concentration detection using noble metal nano-particles resonances, Opt.Commun. 459 (2020) 124940

[6] Y. Sun, S. Sun, M. Wu, S. Gao, J. Cao, Refractive index sensing using the metal

layer in DVD-R discs, RSC Adv. 8 (2018) 27423–27428

[7] W. Su, G. Zheng, X. Li, Design of a highly sensitive surface plasmon resonance

sensor using aluminum-based diffraction grating, Opt. Commun. 285 (2012) 4603–4607.

[8] RM. Williams, C Lee, Tv Galassi, Naninvasire ovarian cncer biomarker detection via an optical nanosensor implant, (2018) 10. 1126

[9] F. Liang, Y Guo, S Hou, Q Quan, Photonic-plasmonic hybrid single-molecule nanosensor measures the effect of fluorescent lables on DNA-protein dynamics, (2017) 16.2991

[10] K. Li, F. Xiao, F. Lu, K. Alameh and A. Xu, Unidirectional coupling of surface plasmon with ultra-broadband and wide-angle efficiency: potential application in sensing,New J. Phys. 15, 113040 (2013).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۷۷-۱۰-A

عملکرد خوب آشکارساز نوری پلاسمونی مبتنی بر گرافن با استفاده از نانو توری فلزی در طول موج‌های مخابراتی

الهام خسرویان[۱]، حمید رضا مشایخی[۱]، علی فرمانی[۲]

[۱] دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید باهنر، کرمان، ایران، [۲] دانشکده برق، دانشگاه لرستان، لرستان، ایران

el.khosravian@phy.uk.ac.ir, mashhr@uk.ac.ir, farmani.a@lu.ac.ir

چکیده - در این مقاله، یک آشکارساز نوری پلاسمونی مبتنی بر گرافن با عملکرد خوب در محدوده طول موج‌های مخابراتی پیشنهاد شده است. ساختار پیشنهادی شامل زیر لایه سیلیسیوم/سیلیکا، نانو توری فلزی با ساختار تناوبی و لایه گرافن می‌باشد. رفتار نوری و الکتریکی ساختار به صورت عددی بررسی شده است. نتایج نشان می‌دهند که با استفاده از فقط یک لایه گرافن، جذب ساختار به علت پدیده جفت شدگی پلاسمونی بین گرافن و نانو توری فلزی به بیش از ۰/۹۸می‌رسد. در این ساختار، جریان تاریک پایین و جریان نوری۰/۶۴ mA درباياس V ۲/۱- ودر طول موج مخابراتی۱/۵۵μmبه دست آمده است. همچنین،پاسخ دهی نوری ۱۳۰۰mA/W به ازای توان نور تابشی ۰/۵ mW به دست آمد.

کلید واژه- آشکارساز نوری، پلاسمونی، گرافن، نانو توری.

High-Performance Graphene-based Plasmonic Photodetector using Metal Nano-grating at Telecommunication Wavelengths

Elham Khosravian[1], Hamid Reza Mashayekhi[1], and Ali Farmani[2]

[1] Faculty of Physics, ShahidBahonar University, Kerman, Iran, [2] Electrical Engineering Department,Lorestan University, Lorestan, Iran

In this paper, a graphene-based plasmonic photodetector with high performance at telecommunication wavelengthshas been proposed. The proposed structure consists of SiO_2/Si substrate, metal nano-grating with periodic structure and graphene layer. The optical and electrical behavior ofthe structureis numerically investigated. Utilizing only one graphene layer, the results show that the absorption of the structure reaches to more than 0.98 due to the plasmonic coupling phenomena between graphene and metal nano-grating. In this structure, a low dark current and a photocurrent of 0.64 mA at-2.1 V bias and at wavelength of 1.55 μm are obtained. Also, the photoresponsivity of 1300 mA/Wat an incident optical power of0.5 mWis achieved.
Keywords: Graphene, Nano-grating,,Photodetector, Plasmonic.

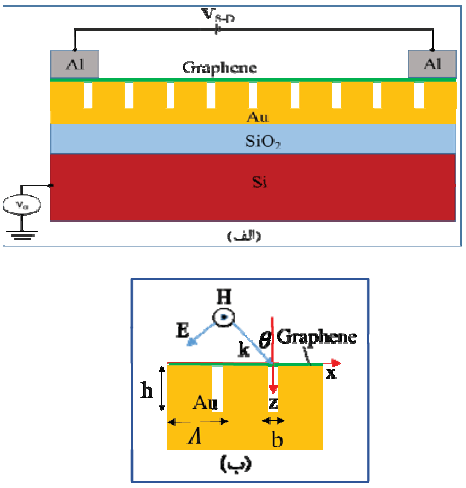
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

۱- مقدمه

آشکارسازهای نوری یکی از مهم ترین ادوات الکترونیک نوری وبه عنوان اولین بلوک گیرنده در شبکه مخابرات نوری عمل تبدیل سیگنال نوری به سیگنال الکتریکی را بر عهده دارند. اخیراً، مواد دوبعدی مانند گرافن، نیترید بورهگزاگونال (h-BN)، دی کالکوژنیدهای فلزات انتقالی (TMDCs) و پروسکایت و...در ساخت آشکارسازهای نوری مورد استفاده قرار گرفته‌اند[۱]. آشکارسازهای نوری مبتنی بر مواد دو بعدی به دلیل قابلیت پاسخ دهی بالا، پاسخ نوری فوق سریع و حساسیت نسبت به قطبش نوری بسیار مورد توجه قرار گرفته و محدوده کاری از طول موج فرابنفش تا تراهرتز را پوشش می دهند. گرافن به عنوان یکی از مواد دوبعدی، یک صفحه کربنی با ضخامت تک اتمی می‌باشد و ساختار شبکه آن به صورت لانه زنبوری است. گرافن با خواص منحصر به فرد نوری، الکترونیکی، مکانیکی و شکاف انرژی صفر دارای کاربردهای فراوان در زمینه‌های مختلفی مانند آشکارسازهای نوری، فیلترهای پلاسمونی، نانو آنتن‌ها و ترانزیستورها می‌باشد[۲].پخش الکترون در گرافن مانند فرمیون‌های دیراک بدون جرم یک رابطه خطی با انرژی و اندازه حرکت دارد که باعث افزایش تحرک پذیری حاملین بار می‌شود. گرافن در محدوده نور مرئی تا مادون قرمز نزدیک، تقریباً ٪۲/۳ از انرژی نور تابشی را جذب می‌کند که این مقدار جذب پایین برای کاربردهای آشکارسازی مناسب نیست[۳]. تکنیک‌های زیاد نوری برای بهبود جذب گرافن وجود دارد که از جمله آن استفاده از نانو ساختارهای پلاسمونی در کنار گرافن می‌باشد. در سال ۲۰۱۵با استفاده از یک فیلم فلزی شیاردارو ایجاد برانگیختگی پلاریتون مغناطیسی (MP)، جذب گرافن را در محدوده مادون قرمز نزدیک افزایش دادند[۲]. در سال ۲۰۱۷ یک جاذب نوری پلاسمونی، شامل یک فیلم فلزی با آرایه‌ای از شیارهای L شکل و لایه گرافن در محدوده طول موج های مخابراتی طراحی شده است[۳].در سال ۲۰۱۸یک آشکارسازنوری گرافنی با قابلیت پاسخ دهی بالا و تنظیم پذیری در محدوده طول موج مرئی تا مادون قرمز نزدیک طراحی شده است[۴].در سال ۲۰۲۰با استفاده از یک موجبر نوری سیلیکونی فوق نازک مجتمع شده با یک بازتاب کننده حلقوی، یک آشکارساز نوری گرافنی در طول موج کاری ۱۵۵۰ نانومتر ساخته شده است[۵].

۲- طراحی آشکارساز نوری مبتنی بر گرافن

در اینجا، ساختار جدیدی از یک آشکارساز نوری پلاسمونی مبتنی بر گرافن ارائه شده است. شکل ۱(الف) شماتیکی از این ساختار را نشان می‌دهد که شامل زیر لایه سیلیسیوم/ سیلیکا، نانو توری پراش فلزی از جنس طلاو لایه گرافن می‌باشد. شکل ۱(ب) نمای برشی از نانو توری و لایه گرافنی که سطح آن را پوشانده است، نشان می‌دهد.



شکل ۱: (الف) شماتیک آشکارساز نوری مبتنی بر گرافن طراحی شده، (ب) نمای برشی از نانو توری و گرافن.

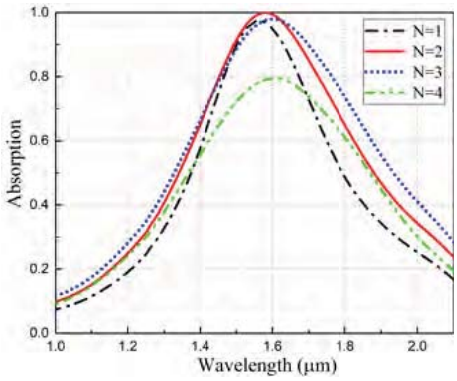
مطابق این شکل، در نانو توری عرض شیارها bError! Bookmark not defined.، Error! Bookmark not defined. ارتفاع hError! Bookmark not defined. دوره تناوب Λ و Error! Bookmark not defined.Error! Bookmark not defined.Error! Bookmark not defined. در نظر گرفته شده است. صفحه x-z به عنوان صفحه تابش در نظر گرفته شده است

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

و جهت میدان‌ها و بردار موج نشان داده شده است. طول موج کاری آشکارساز در محدوده مادون قرمز نزدیک با طول موج مرکزی ۱/۵۵ میکرومتر می‌باشد. نور تابشی به ساختار فقط باید نور قطبیده TM باشد زیرا در این قطبش مطابق شکل ۱ (ب) میدان مغناطیسی در راستای شیارهای نانو توری (محور y) می باشد و میدان الکتریکیدر امتداد سطح عمل می‌کند و دارای مولفه‌ای طولی است کهباعث برانگیختگی امواج پلاسمون سطحی می‌شود. بنابراین، با تابش نور قطبیده TM،پلاسمون پلاریتون‌های سطحی (SPPs) در نانو توری طلا ایجاد و سپس پدیده جفت شدگی پلاسمونی بین نانو توری و لایه گرافن سبب افزایش جذب در ساختار می‌شود.رسانایی کل در گرافن با استفاده از رابطه کوبو به صورت $\sigma_g = \sigma_{intra} + \sigma_{inter}$ تعریف می‌شود که شامل انتقالات درون باندی و میان باندی است[۳].یکی از مهمترین خصوصیات گرافن تنظیم پذیری خواص الکترونیکی نوری آن است که با تغییر پتانسیل شیمیایی μ_c انجام می‌شود ورابطه $|\mu_c| = \hbar v_f \sqrt{\pi |a_0 (V_g - V_D)|}$ برای آن تعریف می‌شود.در اینجا، $\hbar$ ثابت پلانک کاهش یافته، V_D ولتاژ دیراک، $v_f = 10^6 \, m/s$ سرعت فرمی، a_0 یک ثابت و $|(V_g - V_D)|$ به عنوان ولتاژ بایاس در نظر گرفته می‌شود.ثابت گذردهی گرافن با رابطه $\varepsilon_g(\omega) = 1 + \frac{i\sigma_g}{\varepsilon_0 \omega \Delta}$ تعریف می‌شود که ε_0 گذردهی الکتریکی خلأ، ω فرکانس زاویه‌ای و Δ ضخامت لایه گرافن می‌باشد.

۳- نتایج و بحث

در این قسمت رفتار نوری و الکتریکی آشکارساز نوری پلاسمونی مبتنی بر گرافن پیشنهادی، بررسی می‌شود. جهتشبیه سازی پاسخ نوری آن از روش عددیتفاضل محدود در حوزه زمان (FDTD) دو بعدی استفاده شده است.شرایط مرزی در راستای zgx به ترتیب متناوب و لایه کاملاً جاذب (PML) انتخاب شده‌اند. منبع نوری از نوع موج تخت با قطبش TM و تابشبه صورت عمودی با زاویه $\theta = 0^\circ$ در نظر گرفته شده است. جهت دارا بودن بیشترین میزان جذب در محدوده طول موج‌های مخابراتی، پارامترهای ساختار و پارامترهای گرافن بهینه سازی شده‌اند. پارامترهای هندسی بهینه ساختاربه صورت $h = 210\,nm$ ، $b = 30\,nm$ و $\Lambda = 400\,nm$ می‌باشند. پتانسیل شیمیایی بهینه لایه گرافن $\mu_c = 0.3\,eV$ است. ضخامت لایه گرافن $\Delta = 0.34\,nm$ و زمان استراحت حامل به صورت $\tau = 10^{-13}\,s$ تعریف می‌شود.

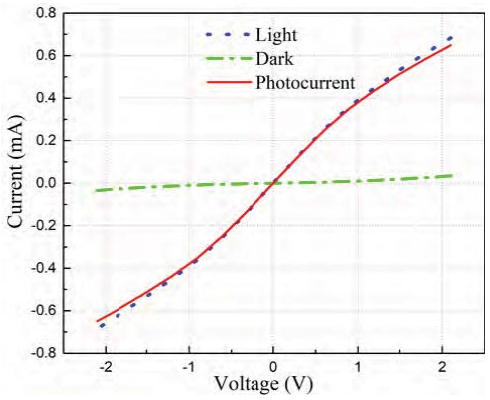


شکل ۲: طیف جذب ساختار به ازای لایه های مختلف گرافن.

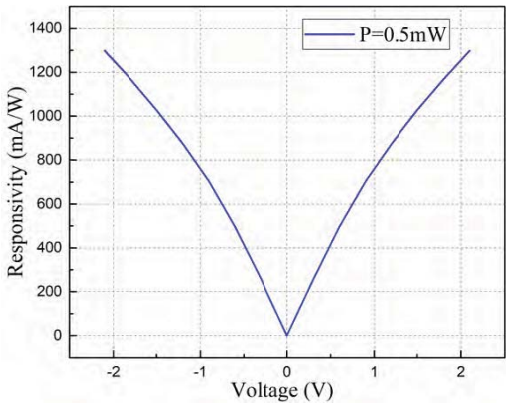
در شکل ۲ اثر لایه‌های مختلف گرافن $(N = 1,2,3,4)$ روی طیف جذب ساختارنشان داده شده است. مطابق شکل به ازای تک لایه و یا دو لایه گرافن، جذب ساختار بیشینه و سپس با افزایش لایه‌ها از دو تا چهار لایه جذب کاهش می‌یابد.در این ساختار، لایه‌های گرافن به وسیله یک لایه سیلیکا با ضخامت ۱ نانومتر از هم جدا شده‌اند که جذب بیشینه در ساختار با اضافه کردن لایه‌های گرافن تا دو لایه ادامه دارد. افزایش بیشتر لایه‌های گرافن باعث کاهش آثار پلاسمونی در فصل مشترک گرافن با نانو توری فلزی شده و در نهایت جذب کاهش می‌یابد. در اینجا، بیشینه جذبساختار حدود ۰/۹۸ در طول موج مخابراتی $1.55\,\mu m$ می‌باشد و تقریباً ۴۵ برابرجذب در لایه گرافن تنهاست.با جذب نوروردی توسط ناحیه فعال آشکارساز، حاملین نوری زوج الکترون-حفره تولید می‌شوند که با اعمال یک میدان الکتریکی خارجی این حامل‌ها به سمت الکترودهای مخالف می‌روند و جریان الکتریکی تولید می‌شود. شکل ۳

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

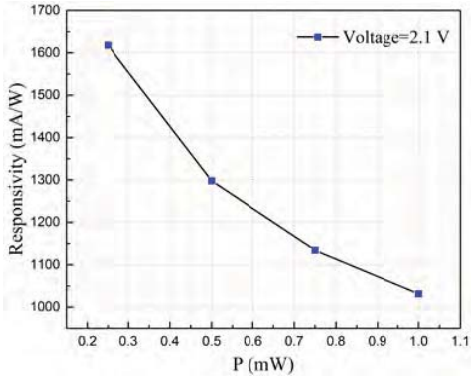
جریان تحت تابش،جریان تاریک و جریان خالص نوری آشکارساز را بر حسب ولتاژدر طول موج $1.55\,\mu m$نشان می‌دهد. جریان خالص نوریبا رابطه $I_{ph} = I_{light} - I_{dark}$به صورت تفریق جریان تحت تابش با جریان تاریک به دست می‌آید. پاسخ‌دهی آشکارساز با در نظر گرفتن Pتوان نور تابشی از مقدار عددی رابطه $R = I_{ph}/P$محاسبه می‌شود.



شکل ۳: جریان تحت تابش، جریان تاریک و جریان خالص نوری آشکارساز بر حسب ولتاژ.



شکل۴: پاسخ دهی نوری آشکارساز بر حسب ولتاژ.



شکل۵: پاسخ دهی نوری آشکارساز بر حسب توان نور تابشی.

با توجه به شکل ۳، بیشینه جریان خالص نوری در بایاس $-2.1V$برابر با مقدار عددی $0.64\,mA$است. شکل ۴ پاسخ دهی آشکارساز را بر حسب ولتاژ نشان می‌دهد. مطابق این شکل به ازای توان نور تابشی $0.5\,mW$در بایاس $-2.1V$ مقدار پاسخ دهی برابر $1300\ mA/W$است. شکل ۵ پاسخ‌دهی آشکارساز را بر حسب توان نور تابشی نشان می‌دهد. مطابق این شکل بیشترین مقدار پاسخ دهی مربوط به توان نور تابشی $0.25\,mW$می‌باشد.

۴- نتیجه گیری

مطابق با نتایج به دست آمده، آشکارساز نوری پلاسمونی مبتنی بر گرافن پیشنهادی دارای جذب حدود ۰/۹۸ با استفاده از تک لایه گرافن در طول موج $1.55\,\mu m$می‌باشد. همچنین این آشکارساز در این طول موج به ازای توان نور تابشی $0.5\,mW$و بایاس $-2.1V$دارای جریان نوری و پاسخ دهی نوری به ترتیب $0.64\,mA$و $1300\ mA/W$ است. همچنین، پاسخ دهی ساختار با افزایش توان منبع کاهش پیدا می‌کند.

مرجع‌ها

[1] M. Long, P. Wang, H. Fang, and W. Hu, "Progress, challenges, and opportunities for 2D material based photodetectors," Advanced Functional Materials **29**, 1803807, 2019.

[2] B. Zhao, J. Zhao, and Z. Zhang, "Resonance enhanced absorption in a graphene monolayer using deep metal gratings," JOSA B **32**, 1176-1185, 2015.

[3] M. S. Zare, N. Nozhat, and R. Rashiditabar, "Tunable graphene based plasmonic absorber with grooved metal film in near infrared region," Optics Communications **398**, 56-61, 2017.

[4] F. Luo, M. Zhu, Y. Tan, H. Sun, W. Luo, G. Peng, Z. Zhu, X.-A. Zhang, and S. Qin, "High responsivity graphene photodetectors from visible to near-infrared by photogating effect," AIP Advances **8**, 115106, 2018.

[5] J. Li, Y. Yin, J. Guo, C. Liu, and D. Dai, "Hybrid ultrathin-silicon/graphene waveguide

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

photodetector with a loop mirror reflector," Optics Express **28**, 10725-10736 , 2020.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۱۸۵۵-۱۰-A

بهبود عددی فیلتر نانوساختارپلاسمونی در محدوده طول موج مرئی و مادون قرمز

امین دلفانی، علی میر*، علی فرمانی، عبدالصمد حمیدی

گروه الکترونیک، دانشکده فنی و مهندسی دانشگاه لرستان، خرم آباد، ایران

چکیده - در این مقالهبا استفاده از روش حل عددی تفاضل محدود در حوزه زمان، یک فیلتر پلاسمونی فلز-دی‌الکتریک-فلز دندان-شکل با ساختار نامتقارن پیشنهاد شده است. برای دستیابی به تشدید تنظیم پذیر، از تغییر ویژگی هندسی ساختار استفاده شده است. با درنظر گرفتن تک دندانه بودن ساختار امکان تشدید دو مد m=0, m=1 فراهم شده است. نتایج عددی نشان می‌دهد با درنظرگرفتن ابعاد مطلوب، امکان دستیابی به مد اول با ضریب کیفیت بالا و تیز برقرار خواهد شد. انتظار می رود ساختار پیشنهادی با درنظرگرفتن تعداد دندانه‌های بیشتربرای کاربردهای عملی در محدوده طول موج‌های مخابراتی مورد توجه محققان قرار گیرد.

کلید واژه- فیلتر پلاسمونی؛ نانوساختار

Numerical Improvement in a Nanostructure Plasmonics Filter at Visible and Infrared Wavelengths

Amin Delfani, Ali Mir*, Ali Farmani, Abdolsmad Hamidi

Department of Electrical Engineering, Lorestan University, Khorramabad, Iran

Abstract-In this paper, a metal-dielectric-metal-tooth-shaped plasmonic filter with an asymmetric structure is proposed using the finite difference time domain (FDTD) method. To achieve adjustable resonance, a change in the geometric properties of the structure has been used. Considering the single-toothed structure, it is possible to intensify the two modes m = 0, m = 1. Numerical results show that, considering the desired dimensions, it will be possible to achieve the first mode with a high-quality factor sharp coefficient. The proposed structure is expected to be considered by researchers considering the number of more teeth for practical applications in the range of telecommunication wavelengths.

Keywords: Plasmonics Filter; Nano structure

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

با توجه به علاقه زیاد به "پلاسمونی"، از ساختارهای نانو فلزی برای کاربردهای نوری استفاده شده است. تشدید نوری، معروف به تشدید پلاسمون سطحی (SPR) ، برای محققان بسیار جالب است زیرا این پدیده نوری منحصر به فرد تعامل قوی با نور در یک حجم کم از فضا را نشان می دهد[۱]. پلاریتون پلاسمون سطحی (SPP) برانگیختگی الکترومغناطیسی هستند که در رابط بین فلزات و مواد دی الکتریک پخش می شوند.[۲]. پلاسمونیک به طور معمول در طول موجهای مرئی و IR در فلز عمل می کنند، اما در فرکانس های پایین تر، به سمت مادون قرمز دور یا منطقه تراهرتز، طیف، به علت نفوذپذیری از آنجایی که فلز رسانا است، از بین می رود.[۴-۳]. در کل برای ایجاد ادوات پلاسمونی از دو حالت فلز-دی الکتریک–فلزMIMیا دی الکتریک–فلزدی الکتریکIMI استفاده می شود که در پژوهش های قبل‌تر محققان از فلزات طلا و نقره استفاده می‌کردند [۵-۱۰]. یکی از معمول ترین سازه های مورد استفاده در طراحی فیلترها، رزوناتور دایره ای نانو دیسک (CNR) است. فرکانس تشدید قابل تنظیم با تغییر شعاع آنها بدست می‌آید. فیلترهای رنگ پلاسمونی PCF با استفاده از یک لایه نوری بدون ساختار ضخیم نوری، اخیراً به دلیل قابلیت اطمینان، سهولت در ساخت و قابلیت تنظیم رنگ بالا، توجه زیادی را به عنوان جایگزینی برای فناوری‌های رنگی به وجود آورده‌اند. بااین حال، راندمان انتقال نسبتاً پایین آنها (۳۰٪) برای کاربردهای عملی باید به میزان قابل توجهی بهبود یابد. یکی دیگر از انواع بسیار زیاد فیلتر بر اساس خاصیت پلاسمونی، فراماد کایرال (MM) هستند. در همه این ادوات ارزشمند مدل‌سازی فیلتر با ابعاد زیر طول موج و با قابلیت تنظیم‌پذیری همچنان مورد توجه گروه های تحقیقاتی است.

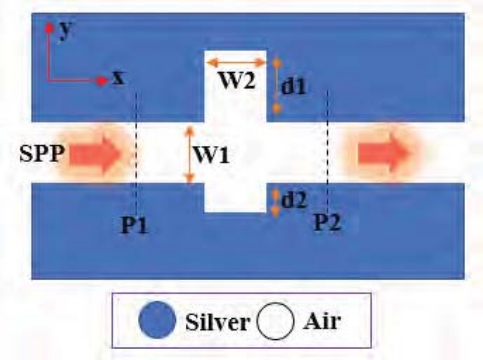
پیش از این کارهای ارزشمندی در حوزه این نوع فیلتر انجام شد. اما در این مقاله ابعاد ساختار جهت رسیدن به بهینه ترین پاسخ در نرم افزار لومریکال مورد ارزیابی قرار گرفت و بهترین نتایج و ابعاد بدست آمد.

بنابراین در این مقاله یک فیلتر دندان شکل مبتنی بر نقره با ابعاد زیر طول موج و با روش حل عددی تفاضل محدود در حوزه زمان پیشنهاد شده است.

ساختار پیشنهادی

شکل (۱) ساختار پیشنهادی مبتنی بر فلز-دی الکتریک-فلز را نشان می‌دهد. تحلیل ساختار به روش حل عددی دو بعدی و تفاضل محدود در حوزه زمان است. در ساختار مقادیر پارامترهای هندسی عبارتند از:w1=w2= 100 nm و d1=250 nm, d2=100 nm.

ضرایب دی‌الکتریک لایه‌ها، وابسته به فرکانس و از بسته نرم‌افزار لومریکال استخراج و از منبع نوری موج تخت در محدوده ۴۰۰-۲۰۰۰nm استفاده شده و برای محاسبه انتقال نور، شرایط مرزی PML لحاظ شده است.



شکل ۱-ساختار پیشنهادی فیلتر پلاسمونی

برای نشان دادن تلفات نقره، تابع دی‌الکتریک نقره با استفاده از تقریب مدل درود طبق رابطه زیر تعریف می-شود:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

Error! Bookmark not defined.

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon(\infty) - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\gamma)}$$

در این معادله، ε(∞) تابع دی‌الکتریک در فرکانس‌های بالا، ω_pفرکانس پلاسما، ω فرکانس زاویه‌ایی و γمقدار میرایی تعریف می‌شوند. برای محاسبه توان انتقالی از رابطه T=P2/P1استفاده شده که در آن P1، توان در درگاه ورودی و P2 توان در درگاه خروجی است. وقتی منبع نور تخت به ساختار اعمال می‌شود، پلاسمون سطحی در مرز هوا-نقره منتشر می‌شود. در این شرایط نور دچار تلفات شدید خواهدشد و نور انتقالی به صفر می‌رسد. طول موج تشدید از رابطه زیر محاسبه می‌شود [۱۱]:

$$\lambda_m(\omega) = \frac{4n_{eff}d}{(2m+1) - \frac{\theta}{\pi}} \quad (۲)$$

در این رابطه ضریب شکست با استفاده مد سولوشن در نرم افزار لومریکال محاسبه شده است و برای هر دو مد محاسبه شده است. λ_m طول موج نور انتقالی می باشد. θ میزان جابجایی فاز را نشان می دهد.

برخلاف مقاله [۱۱]، در اینجا محدوده هوا بصورت عددی مدل شده است.

$$n_{air}(\lambda, T_0, p_0) = n_0 + \frac{A_1\lambda^2}{B_1\lambda^2 - 1} + \frac{A_2\lambda^2}{B_2\lambda^2 - 1} \quad (۳)$$

در این رابطه پارامترها عبارتند از: α = 3.4785 × 103 K1, n0=1.000064328, T0=15 C, p0=101.3 kP, A1 = 2.94981 × 102 µm2, A2 = 2.554 × 104 µm2, B1 = .146 µm2, B2 = 41 µm2

همانطور که پیش از این اشاره گردید ساختار پیشین [۱۱] بدون درنظر گرفتن روش بهینه سازی ابعاد اولیه درنظر گرفته شده بود. اما در این مقاله با درنظر گرفتن روش بهینه سازی الگوریتم ازدحام ذرات بهترین ابعاد مورد ارزیابی قرار گرفتند.

روش پیشنهادی الگوریتم ازدحام ذرات در نرم افزار لومریکال براساس کد زیر عمل می کند:

```
function Initialize ;
x_{i,d}(it +1) (thickness) ←x_{i,d}(thickness);
for each layer i in S do;
for each dimension d in D do;
//initialize all layer'thickness;
xi,d=Rnd(xmin, xmax);
end for;
//initialize layer best thickness;
pb_i= x_i;
//update global best thickness;
if f(pb_i) <f(gb) then
gb ←pb_i ;
 end if;
 end for;
else
  return Initialize;
end
```

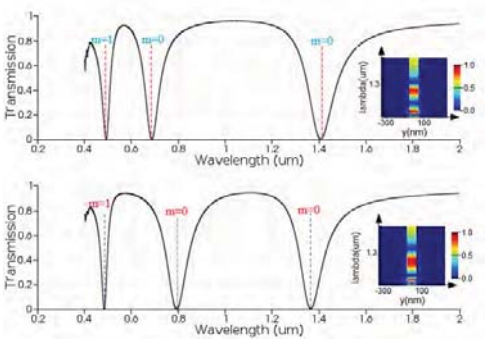
همانطور که در شبه کد بالا مشاهده می شود، با تخمین یک ارتفاع اولیه و با تکرار نتایج بهترین ضخامت و ارتفاع برای ساختار پیشنهادی محاسبه می گردد.

البته نتایج نشان می دهد که گرچه اختلاف بسیار کمی نتایج با یکدیگر دارند اما میزان شیفت نمودار انتقالی افزایش چشمگیری خواهد داشت.

همان طور که در شکل ۲ مشاهده می شود، برایm=1 تشدید انتقال در طول موجnm ۵۰۰ رخ داده است و برایm=0 تشدید درnm ۷۰۰ و nm ۱۴۱۰ رخ داده است. برای تنظیم ساختار مقدار d1=240 nm شد. در این حالت با این تغییر کوچک برای حالت m=1 تقریبا تغییری مشاهده نشد اما برایm=0 تشدید انتقال درnm ۸۰۰ و

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

nm ۱۳۸۰ رخ داده‌اند. از این مزیت برای طراحی فیلتر جهت طول موج مدنظر می توان استفاده کرد.



شکل ۲-محاسبه پروفایل میدان و نمودار انتقالی ساختار (الف) d1=250 nm (ب) d1=240 nm

با درنظر گرفتن روش بهینه سازی، فیلتر طول موج های پایین تر فراهم شده است. از طرفی برخلاف کارهای پیشین حداقل ارتفاع ۲۴۰ نانومتر و حداکثر آن ۲۵۰ نانومتر بدست آمده است. در حالی که در کارهای پیشین ابعاد ۳۲۵ نانومتر بعنوان بهترین ارتفاع تعریف شده بود.

نتیجه‌گیری

بصورت خلاصه، یک فیلتر دندان-شکل در محدوده طول موج فروسرخ نزدیک پیشنهاد شد. ساختار پیشنهادی دارای ابعاد زیر طول موج است و باتوجه به ساختار فلز-دی‌الکتریک-فلز ساختار می‌توان با کنترل ویژگی های هندسی ساختار طول موج تشدید را کنترل کرد. با در نظر گرفتن عدم تقارن در دندانه بالا و پایین امکان دستیابی به مد اول با ضریب کیفیت بالا فراهم شده است. نتایج بدست آمده نشان می دهد از ساختار پیشنهادی می‌توان برای فیلترهای پلاسمونی مجتمع استفاده کرد.

مرجع‌ها

[1] Do YS, Park JH, Hwang BY, Lee SM, Ju BK, Choi KC. Plasmonic color filter and its fabrication for large-area applications. Advanced Optical Materials. 2013 Feb;1(2):133-8.

[2] 2. Khani S, Danaie M, Rezaei P. Design of a single-mode plasmonic bandpass filter using a hexagonal resonator coupled to graded-stub waveguides. Plasmonics. 2019 Feb 15;14(1):53-62.

[3] Tao J, Hu B, He XY, Wang QJ. Tunable subwavelength terahertz plasmonic stub waveguide filters. IEEE transactions on nanotechnology. 2013 Oct 9;12(6):1191-7.

[4] McCrindle IJ, Grant J, Drysdale TD, Cumming DR. Hybridization of optical plasmonics with terahertz metamaterials to create multi-spectral filters. Optics express. 2013 Aug 12;21(16):19142-52

[5] Golfazani, A. Jeddi, et al. "Analytical and Numerical Models of a Highly Sensitive MDM Plasmonic Nano-structure in Near-infrared Range." Plasmonics (2020): 1-6.

[6] Khosravian, Elham, Hamid Reza Mashayekhi, and Ali Farmani. "Tunable plasmonics photodetector in near-infrared wavelengths using graphene chemical doping method." AEU-International Journal of Electronics and Communications 127 (2020): 153472.

[7] Farmani, Homa, and Ali Farmani. "Graphene sensing nanostructure for exact graphene layers identification at terahertz frequency." Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures 124 (2020): 114375.

[8] Moradian, Fatemeh, et al. "A multimode graphene plasmonic perfect absorber at terahertz frequencies." Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures (2020): 114159.

[9] Moradiani, Fatemeh, et al. "Systematic engineering of a nanostructure plasmonic sensing platform for ultrasensitive biomaterial detection." Optics Communications (2020): 126178.

[10] Amoosoltani, Narjes, et al. "A plasmonic nano-biosensor based on two consecutive disk resonators and unidirectional reflectionless propagation effect." IEEE Sensors Journal (2020).

[11] Wang, Hongqing, et al. "The transmission characteristics of asymmetrical multi-teeth-shaped plasmonic waveguide structure." IEEE Photonics Technology Letters 28.21 (2016): 2467-2470.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۴۵-۱۰-A

پیدا کردن رابطه پاشندگی پولاریتون پلاسمون سطحی در سطح مشترک بین یک محیط پلاسمونی و یک محیط دوشکستی

سعیده گلزاری ضمیر، علیرضا عبدی کیان

گروه فیزیک و فوتونیک دانشگاه ملایر، ملایر (abdykian@gmail.com)

چکیده – در این مقاله، شرط تحریک پلاسمون سطحی و نیز رابطه پاشندگی پولاریتون پلاسمون سطحی در سطح مشترک بین یک محیط پلاسمونی همسانگرد و یک محیط دوشکستی در مُد میدان مغناطیسی عرضی(TM)مَد نظر قرار می‌گیرد. برای سادگی کار فرض می‌شود که یکی از محورهای اپتیکی اصلی محیط دوشکستی در سطح مشترک واقع باشد و محورهای دیگر به اندازه زاویه دلخواه θ حول این محور چرخیده باشند. برای به دست آوردن روابط از معادلات ماکسول استفاده می‌گردد. معلوم می‌شود که شرط برانگیزش پلاسمون سطحی و رابطه پاشندگی هر دو به زاویه θبستگی دارند و رابطه پاشندگی دارای تابعیت خطی نسبت به فرکانس و عدد موج است. شیب رابطه پاشندگی به خواص اپتیکی و نیز جهت‌گیری محورهای نوری وابسته می‌باشد. نحوه تغییرات فرکانس پلاسمونی بر حسب θ به منفی یا مثبت بودن علامت اختلاف ثوابت دی الکتریک محورهای چرخیده بستگی دارد.

کلید واژه- پولاریتون پلاسمون سطحی (SPP)، رابطه پاشندگی، شرط تشکیل پلاسمون سطحی، محیط دوشکستی.

Finding the Dispersion Relation of Surface Plasmon Polariton in the Interface between a Plasmonic and a BirefringentMedium

SaeidehGolzari Zamir, Alireza Abdikian

Physics and Photonics Department of Malayer University, Malayer (abdykian@gmail.com)

Abstract- In this paper the condition for surface plasmon excitation and also surface plasmon polariton dispersion relation between an isotropic plasmonic medium and a birefringent medium in TM is considered. For simplicity, it is supposed that one of optical axes is laid on the interface and the other two axes are rotated about it by an arbitrary angle θ. Maxwell's equations are used to derive the relations. It is found that condition for the formation of surface plasmon and the dispersion relation are functions of θ and the dispersion relation has a linear functionality with respect to the frequency and the wavenumber.The slope of dispersion relation is dependenton the optical properties and also orientation of the principal axes. The trend of change of plasmon frequency as a function of θ is related to the positive or negative sign of dielectric constant difference of rotated principal axes.

Keywords: Surface Plasmon Polariton (SPP), Dispersion relation, Condition of surface plasmon formation, Birefringent medium.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

امواج سطحی در الکترومغناطیس به امواجی گفته می‌شود که در سطح مشترک بین دو محیط محدود هستند و در آنجا برانگیخته و منتشر می‌شوند. از امواج الکترومغناطیسی سطحی می‌توان به پولاریتون پلاسمون سطحی (SPP)، موج سطحی دیاکانوف و موج سطحی در بلورهای فوتونی اشاره کرد [۱].امواجی سطحی و مخصوصاً SPP ها کاربردهای زیادی در توسعه علوم و فناوری دارند. استفاده عملی از SPP در ساخت حسگرها و نیز انجام آزمایش‌های اپتیک غیرخطی و همچنین توسعه فنّاوری اطلاعات نوری و حافظه های اپتیکی کاملاً شناخته شده و مرسوممی باشد [۳-۱].

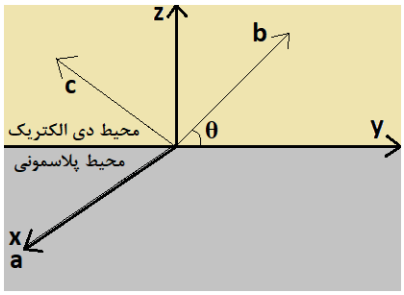
کارهای نظری که در مراجع برای فرمول بندیSPPگزارش شده است اکثراً به سطح مشترک تخت بین یک محیط پلاسمونی و یک دی الکتریک که هر دو همگن و همسانگرد هستند اختصاص دارد [۴]. نویسندگان مرجع [۵] رابطه پاشندگی پلاسمونی را برای حالتی که محیط پلاسمونی به صورت غیرهمگن باشد به دست آوردند و نشان دادند که در بعضی حالت ها یک عدد موج قطع ظاهر می‌گردد. کارهای معدودی هم در مراجع به چشم می‌خورد که محیط پلاسمونی را همگن و همسانگرد فرض کرده‌اند ولی برای محیط دی‌الکتریک خاصیت ناهمسانگردی قائل شده‌اند [۲و۳]. در مقاله حاضر به بررسی شرط تحریک پلاسمون سطحی و نیز یافتن معادله پاشندگی SPP در سطح مشترک یک محیط همسانگرد پلاسمونی و یک محیط دو شکستی که یکی از محورهای اپتیکی اصلی آندر سطح مشترک واقع باشد پرداخته می‌شود. کارهای مرتبط و جدید خوبی در این خصوص در مراجع به چشم می‌خورد ولی در هیچ یک از آنها شرط برانگیزش پلاسمون سطحی و جزئیات دقیق رابطه پاشندگی به طور کامل و صریح ذکر نشده است [۲و۳]. در این مقاله، همه این موارد با یک روش ساده مورد بررسی قرار می‌گیرد.

یافتن رابطه پاشندگی پلاسمونی

یک محیط پلاسمونی با ثابت دی‌الکتریک همسانگرد ε_p و یک محیط دی‌الکتریک ناهمسانگرد دو شکستی با تانسور دی‌الکتریک نسبی ε_d لحاظ می‌شود. شکل این تانسور در مختصات اصلی به صورت زیر است:

$$\varepsilon_d = \begin{bmatrix} \varepsilon_a & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_b & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_c \end{bmatrix} \qquad (۱)$$

این دو محیط با یک سطح مشترک تخت واقع در صفحه xy به هم متصل شده اند. محورهای اصلی محیط دوشکستی را به این صورت فرض می‌کنیم که محور اپتیکی اصلی a در راستای محور x آزمایشگاه باشد ولی محورهایb و c به اندازه زاویه دلخواه θحول محور x چرخیده باشند. با این فرض، محور a در سطح مشترک قرار می‌گیرد و محورهایb و c نیز طبق شکل زیر جهت گیری خواهند داشت:



شکل ۱: پیکربندی مسئله که شامل محیط پلاسمونی($z<0$) و محیط دی‌الکتریک دو شکستی ($z>0$) است. محورهای اصلی با a، b و c و محورهای آزمایشگاهی نیز با x، y و z مشخص شده‌اند.

با استفاده از ماتریس چرخش حول محول x به اندازه θ و استفاده از فرمول تبدیل تشابه معلوم می شود که شکل تانسور دی‌الکتریک محیط دو شکستی نسبت به مختصات آزمایشگاه به صورت زیر است:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$$\varepsilon_{d,Lab}(\theta)= \begin{bmatrix} \varepsilon_a & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_b\cos^2\theta+\varepsilon_c\sin^2\theta & (\varepsilon_b-\varepsilon_c)\sin\theta\cos\theta \\ 0 & (\varepsilon_b-\varepsilon_c)\sin\theta\cos\theta & \varepsilon_b\sin^2\theta+\varepsilon_c\cos^2\theta \end{bmatrix} \quad (۲)$$

برای یافتن شرط برانگیزش پلاسمون سطحی باید از معادلات ماکسول استفاده کرد. عدد موج امواج سطحی را باید به گونه‌ای انتخاب کرد که با دور شدن از سطح مشترک از خود رفتار نمایی نزولی نشان دهند. برای قطبشTM(که می‌تواند پلاسمون سطحی را تحریک کند) میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی محیط دی‌الکتریک را می‌توان به شکل زیر لحاظ کرد:

$$\begin{cases} E_d(x,y,z)=(0,E_y,E_z)e^{i(k_{y}y+k_{z,r}z)}e^{-k_{z,i}z} \\ H_d(x,y,z)=(H_x,0,0)e^{i(k_{y}y+k_{z,r}z)}e^{-k_{z,i}z} \end{cases} \quad z>0 \quad (۳)$$

که در آن $k_{z,i}$یک عدد مثبت است. میدان‌های محیط پلاسمونی نیز باید به شکل زیر باشند:

$$\begin{cases} E_p(x,y,z)=(0,E_y,\dfrac{\varepsilon_{zy}E_y+\varepsilon_{zz}E_z}{\varepsilon_p})e^{ik_y y}e^{K_z z} \\ H_p(x,y,z)=(H_x,0,0)e^{ik_y y}e^{K_z z} \end{cases} \quad z<0 \quad (۴)$$

که در آن K_z نیز عددی مثبت است. ε_{yz} و ε_{zz} نیز مؤلفه‌های تانسور دی‌الکتریک در رابطه (۲) هستند. با اعمال معادله اول ماکسول (قانون آمپر) به میدان‌های (۳) و (۴) شرایط حاکم بر مؤلفه‌های بردار انتشار به دست آیند:

$$\begin{aligned} &(k_{z,r}+ik_{z,i})H_x=-\omega\varepsilon_0(\varepsilon_{yy}E_y+\varepsilon_{yz}E_z) \\ &-iK_zH_x=-\omega\varepsilon_0\varepsilon_pE_y \end{aligned} \quad (۵)$$

شرط تطبیق فازی (۷) را می‌توان با استفاده از رابطه (۹) به شکل ساده‌تر زیر نوشت:

قانون گاوس نیز ارتباط زیر را بین E_y و E_z به دست می‌دهد:

$$E_z=-\frac{k_y\varepsilon_{yy}+(k_{z,r}+ik_{z,i})\varepsilon_{yz}}{k_y\varepsilon_{zy}+(k_{z,r}+ik_{z,i})\varepsilon_{zz}}E_y \quad (۶)$$

اگر رابطه (۶) در اولین معادله رابطه (۵) لحاظ شود و طرفین دو معادله (۵) بر هم تقسیم شوند معادله زیر حاصل می‌شود:

$$-\frac{(k_{z,r}+ik_{z,i})}{iK_z}= \frac{1}{\varepsilon_p}\left(\varepsilon_{yy}-\varepsilon_{yz}\frac{k_y\varepsilon_{yy}+(k_{z,r}+ik_{z,i})\varepsilon_{yz}}{k_y\varepsilon_{zy}+(k_{z,r}+ik_{z,i})\varepsilon_{zz}}\right) \quad (۷)$$

برای یافتن معادله پاشندگی باید به سراغ معادله موج رفت. اعمال معادله موج به میدان‌های محیط پلاسمونی مفروض در رابطه (۴) به معادله پاشندگی زیر می‌انجامد:

$$\omega=c\sqrt{\frac{k_y^2-K_z^2}{\varepsilon_p}} \quad (۸)$$

اعمال معادله موج به محیط دو شکستی نیز این موضوع را فاش می‌کند که برای داشتن فرکانس‌های حقیقی باید $k_{z,r}$غیر صفر و به شکل زیر باشد:

$$k_{z,r}=-\frac{k_y(\varepsilon_b-\varepsilon_c)\sin 2\theta}{\varepsilon_b+\varepsilon_c+(\varepsilon_c-\varepsilon_b)\cos 2\theta} \quad (۹)$$

رابطه پاشندگی محیط دوشکستی نیز به صورت زیر است:

$$\omega=c\sqrt{\frac{4k_y^2\varepsilon_b\varepsilon_c-k_{z,i}^2\left[(\varepsilon_b+\varepsilon_c)^2+(\varepsilon_b-\varepsilon_c)\cos2\theta\left(-2(\varepsilon_b+\varepsilon_c)+(\varepsilon_b-\varepsilon_c)\cos2\theta\right)\right]}{2\varepsilon_b\varepsilon_c\left[(\varepsilon_b+\varepsilon_c)-(\varepsilon_b-\varepsilon_c)\cos2\theta\right]}} \quad (۱۰)$$

$$\frac{k_{z,i}}{K_z}=-\frac{\varepsilon_b}{\varepsilon_p}\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_b\sin^2\theta+\varepsilon_c\cos^2\theta} \quad (۱۱)$$

این رابطه همان شرط برانگیزش پلاسمون سطحی است

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

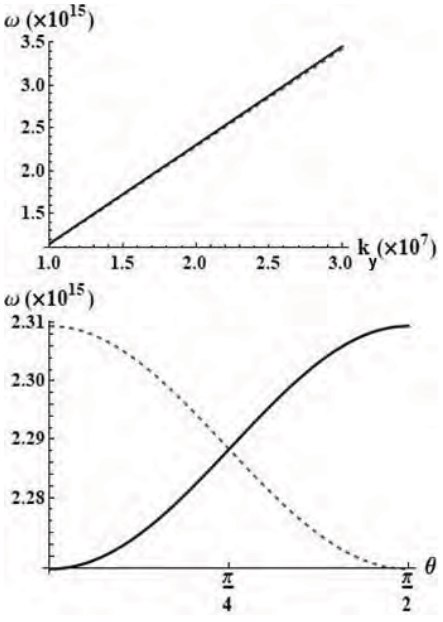
که برای حالت خاص $\varepsilon_b=\varepsilon_c$ به رابطه آشنا در محیط‌های همگن تبدیل می شود [۴].حال اگرK_z از رابطه (۸) به دست آید و $k_{z,i}$ هم از رابطه (۱۰) استخراج شود و بر هم تقسیم گردند و در نهایت هم از رابطه (۱۱) استفاده شود آنگاه رابطه پاشندگی نهایی به صورت زیر پیدا می‌شود:

$$\omega = ck_y\sqrt{\frac{2(\varepsilon_b\varepsilon_c-\varepsilon_p^2)}{\varepsilon_p\left(2\varepsilon_b\varepsilon_c-\varepsilon_p(\varepsilon_b+\varepsilon_c)+\varepsilon_p(\varepsilon_b-\varepsilon_c)\cos 2\theta\right)}} \quad (۱۲)$$

این معادلهٔ یک خط راست با شیب وابسته به θ می‌باشد.

محاسبات و بحث نتایج

یک ماده دو شکستی دلخواه با ε_a=1.4، ε_b=1.5 و ε_c=1.6لحاظ می‌شود. محیط پلاسمونی نیزباε_p=-2 انتخاب می‌گردد. رابطه پاشندگی (۱۲)برای زاویه دلخواه $\theta=\pi/3$به صورت نمودار بالا در شکل ۲ خواهد بود. وابستگی ω به θ برای عدد موج دلخواه $k_y=2\times10^7$ نیز در نمودار پایین شکل ۲ نشان داده شده است:



شکل ۲: فرکانس SPP بر حسب عدد موجk_y (نمودار بالا) و زاویهθ (شکل پایین). نمودارهای نقطه چین برای حالتی هستند که مقدار ε_b و ε_c با هم جابجا شوند.

از این نمودارها به خوبی مشخص است که با تغییر زاویه محور اپتیکی می‌توان فرکانس پلاسمونی را در یک عدد موج ثابت تغییر داد. چنین چیزی در محیط‌های همسانگرد وجود ندارد. جالب اینجاست که با تعویض مقادیر ε_b و ε_c روند تغییرات فرکانس بر حسب زاویه وارون می‌شود و از رفتار صعودی به یک رفتار نزولی تغییر پیدا می‌کند.

نتیجه گیری

در این مقاله، شرط برانگیزش پلاسمونی و معادله پاشندگی برای محیط پلاسمونی همسانگرد و محیط دو شکستی که یکی از محورهای اصلی آن در سطح است به دست آمد. روابط نشان می‌دهند که عدد موج محیط دی‌الکتریک در راستای z باید دارای یک جزء حقیقی غیر صفر باشد (یعنی $k_{z,r}$) زیرا در غیر این صورت فرکانس های مختلط ظاهر می‌شوند. روند تغییرات ωبر حسب θبه علامت ε_c-ε_bبستگی دارد. اگر این کمیت مثبت باشد ωبر حسب θصعودی است و اگر منفی باشد نیز نزولی خواهد بود.

سپاسگزاری

از دانشگاه ملایر به خاطر حمایت از این کار تشکر می‌شود.

مرجع‌ها

[1] A. John, Jr. Polo, A. Lakhtakia, **"**Surface electromagnetic waves**"**, Laser & Photonics Reviews, 2, 5-20, 2009.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

[2] H. Zhou, X. Zhang, D. Kong, Y. Wang, and Y. Song, "Complete dispersion relations of surface plasmon polaritons at a metal and birefringent dielectric interface", Applied Physics Express 8, 062003, 2015.

[3] R. Li, C. Cheng, F. F. Ren, J. Chen, Y. X. Fan, J. Ding, and H. T. Wang, "Hybridized surface plasmon polaritons at an interface between a metal and a uniaxial crystal", Applied Physics Letters. 92, 141115, 2008.

[۴] ناصر پیغمبریان، استفان کوچ، آندره میزیروویچ، *مقدمه ای بر نورشناخت نیمرسانا*، ترجمه: حمیدرضا مهاجری مقدم و حبیب تجلی، به نشر (انتشارات آستان قدس رضوی)، فصل ۳، (۱۳۹۱).

[۵] سعیده گلزاری ضمیر، علیرضا عبدی کیان، "رابطه پاشندگی پلاسمون برای محیط پلاسمونی با تابع دی الکتریک متغیر"،همایش نانوفتونیک ایران، دانشگاه سیستان و بلوچستان، ۷۶-۷۸، آبان ۱۳۹۹.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021), and the 13th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021).University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021

کد مقاله : ۱-۵۴۵-۱۰-A

نانوسوئیچ پلاسمونیک مبتنی‌بر GST با روش مدار معادل در ناحیه فروسرخ نزدیک

طاهره پناهی، نجمه نزهت

دانشکده مهندسی برق، دانشگاه صنعتی شیراز

T.panahi@sutech.ac.ir, nozhat@sutech.ac.ir

چکیده- در این مقاله، یک نانوسوئیچ پلاسمونیک متشکل از یک نانودیسک نقره که بر روی یک لایه GST قرار گرفته،در ناحیه فروسرخ نزدیک طراحی و شبیه‌سازی شده است. ماده تغییر فاز GSTبا تغییر دما، ساختار را تنظیم‌پذیر می‌کند. به‌دلیل تغییر قابل‌توجه در پیوند GST،هنگامی که از حالت آمورف به حالت کریستالی تغییر می‌کند، ضریب شکست آن به میزان قابل توجهی افزایش می‌یابد. تغییر در طیف جذب بین حالت‌های آمورف و کریستالی، منجر به قابلیت سوئیچینگ با نسبت خاموشی 10.3 dB در طول‌موج 1564 nm می‌شود. به منظور بهینه‌سازی عملکرد ساختار، تاثیر ضخامت GST، اندازه شعاع نانودیسک و زاویه تابش بررسی می‌شود. همچنین، روش تحلیلی مدار معادل برای تایید نتایج شبیه‌سازی استخراج شده است. نتایج به‌دست آمده در این پژوهش، قابلیت بالای استفاده از مواد تغییر فاز به‌ویژه GST، به عنوان یک ماده مناسب برای استفاده در ادوات مختلف فوتونی قابل تغییر با انرژی کارآمد، از جمله جاذب‌ها، حافظه‌های چند سطحی و ادوات رنگی در فرکانس‌های نوری را نشان می‌دهد.

کلید واژه-پلاسمون سطحی، روش مدار معادل، سوئیچ پلاسمونیک، ماده تغییر فاز GST.

GST-based Plasmonic Nano-switch with Equivalent Circuit Model in Near-infrared Region

TaherehPanahi, NajmehNozhat

Department of Electrical Engineering, Shiraz University of Technology

T.panahi@sutech.ac.ir, nozhat@sutech.ac.ir

Abstract-In this paper, a plasmonic nano-switch that is composed of a silver nanodisk located on the GST layer is designed and simulated in the near-infrared region. The GST phase change material adjusts the structure by changing the temperature. Due to the significant change in the GST bond, when it varies from amorphous state to crystalline one, its refractive index increases remarkably. A change in the absorption spectrum between amorphous and crystalline states leads to switching capability with the extinction ratio of10.3 dB at the wavelength of 1564 nm. In order to optimize the structure performance, the effects of GST thickness,nanodisk radius size and incident angle are investigated. Also, the equivalent circuit method is derived to confirm the simulation results. The obtained results demonstrate the high capability of using phase change materials specially GST, as a suitable material for use in various energy-efficient switchable photonic devices such as absorbers, multi-level memories and color devices at optical frequencies.

Keywords: Equivalent Circuit Model, Phase Change Material GST, Plasmonic Switch, Surface Plasmon.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)
The 12th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)
University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021.

1.Introduction

Plasmonics is a special part of fascinating field of nanophotonics and it is related to the interaction of electromagnetic waves and oscillations of free electrons of metal nano-structures [1]. When the interface of metallic structure is large enough, surface plasmons (SPs) can propagate, which are called propagating surface plasmons (PSPs), otherwise they oscillate at their own place as localized surface plasmons (LSPs) [2].

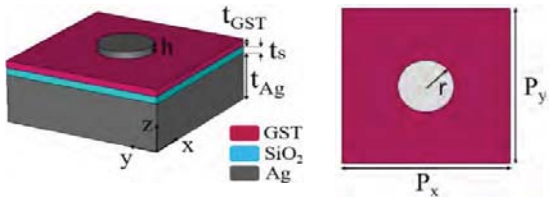
In recent years, research in plasmonics has attracted great attention due to easy access to fabrication methods especially for implementation of nanostructures [1]. A lot of plasmonic structures have been proposed and investigated due to their potential applications in switching [3], nanosensing [2], optical modulation [4], etc.

The most common techniques for SP excitation are utilizing charged particles or highly focused beams and various optical techniques for phase-matching such as prism and grating couplings. The excited wavelengths of PSPs and LSPs are very sensitive to the geometrical parameters of plasmonic nanostructures [1]. For excitation of SPs, it is necessary to use high efficiency materials. Gold and silver are the most common metals for effective excitation. Combination of noble metals with some new materials can increase the excitation of SPs. Utilizing phase change materials (PCMs) such as chalcogenide, vanadium oxide, and liquid crystalprovide a possibility for new plasmonic devices in a wide range of optical frequencies. After structural transition, PCMs exhibit a large change in their dielectric constant. Thus, PCMs can make photonic structures adjustable [5]. GST (germanium-antimony-tellurium or $Ge_2Sb_2Te_5$) is another PCM that has amorphous and crystalline states. The GST film is initially in amorphous state. When it is annealed above 160 °C, it turns into crystalline state [6]. Based on this unique features, GST can be used in various switchable photonic devices such as absorbers [7], chiral metamaterials [8], and color devices [9].

In this paper, a plasmonic nano-switch based on adjustable material of GST with more than 95% absorption efficiency is proposed in the near-infrared region. The effects of geometrical parameters on the absorption and switching performances are investigated. Also, the analytical method of equivalent circuit model is studied to verify the simulated results of the proposed plasmonic nano-switch.

2. Structure Geometry and Simulation Method

The three dimensional (3D) schematic view of the proposed nano-switch is shown in Fig. 1. It consists of three layers over the metallic substrate. The GST layer is separated from the substrate by the SiO_2 layer. A silver (Ag) nanodisk with thickness of h=30 nm and radius of r=200 nm is placed on the GST layer. The dielectric constant of GST is chosen according to Ref. [3] and the experimental data of Refs. [10] and [11] are used for the Ag substrate and SiO_2 layer, respectively. The other parameters of the structure are given as follows: t_{Ag}=200 nm, t_s=10 nm, t_{GST}=10 nm, P_x= P_y= 600 nm.



(a) (b)

Fig. 1: Schematic view of a unit cell of the proposed GST-based plasmonic nano-switch. (a) 3D view and (b) top view.

To simulate the proposed structure, the CST Microwave Studio software based on the finite element method (FEM) with tetrahedral mesh has been used. A x-polarized plane wave stimulates the structure along the z-axis. The open boundary condition along the z direction and periodic boundary condition (PBC) along x and y directions have been used. The absorption (A) can be calculated by A=1-R-T [12], where R and T are the reflection and transmission coefficients, respectively.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)
The 12th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)
University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021.

3. Results and Discussion

Figure 2 illustrates the absorption spectrum of the proposed structure with a nearly perfect absorption peak at λ=1564 nm in amorphous state. According to Fig. 2, when GST is in amorphousand crystalline states, the absorptions above 95% and near-zero are achieved, respectively. Thus, by changing the temperature, this structure can be considered as a switch with the extinction ratio of $\eta = 10\log(A_{a-GST} / A_{c-GST}) = 10.3$ dB. $A_{a\text{-}GST}$ and $A_{c\text{-}GST}$ are the absorption values at amorphous and crystalline states, respectively.

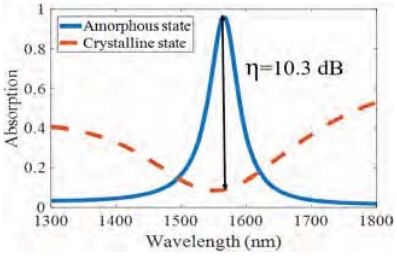
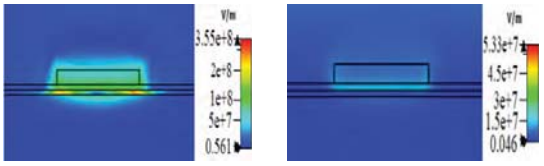


Fig. 2: Absorption spectra of the proposed GST-based plasmonic nano-switch.

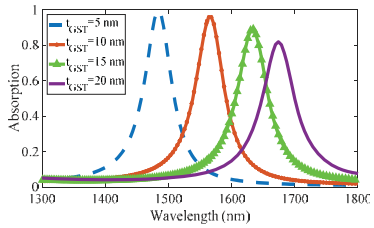
The electric field distributions of the proposed structure at λ=1564 nm, which corresponds to the resonance wavelength in amorphous state of the GST layer are shown in Fig. 3. When GST is in the amorphous state, the LSPs are created at the interface of silver and dielectric film. While GST is in the crystalline state, the LSPs are more concentrated in the GST layer. This phenomenon leads to a large difference in their effective refractive index and the switching performance of the GST-based structure can also be seen.

Here, the absorption spectrum of the proposed structure for different values of structural parameters is studied. According to Fig. 4, by increasing the thickness of GST layer (t_{GST}), the interaction of LSPs between the GST layer and Ag film and so the absorption are decreased. Although, by decreasing t_{GST} the absorption peak reaches almost one, but in the crystalline state, the absorption increases and the extinction ratio decreases. As a result, the thickness of the GST layer cannot be considered too small. Increasing the radius of nanodisk (r), results in larger resonator size in the structure. Therefore, the resonance wavelength shifts to the higher value.

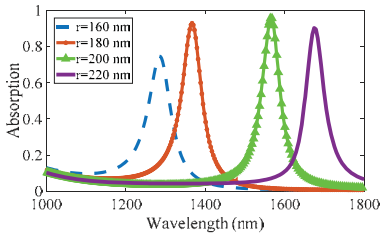


(a) (b)

Fig. 3: Electric field distributions of the proposed GST-based nano-switch when GST changes from (a) amorphous state to (b) crystalline state.



(a)



(b)

Fig. 4: Absorption spectra of the proposed GST-based nano-switch for different values of (a) GST layer thickness (t_{GST}) and (b) nanodisk radius (r).

Moreover, the absorption spectra for different incident angles (θ) are shown in Fig. 5. It is obvious that the structure is almost insensitive to the incident angle up to 50°. After that, the absorption peak decreases.

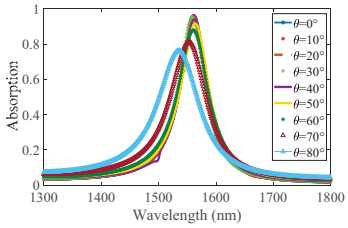


Fig. 5.Absorption spectra of the proposed GST-based nano-switch for different incident angles.

4. Equivalent Circuit Model

The method of equivalent circuit model has been studied to verify the simulated results of the

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

proposed plasmonic nano-switch. The extracted equivalent circuit model is shown in Fig. 6. The dielectric parts of the structure are modeled by the transmission line with the characteristic impedance of $Z = \eta_0 / \sqrt{\varepsilon_r}$, the propagation constant of $\beta = 2\pi / \lambda_g$ and the electrical length of $E = 2\beta \times t$, where η_0, λ_g, ε_r, and $t$are the free space impedance, guided wavelength, relative permittivity and thickness of the dielectric layer, respectively. The impedance of the Ag layer can be obtained from $Z_{Ag} = R_{Ag} + j\omega L_{Ag} = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}}(1+j)$ formula, where σ and μ are conductivity and permeability of the metallic layer, respectively [12]. A parallel branch is used to model the nanodisk and air.

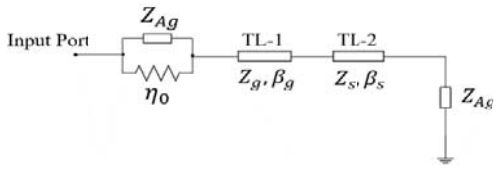


Fig. 6: The equivalent circuit model for proposed structure.

The initial values of the circuit model parameters are shown in Table I. According to Fig. 7, there is a good agreement between the simulation and circuit model results.

Table I. The parameters values of the equivalent circuit model of the proposed structure.

Parameter	Value	Parameter	Value
R_{Ag}	32.9 Ω	Z_s	258.48 Ω
L_{Ag}	0.334 fH	E_s	6.71°
Z_g	95.62 Ω	E_g	18.15°

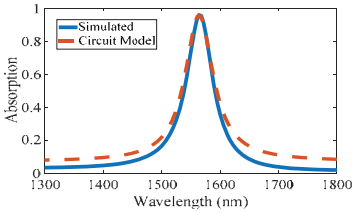


Fig. 7: The simulated and circuit model absorption spectra of the proposed structure.

5. Conclusion

In this paper, a GST-based plasmonic nano-switch including silver nanodisk located on the GST layer has been proposed. The switching performance of the suggested structure is based on the change in the absorption spectrum, when the GST state changes from amorphous to crystalline. An almost good switching performance has been achieved with the extinction ratio of 10.3 dB at λ=1564 nm.Also, the equivalent circuit model has been derived to confirm the simulation results.

References

[1] S. A. Maier, *Plasmonics: Fundamental and Applications*, Springer, 2007.

[2] G. Li, X. Chen, O. Li, C. Shao, Y. Jiang, L. Huang, B. Ni, W. Hu, and W. Lu, "A novel plasmonic resonance sensor based on an infrared perfect absorber," *J. Phys. Appl. Phys*., vol. 45, pp. 205102-1-5, 2012.

[3] H. Zhang, L. Zhou, L. Lu, J. Chen, and B. M. A. Rahman, "Non-volatile optical switch based on a GST-loaded directional coupler," 2018 IEEE 3rd Optoelectronics Global Conf. (OGC), Shenzhen, pp. 68-71, 2018.

[4] F. Moradiani, M. Seifouri, K. Abedi, and F. G. Garakhili, "High extinction ratio all-optical modulator using a vanadium-dioxide integrated hybrid plasmonic waveguide," *Plasmonics*, 2020. doi: 10.1007/s11468-020-01276-7.

[5] N. Kumar, A. Rua, J. Aldama, K. Echeverria, F. Fernandez, and S. Lysenko, "Photoinduced surface plasmon switching at VO_2/Au interface," *Opt. Express*, vol. 26, pp. 13773-13782, 2018.

[6] K. K. Du, Q. Li, Y. B. Lyu, J. C. Ding, Y. Lu, Z. Y. Cheng, and M. Qiu, "Control over emissivity of zero-static-power thermal emitters based on phase-changing material GST," *Light: Sci. Appl.*, vol. 6, p. e16194, 2016.

[7] L. Zhang, Y. Wang, L. Zhou and F. Chen., "Tunable perfect absorber based on gold grating including phase-changing material in visible range," *Appl. Phys A,* vol. 125, pp. 1-7, 2019.

[8] G. Dong, C. Qin, T. Lv, M. Sun, et al., "Dynamic chiroptical responses in transmissivemetamaterial using phase-change material," *J. Phys. D:Appl. Phys*, vol. 53, pp. 1-13, 2020.

[9] P. Hosseini, C. D. Wright, and H. Bhaskaran., "An optoelectronic framework enabled by low dimensional phase-change films," *Nature*, vol. 511, pp. 206-211, 2014.

[10] S. Babar and J. H. Weaver," Optical constants of Cu, Ag, and Au revisited," *Appl. Opt,* vol. 54, pp. 477-481, 2015.

[11] I. H. Malitson "Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica," *J. Opt. Soc. Am,* Vol. 55, pp 1205-1208, 1965.

[12] M. Nejat and N. Nozhat, "Design theory and circuit model of wideband tunable and polarization-insensitive terahertz absorber based on graphene", *IEEE Trans. Nanotechnol.*, vol. 18, pp. 684-690, 2019.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۹۸-۱۰-A

بررسی تأثیر لایه‌های انتقال‌دهندۀ حفره و الکترون بر عملکرد یکسوسازهای نورگسیل آلی به روش محلولی

عمار خورشیدی، مصطفی ملاتبار فیروزجائی، صابر محمودی، وحید فلاح حمیدآبادی، علی بهاری

mollatabarmostafa73@yahoo.com ،a.khorshidi.93@gmail.com

A.bahari@umz.ac.ir،vaheedfh@gmail.com،sm0141@gmail.com

ما در این پژوهش به بررسی تأثیر لایه‌های انتقال‌دهندۀ حفره و الکترون در عملکرد و طول عمر یکسوسازهای نور گسیل آلی و پلیمری پرداختیم. از این رو در این پژوهش ما ساختارهای متعددی را مورد بررسی قرار دادیم. در ادامه از TPBIو PEDOT-PSS به‌عنوان لایه‌های انتقال‌دهندۀ الکترون و حفره استفاده شد. همچنین طی این پژوهش نشان داده شد که تغییر ضخامت لایه‌ها چه تأثیری بر میزان نوردهی و بازدهی قطعات ساخته‌شده دارد؛ اما بررسی ساختارهای مختلف منجر به دستیابی به ساختار ITO/MEH-PPV/TPBI/LiF/Al شد که در آن از TPBI به‌عنوان لایه انتقال‌دهندۀ الکترون استفاده شده است. این ساختار منجر به دستیابی به بالاترین میزان نورتابی و بازدهی در این پژوهش شد. یکی از مهم‌ترین مؤلفه‌های یکسوسازها، رنگ نورگسیلی از آن است که در این پژوهش با توجه به استفاده ازپلی [۲-متیوکسی-۵- (۲-اتیل هگزوکسی) -۱،۴ فنیلن وینیلن] (MEH-PPV) به‌عنوان لایه نورگسیل، نور گسیلی به رنگ نارنجی بود.

کلید واژه:لایه انتقال‌دهندۀ الکترون، لایه انتقال‌دهندۀ حفره، یکسوساز نورگسیل پلیمری

Investigation of the effect of hole and electron transfer layers on the performance of organic light emitting diode by solution method

Khorshidi Ammar, Mollatabar Mostafa, Mahmoudi Saber, FallahHamidabadiVaheed, Bahari Ali

mollatabarmostafa73@yahoo.com ،a.khorshidi.93@gmail.com

A.bahari@umz.ac.ir،vaheedfh@gmail.com،sm0141@gmail.com

In this study, we investigated the effect of hole and electron transfer layers on the performance and lifetime of organic and polymer light emitting diode. Therefore, in this study, we examined several structures. Then TPBI and PEDOT-PSS were used as electron and hole transfer layers. This study also showed what effect the change in the thickness of the layers has on the exposure and efficiency of the manufactured parts; However, the study of different structures led to the achievement of the ITO / MEH-PPV / TPBI / LiF / Al structure in which TPBI has been used as the electron transfer layer. This structure led to the highest level of light and efficiency in this study. One of the most important components of organic light emitting diode is the color of the light emitted from it. The emission was emitted orange light.

Keywords: electron transportlayer, hole transport layer, polymer light emitting diode

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

در سال‌های اخیر تلاش‌های زیادی برای بهبود عملکرد یکسوسازهای نورگسیل آلی صورت پذیرفت؛ اما باوجود همه پیشرفت‌هایی که در سال‌های اخیر صورت پذیرفت تلاش‌ها برای بهبود عملکرد آن‌ها همچنان ادامه دارد. یکی از مهم‌ترین مؤلفه‌های یکسوسازها طول عمر آن‌ها و کاهش هزینه‌های تولید این قطعات است. از این رو جست‌وجوها در خصوص یافتن مواد آلی و پلیمری برای کاهش هزینه‌های تولید و افزایش پایداری این قطعات همچنان ادامه دارد. poly(p-phenylenevinylene)، PPV برای اولین بار توسط بروف و همکاران[۱] برای ساخت یکسوسازهای نورگسیل پلیمری استفاده شد. یکی از مشتقات PPV، MEH-PPV است که ما در این پژوهش از آن به‌عنوان لایه نورگسیل استفاده کردیم. حلالیت در حلال‌های آلی برای MEH-PPV، استفاده از روش‌های ارزان و کم‌هزینه برای لایه نشانی مانند پوشش‌دهی چرخشی را فراهم می‌کند[۲]. همچنین MEH-PPVجزء پلیمرهای مزدوج به شمار می‌رود که امکان لایه نشانی به روش محلولی را هم فراهم می‌کند.

بنابراین انتخاب یک غلظت مؤثر برای لایه نشانی محلول MEH-PPVبر روی زیرلایه برای ساخت یکسوساز نورگسیل پلیمری می‌تواند بسیار مفید باشد.

ساخت یکسوسازهای نورگسیل با مشکلاتی هم مواجه هست که می‌توان به هزینه بالا تهیه مواد و نیاز به خلأ با فشار بالا در روش تبخیر حرارتی اشاره کرد. استفاده از روش شیمیایی و محلولی می‌توان هزینه‌های ساخت این یکسوسازها را کاهش دهد. ضخامت لایه‌های نشانده‌شده بر روی زیرلایه نقش مهمی در کیفیت و عملکرد یکسوسازها ایفا می‌کند. در این پژوهش پس از اعمال ولتاژ، یکسوسازهای نورگسیل از خود نوری به رنگ نارنجی گسیل کردند.

ما در این پژوهش از دو ماده با توجه به خصوصیات آن‌ها به‌عنوان لایه تزریق‌کنندهٔ الکترون و حفره استفاده کردیم. در ادامه مواد استفاده‌شده در این پژوهش به‌عنوان لایه‌های انتقال‌دهندهٔ الکترون و حفره بیشتر مورد بررسی قرار خواهند گرفت.

بخش تجربی

ما در این پژوهش دو ساختار

الف: ITO/PEDOT-PSS/MEH-PPV/TPBI/Li/Al

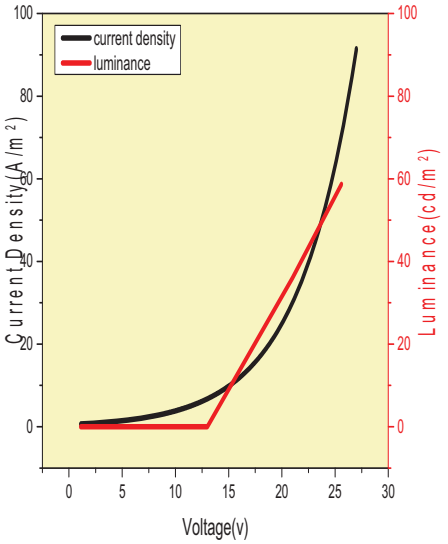
ب: ITO/ /MEH-PPV/TPBI/Li/Al

را مورد ساخت و بررسی قرار دادیم. در این ساختارها از ITO به‌عنوان زیرلایه، PEDOT-PSS به‌عنوان لایه انتقال‌دهندهٔ حفره، MEH-PPV به‌عنوان لایه نورگسیل، TPBI به‌عنوان لایه انتقال‌دهندهٔ الکترون، LiF به‌عنوان لایه تزریق‌کننده الکترونو Al به‌عنوان کاتد مورد استفاده قرار گرفت.

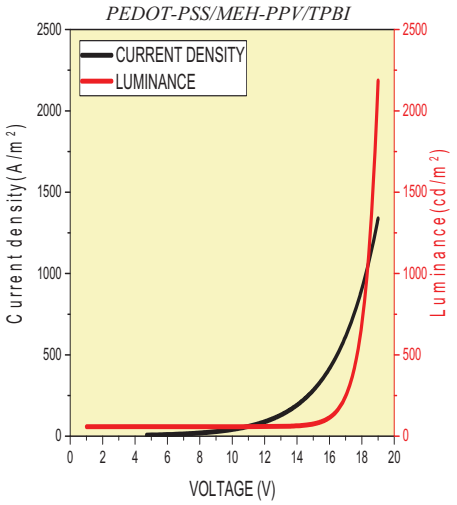
روش ساخت: تمامی مراحل مربوط به این پژوهش در آزمایشگاه نانوالکترونیک دانشگاه مازندران صورت پذیرفت. برای ساخت این یکسوسازها لایه‌هایی از مواد اشاره‌شده به روش‌های پوشش دهی چرخشی و تبخیر حرارتی بر روی زیرلایه (ITO) از قبل تهیه‌شده لایه نشانی شده‌اند. ابتدا زیرلایه با استفاده از دستگاه حمام صوت و با استفاده از آب مقطر، الکل و استون شست‌وشو داده شده‌اند. پس از خشک‌کردن زیرلایه ها PEDOT-PSS بر روی ساختار الف با استفاده از دستگاه پوشش دهی چرخشی با سرعت ۲۵۰۰rpmبه مدت ۷۵ ثانیه لایه نشانی و به مدت ۱۵ دقیقه در خلأ و دمای ۱۲۰ درجه سانتی‌گراد حرارت داده شد. در ادامه محلول تهیه‌شده از MEH-PPV (از تولوئن برای محلول سازی استفاده شد) با سرعت ۲۵۰۰rpm لایه نشانی و به مدت ۵ دقیقه در دمای ۶۰ درجه سانتی‌گراد در خلأحرارت داده شده‌اند. همچنین TPBI(۳۰ نانومتر) برای لایه‌های

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

انتقال‌دهندهٔ الکترون در هر دو ساختار با استفاده از روش تبخیر حرارتی استفاده شد. در پایان از LiF(۰/۵ نانومتر) و Al(۱۰۰ نانومتر) به‌عنوان لایه‌های تزریق کنندهٔ الکترون و کاتد استفاده شد که هر دو ماده با استفاده از روش پوشش دهی چرخشی بر روی لایه انتقال‌دهندهٔ الکترون (TPBI) لایه نشانی شدند. خصوصیات الکترولومینسانسی این قطعات ساخته‌شده مورد بررسی قرار گرفتند که نشان‌دهندهٔ گسیل نور در ناحیه لایه نورگسیل و به زنگ نارنجی بود[۳], [۴].



شکل ۱: منحنی‌های جریان_ولتاژ و شدت نورتابی_ولتاژ ساختار *MEH-PPV/TPBI*



شکل ۲: منحنی‌های جریان_ولتاژ و شدت نورتابی_ولتاژ ساختار *PEDOT-PSS/MEH-PPV/TPBI*



شکل۳: قطعه ساخته‌شده با ساختار ***MEH-PPV/TPBI***

نتایج و بررسی

گسیل و انتشار نور از دو ساختار (الف) و (ب) با خصوصیات:

الف: PEDOT-PSS/MEH-PPV(90nm)/TPBI(30nm)

ب: MEH-PPV(90nm)/TPBI(30nm)

به رنگ نارنجی بود که نشان‌دهندهٔ انتشار نور در ناحیه لایه نورگسیل (MEH-PPV) است. همچنین این نتایج حاکی از آن است که در آن TPBIبه‌عنوان لایه انتقال‌دهندهٔ الکترون عمل کرده و نقشی در گسیل نور ندارد.

تصویر۱ و تصویر۲ هم نمودارهای جریان-ولتاژ و شدت نورتابی- ولتاژ را برای این دو ساختار نشان می‌دهد. قطعه ساخته‌شده با ساختار (الف) از ولتاژ روشنایی در حدود ۱۶ولت، شدت نورتابی در حدود ۶۰ کاندلا بر مترمربع در ولتاژ ۲۵ ولت، چگالی جریان ۹۰ آمپر بر مترمربع و ساختار (ب) از ولتاژ روشنایی در حدود ۱۵ ولت، شدت نورتابی ۲۲۰۰ کاندلا بر مترمربع در ولتاژ ۱۹ ولت، چگالی جریان ۱۴۳۳ آمپر مترمربع و بازدهی ۱/۷ کاندلا بر آمپر برخوردار هستند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

جدول ۱. عملکرد قطعات ساخته‌شده در این پژوهش

قطعه	Von	Jmax	Lmax	Vmax
قطعه الف	۱۶	۹۰	۶۰	۲۵
قطعه ب	۱۵	۱۴۳۳	۲۲۰۰	۲۰

با توجه به میزان نوردهی ساختار (الف) که در آن از PEDOT-PSS به‌عنوان لایه انتقال‌دهندهٔ حفره استفاده شد نسبت به ساختار (ب) که در آن از MEH-PPV به‌نوعی به‌عنوان لایه انتقال‌دهندهٔ حفره استفاده شد در حدود ۲۰۰۰ کاندلا بر مترمربع کمتر است، این نتیجه حاصل می‌شود که PEDOT-PSS از تماس ضعیفی با MEH-PPV برخوردار است. همچنین می‌توان این‌گونه استنباط کرد که پلیمرهای مزدوج انتقال‌دهنده‌های مناسبی برای حفره‌ها هستند.

نتیجه‌گیری

ما در این پژوهش وابستگی پایداری و عملکرد یکسوسازهای نورگسیل آلی و پلیمری به لایه‌های انتقال‌دهندهٔ حفره و الکترون را نتیجه گرفتیم. میزان نوردهی و بازدهی یکسوسازی که در آن از MEH-PPV به‌عنوان لایه انتقال‌دهندهٔ حفره استفاده کردیم در مقایسه با ساختاری که در آن از PEDOT-PSS به‌عنوان لایه انتقال‌دهندهٔ حفره استفاده شد به میزان قابل‌توجهی افزایش داشته است. دلیل افزایش در میزان بازدهی و نوردهی را می‌توان در انتقال بیشتر حفره و برقراری تعادل در لایه نورگسیل میان الکترون و حفره و به دنبال افزایش تعداد اکسایتون‌های تشکیل‌شده دانست.

مرجع‌ها

[۱] "Burroughes,H., Bradley, D.D.C., Brown, A.R., Marks, R.N., Mackay, K., Friend, R.H., Burns, P.L and Holmes, A.B., 1990. Light Emitting Diode based on conjugated polymers. Nature, 347. 539-541."

[2] "C. H. Moore, 'Modeling the peak absorption of MEH-PPV in various solvents using Density Functional Theory Modeling the peak absorption of MEH-PPV in various solvents using Density Functional Theory,' 2019."

[3] "B. Al-Asbahi, 'Influence of SiO2/TiO2 Nanocomposite on the Optoelectronic Properties of PFO/MEH-PPV-Based OLED Devices,' Polymers (Basel)., vol. 10, no. 7, p. 800, Jul. 2018, doi: 10.3390/polym10070800."

[4] "D. Hewidy, A.-S. Gadallah, and G. A. Fattah, 'Electroluminescenceenhancement of glass/ITO/PEDOT:PSS/MEH-PPV/PEDOT:PSS/Al OLED by thermal annealing,' J. Mol. Struct., vol. 1130, pp. 327–332, Feb. 2017, doi: 10.1016/j.molstruc.2016.10.040."

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۱ ۲۵۰-۱۰-A

بررسی وابستگی دمایی تابش فسفرسانس کمپلکس پلاتین پورفیرین

پویا باقری، اسماعیل حیدری*

آزمایشگاه سنسورهای نانوفوتونیکی و اپتوفلویدیک، دانشگاه خوارزمی، تهران، ایران

*e.heydari@khu.ac.ir

اکسیژن یکی از نیازهای اصلی بدن انسان و جانداران است و میزان اکسیژن در محیط یکی از فاکتورهای اساسی است. مواد کمپلکس فلزی پورفیرین همچون PtOEPبه طور متداول برای بررسی اپتیکی میزان اکسیژن محیط مورد استفاده قرار می گیرند. این مواد با جذب نور در طول موج‌های خاص تحریک شده و تابش فسفرسانس دارند. در این تحقیق مشاهده می شود که کمپلکس‌فلزی پورفیرین ،مواد حساس به دما هستند و دما یکی از فاکتورهای مهم در تغییر فوتولومینسانس این مواد است. بنابراین تاثیرات دمایی در بازه ۲۳/۲۵ تا ۴۰/۲۵ درجه سانتی گراد بر روی این مواد مورد بررسی قرار می گیرد و با بررسی داده های به دست آمده رفتاری دمایی این ماده به صورت یک تابع نمایی درجه اول به دست می آید.

کلمات کلیدی: دما، پلاتین پورفرین، فسفرسانس، اکسیژن، طیف سنجی

Investigation of Temperature-dependence of Phosphorescence Emission in Platinum Porphyrin

Pooya Bagheri, EsmaeilHeydari

Nanophotonic Sensors and Optofluidics Lab, Faculty of Physics, Kharazmi University

Oxygen is one of the crucial requirements for living creatures, thus measurement ofits concentration is important. The metal porphyrin complex of PtOEP is commonly used to investigate the concentration of oxygen. These materials are excited by the absorption of light and exhibit phosphorescence emission. Here, we observe that the platinum porphyrin complex's emission is temperature-dependent, and the temperature is an essential parameter affecting the phosphorescence. Therefore, the impact of temperature in the range of 23.25°C to 40.25°C on these materials is investigated to demonstrate one-term exponential fitting express the metal complex's depletion behavior.

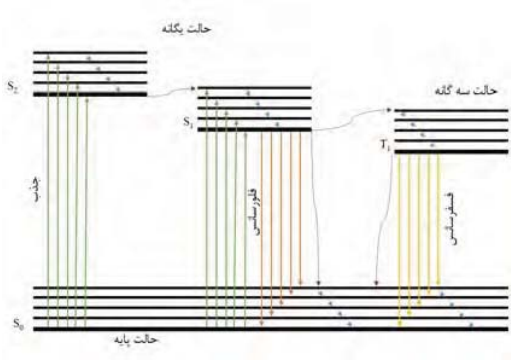
Keywords: Temperature, Platinum Porphyrin, Phosphorescence, Oxygen, Spectroscopy

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

می دانیم که اکسیژن یکی از حیاتی ترین گاز های مورد نیاز است . اندازه گیری غلظت اکسیژن در کاربرد های پزشکی[۱] ، زیست شناسی و مهندسی بافت[۲] بسیار ضروری است.در سال ۱۹۸۵ روش نوری جدیدی برای اندازه گیری اکسیژن بر اساس خاموش شدن فوتولومینسانس ارائه شد. در شکل۱ که به نمودار جابلونسکی معروف است می توان حالت های انرژی یک مولکول را مشاهده کرد. هنگامی که الکترون در حالت پایه S_0 یک فوتون را جذب می کند تحریک شده و به تراز بالا منتقل می شود. زمان بازگشت به تراز پایه درحدود 10^{-12}ثانیه است که به این فرآیند فروافت گفته می شود. در فرآیند فروافت یک اتم از حالت برانگیخته S_1می تواند به حالت سه گانه T_1 گذار کند. این حالت سه گانه سطح انرژی کمتری نسبت به حالت S_1 دارد.این انتقالاز حالت T_1به S_0ممنوع است و در نتیجه با احتمال کم رخ می دهد.به این نوع تابش فسفرسانس گفته می شود که دارای طول عمردر بازه‌ی 10^{-5} تا ۱۰ ثانیه است.

در کاربردهای اولیه برای این سنجش اکسیژن از کمپلکس‌های هیدروکربن پلی آروماتیک استفاده میشد و اخیرا با استفاده از روتینیوم و کمپلکس‌های پورفیرین پلاتینیوم و پالادیوم این کار صورت می گیرد. که این کمپلکس‌های پورفیرین (Pt ,Pd) پرکاربرد هستن و می‌توان آنها را با منبع های نوری ارزان قیمت مثل ال ای دی‌ها تحریک کرد.[۲] این منابع نوری از منابع لیزری دارای پایداری بیشتری هستند. [۳] این کمپلکس‌های پورفیرین زمانی که در مجاورت مولکول‌های اکسیژن قرار



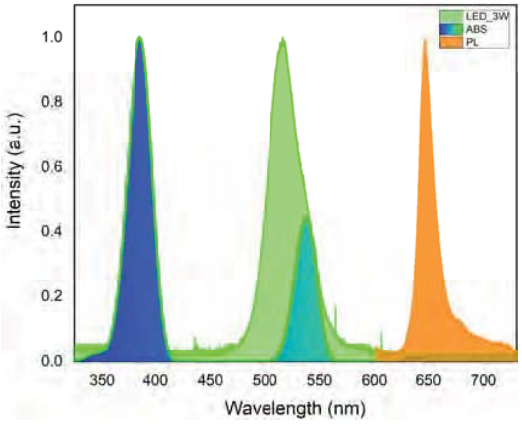
شکل ۱ : نمودار جابلونسکی برای تابش فوتولومینسانس

می‌گیرند به جای این که انرژی حالت برانگیختگی خود را به صورت یک فوتون تابش کنند این انرژی را در برخورد به مولکول‌های اکسیژن منتقل می کنند.[۴] این امر باعث می شود که میزان فسفرسانس کاهش پیدا کند و از بررسی کاهش فسفرسانس و طول عمر با استفاده از قانون استرن- ولمر می توان به غلیظت اکسیژن دست پیدا کرد.[۵] کمپلکس‌های پورفیرین به دما حساس هستند. به این صورت که با افزایش دما میزان بررخورد مولکول ها افزایش پیدا کرده و این امر باعث کاهش فسفرسانس مواد می شود. در این مقاله ما به بررسی این کاهش فسفرسانس نسبت به دما می پردازیم.

مواد و روش

PtOEP (پلاتین اکتا اتیل پورفرین) ساخت شرکت Lumtec به عنوان ماده فسفرسانس و پلی استایرن شرکت Sigma Aldrich به عنوان ماتریس میزبان مورد استفاده قرار گرفت. حلال تولوئن از شرکت مجتمع صنایع شمیایی مجللی خریداری شد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

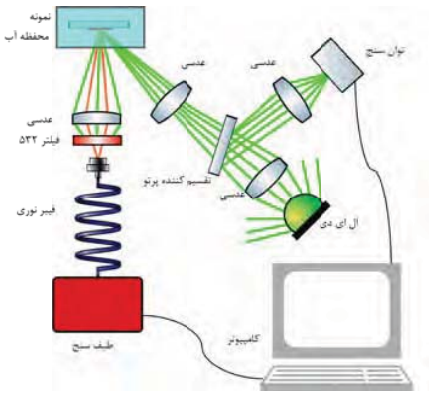


شکل ۲ : طیف جذبی نمونه به رنگ آبی و سبز و طیف نشری ال ای دی با رنگ سبز کمرنگ و فوتولومینسانس را با رنگ نارنجی مشخص شده است

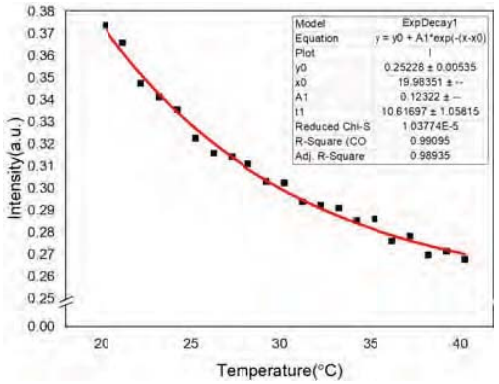
ابتدا ۰/۱گرم از پلی استایرن در ۲ میلی لیتر تولوئن حل شد. سپس ۲ میلی گرم PtOEP به ۲ میلی لیتر تولوئن اضافه شد. برای ساخت نمونه مورد آزمایش از ۱۰۰ میکرو لیتر محلول پلی استایرن و ۵۰۰ میکرولیتر محلول PtOEPبا یک دیگر ترکیب شدن. برای درست کردن نمونه مورد آزمایش آن را روی یک لام ریخته و در آون به مدت ۱۲ ساعت در دمای ۵۰ درجه سانتی‌گراد قرار داده شد تا حلال از ماتریس پلیمری خارج شود. برای اندازه گیری طیف نمونه از طیف سنج تجاری CSS-100 ساخت شرکت Thorlabs و برای اندازه گیری توان از توان سنج Nova II و برای منبع تابش از یک ال ای دی سه وات سبز استفاده شد. برای اندازه گیری اکسیژن مرجع ، اکسیژن‌سنج Hanna مدل ۲۰۴۰ و برای طیف جذبی طیف سنج Analytikjena مدل SPECORD210 به کار گرفته شد.

داده‌ها و نتایج

برای بررسی این ماده ابتدا طیف جذبی آن را با استفاده از دستگاه طیف سنج اندازه گیری شد. که طیف جذبی نمونه در شکل ۲ قابل مشاهده است. این ماده دارای دو بیشینه در طول موج های ۳۸۶ و ۵۳۸ نانومتر است. بنابراین از یک ال ای دی سبز که دارای تابش در بازه طیفی ۴۶۰ تا ۵۹۰ نانومتر است استفاده شد. طیف این منبع نور دارای هم پوشانی با طیف جذبی این ماده است و برای تحریک آن مناسب می باشد. طیف‌های ال ای دی و تابش فسفر سانس کمپلکس فلزی در شکل ۲ قابل مشاهده است. برای بررسی اثر دما بر تابش فسفرسانس این کمپلکس فلزی آن را در محفظه آب با دمای کنترل شده قرار داده. که دمای آن از ۲۳/۲۵ تا ۴۰/۲۵ درجه سانتی‌گراد تغییر می کند. آزمایشی طراحی شد که چیدمان آن را در شکل ۳آورده شده است. در این چیدمان ابتدا نور ال ای دی توسط ترکیب دو عدسی همگرا بر روی نمونه متمرکز می شود برای بررسی تغییرات ال ای دی از یک تقسیم کننده پرتو بین این دو عدسی استفاده شدتا بتوان قسمتی از نور ال ای دی را روی توان‌سنج با استفاده از عدسی که در جلوی توان سنج است کانونی کنیم.



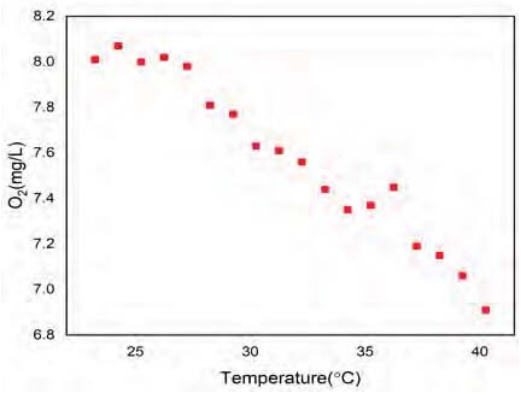
شکل ۳ : چیدمان برسی دما بر تابش فسفرسانس کمپلکس فلزی



شکل ۴ : نمودار برسی دمایی میزان شدت فسفرسانس

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

تابش فسفرسانس نمونه تحریک شده توسط عدسی جلوی فیبر بر روی فیبر کانونی می شود. یک فیلتر ۵۳۲ نانومتر در مقابل فیبر قرار داده شد است تا از ورود نور ال ای دی به آن جلوگیری شود. این نور توسط فیبر نوری به طیف‌سنج می‌رسد و تجزیه تحلیل و اطلاعات این طیف بر روی کامپیوتر نمایش داده می شود. توان ال ای دی توسط توان‌سنج اندازه‌گیری شده و برای ذخیره داده ها آن ها را



شکل ۵ : نمودار تغییرات اکسیژن بر حسب دما

به کامپیوتر منتقل می کند. میزان اکسیژن محلول در آب را با استفاده از اکسیژن متر اندازگیری شد. طبق نمودار شکل ۴ با افزایش دما میزان شدت فسفرسانس کاهش می‌یابد که با بررسی داده مشاهده می شود که می توان این کاهش دمایی را با یک معادله نمایی درجه اولبرازش کرد. که این تابع دارای R^2 با مقدار ۰/۹۹ است. این کاهش دمایی ناشی از افزایش برخورد اکسیژن با مولکول کمپلکس فلزی است. نمودار تغییرات اکسیژن بر حسب دما در شکل ۵ نشان داده شده است که نشان می دهد با افزایش دما میزان اکسیژن کاهش پیدا می کند.

نتیجه‌گیری

دما اثر مهمی در تابش فوتولومینسانس کمپلکس‌های فلزی دارد که در این آزمایش با تغییر دما در بازه‌ی ۲۳/۲۵ تا ۴۰/۲۵درجه سانتیگراد به بررسی تغییرات آن پرداختیم. مشاهده شد که با افزایش دما شدت لومینسانس به دلیل افزایش جنبش مولکول‌ها و برخورد بین مولکول‌ها اکسیژن و کمپلکس فلزی کاهش می یابد و این تغییرات را می توان با یک تابع نمایی درجه اول برازش کرد.

مرجع‌ها

[1] P.M.Gewehr , D.T.Delpy " Optical oxygen sensor based on phosphorescence lifetime quenching and employing a polymer immobilized metalloporphrinprobe",Medical& Biological Engineering & Computing, Vol. , No. 31, pp. 2-10,1993

[2] A. P. Vollmer, R. F. Probstein, R. Gilbert, T. Thorsen, "Development of an integrated microfluidic platform for dynamic oxygen sensing and delivery in a flowing medium",Lab Chip, Vol., No. 5, pp. 1059-1066, 2005

[3] G. Holst, O. Kohls, I.Klimant, B.Konig, M. Kuhl,T. Richter, "A modular luminescence lifetime imaging system for mapping oxygen distribution in biological samples", Sensors and Actuators B, Vol.,No. 51, pp. 163-170,1998

[4] S. M. Grist, L.Chrostowski, K. C. Cheung,"Optical oxygen sensors for applications in microfluidic cell culture", Sensors, Vol., No. 10, pp. 9286-9316,2010

[5] J. Moore, "Development of enhanced performance luminescence-based optical sensor systems for single-analyte and multi-analyte applications",Dublin City University,2010

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۹-۲۱۰-۱۰-A

شبیه‌سازی عدسی مدی بر پایه بلورمایع با فاصله کانونی تنظیم‌پذیر

عیسی احمدعلیدخت[۱]، عزالدین مهاجرانی[۲]، محمد محمدی مسعودی[۳]

[۱،۲]دانشگاه شهید بهشتی، پژوهشکده لیزر و پلاسما

[۲]دانشگاه تهران، دانشکده علوم و فنون نوین

دراین مقاله خواص الکترواپتیکی عدسی با فاصله کانونی تنظیم‌پذیر با ساختار مدی بررسی شد. روابط حاکم بر این ساختار شامل توزیع اختلاف پتانسیل در لایه مدی و توزیع زاویه محور طولی مولکول‌های بلورمایع در سلول می‌باشند. این روابط با دو روش تفاضل عددی محدود و المان عددی محدود در محیط نرم‌افزاری متلب پیاده‌سازی و اجرا شد. راه‌نوری باریکه نوری عبوری از سلول حاوی بلورمایع $E7$ و با ساختار مدی به ازای تغییرات ولتاژ و مقاومت سطحی لایه مدی بررسی شد. در فرکانس ۱ کیلوهرتز و ضخامت سلول ۲۰ میکرون، مقدار ولتاژ و مقاومت سطحیکه در آن فاصله کانونی کمترین مقدار خود را دارند به ترتیت ۲.۹ ولت و ۱۲۵ مگااهم بر مربع به دست آمد.

کلید واژه- بلورمایع، عدسی با فاصله‌کانونی تنظیم‌پذیر، عدسی مدی.

Modal Liquid Crystal Lens with Tunable Focal Length Simulation

Isa Ahmadalidokht[1], Ezzedin Mohajerani[2], Mohammad Mohammadimasoudi[3]

[1,2]Shahid Beheshti University, Laser & Plasma Institute

[3]University of Tehran, Faculty of New Sciences and Technologies

I_Alidokht@sbu.ac.ir[1], E-mohajerani@sbu.ac.ir[2], m.masoudi@gmail.com[3]

In this paper electro-optical properties of focal length tunable lens with modal structure were investigated. Modal structure governing equations include modal layer electrical potential distribution and liquid crystal director angle distributions in the cell. These equations were written by finite difference and finite element method in MATLAB environment. Optical path length of cell with E7 liquid crystal and modal structure were examined with different electrical voltages and surface resistances. In frequency of 1 kHz, minimum focal length of lens was obtained in electrical voltage of 2.9 volt and surface resistance of 125 MΩ/sq.

Keywords: Liquid Crystal, Lens with Tunable Focal Length, Modal Lens.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

مولکول‌های بلورمایع ساختار بلوری دوشکستی دارند. آنها با توجه به داشتن دوقطبی دائمی و یا القائی می‌توانند در حضور محرکهای خارجی نظیر میدان الکتریکی بچرخند. این چرخش باعث تغییر ضریب شکست بلورمایع شده و راه‌نوری باریکه نوری گذرنده از سلول حاوی بلورمایع را تغییر می‌دهد. چرخش مولکول‌های بلورمایع در حضور میدان الکتریکی و متعاقبا تغییر راه‌نوری باریکه نوری گذرنده از آن اساس فیزیکی بسیاری از کاربردها از جمله نمایشگرها[۱]، مدولاتورهای فضایی نوری [۱] [۲] می‌باشد.

از جمله کاربردهای بلورمایع ساخت عدسی تنظیم‌پذیر می‌باشد[۳]. برای ساختاین عدسی، سلول با روزنه خروجی دایروی و حاوی بلورمایع را در نظر بگیرید. اگر شدت میدان الکتریکی در وسط روزنه کوچکتر ازشدت آن در لبه‌های روزنه باشد، مولکول‌های بلور مایع در لبه‌های روزنه بیشتر چرخیده و پروفایل عدسی‌گونه راه‌نوری ایجاد می‌کنند. روش‌های مختلفی برای ساخت عدسی تنظیم-پذیر بلورمایع وجود دارد[۴]. یکی از این روش‌ها ساخت این عدسی بر اساس ساختار مدی[۲] می‌باشد[۵]. در ساختار مدی، از یک لایه مدی نیم‌رسانا با مقاومت سطحی $M\Omega/sq$ ۲-۲۰۰ برای ایجاد میدان الکتریکی ناهمگن در سلول حاوی بلورمایع استفاده می‌شود (شکل ۱). یکی از مزیت‌های این ساختار نسبت به ساختارهای قبلی، قابلیت ساخت عدسی با روزنه بزرگتر می‌باشد. در این مقاله رفتار الکترواپتیکی این عدسی بررسی و شبیه‌سازی خواهد شد.

روابط حاکم بر عدسی تنظیم‌پذیر با ساختار مدی

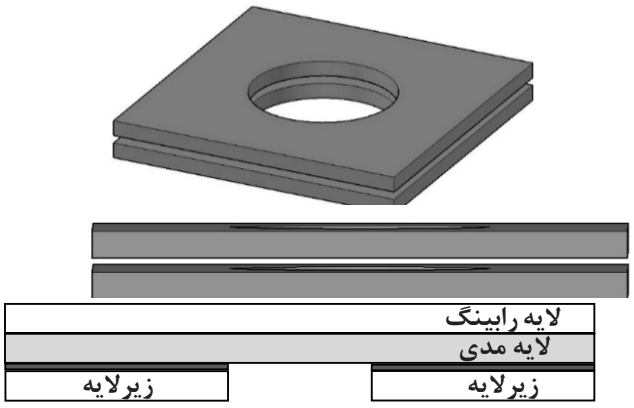
این ساختار را می‌توان با دو رابطه درهم‌تنیده ۱و۲ مدل کرد[۶].

(۱)

در رابطه (۱)، ρ_s مقاومت سطحی،ω فرکانس، vدامنه ولتاژ،ε_0ثابت دی‌الکتریک فضای آزاد،ε'ثابت دی‌الکتریک حقیقی بلورمایع و ε''ثابت دی‌الکتریک موهومی بلورمایع می‌باشند.

(۲)

در رابطه (۲)، K_{ii} ضرایب الاستیک بلورمایع، ε_eثابت دی-الکتریک بلورمایع در راستای محور طولی ،ε_oثابت دی-الکتریک بلورمایع در راستای محور عرضی، d ضخامت سلول، v دامنه ولتاژ و θزاویه محور طولی بلورمایع نسبت به محور zمی‌باشند.



شکل ۱: طرح عدسی تنظیم‌پذیر مدی بر پایه بلورمایع

در رابطه (۱) پارامترهای مربوط به جهت‌گیری بلورمایع حضور دارند. از طرف دیگر، در رابطه (۲) اختلاف پتانسیل در نقاط سطح ساختار باید تعریف شود. به این معنی که روابط (۱) و (۲)، روابط درهم‌تنیده بوده و باید هم‌زمان

[1] Spatial light modulators
[2] Modal

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

حل شود. با توجه به اینکه حل هم‌زمان این روابط پیچیده است از روش ترتیبی برای حل این روابط استفاده می‌شود. در این روش ابتدا فرض می‌شود که محور طولی مولکول-های بلورمایع در راستای موازی سطح جهت‌گیری کرده-اند.رابطه (۱) با این فرض حل می‌شود و اختلاف پتانسیل در سطح ساختار به‌دست می‌آید. این اختلاف پتانسیل باعث چرخش بلورمایع در سلول بر اساس رابطه (۲) می‌شود. چرخش بلور مایع در این قسمت می‌تواند پارامترهای ثابت دی‌الکتریک جدیدی برای رابطه (۱) مشخص کند. بدین صورت رابطه (۱) بر اساس پارامترهای جدید بلور مایع حل می‌شود و متعاقبا اختلاف پتانسیل جدید به‌دست می‌آید. این حلقه تا به حداقل رسیدن اختلاف در زاویه محور طولی بلورمایع ادامه پیدا می-کند. میدان توزیع زاویه‌ای محور طولی بلورمایع که از این شبیه‌سازی به‌دست می‌آید در نهایت به توزیع ضریب شکست سلول و متعاقبا به راه‌نوری تبدیل می‌شود.

باریکه نوری عبوری از داخل این سلول بر اساس طول‌موج خود تغییر فاز می‌دهد و این تغییر فاز باعث ایجاد فاز کروی همگرا در باریکه عبوری می‌شود. فاز عبوری را می-توان از دیدگاه ابیراهی با ضرایب توابع متعامد زرنیک[3] مشخص کرد. ضریب مرتبه ۴ به‌دست آمده مقدار انحناء جبهه‌موج را نشان می‌دهد که مربوط به فاصله‌کانونی عدسی می‌باشد. ضریب مرتبه ۲ و۳ مربوط به انحراف باریکه نوری در امتدادهای X , Y[4] هستند. ضرایب بالاتر مربوط به ابیراهی‌های مرتبه بالاتر(کما، استیگماتیسم و ...) عدسی می‌باشد.

نتایج

در این شبیه‌سازی پارامترهای مربوط به بلورمایع $E7$ وپارامترهای مربوط به ساختار سلول مطابق جدول(۱)در شبیه‌سازی استفاده شد.

جدول ۱: پارامترهای استفاده شده در شبیه‌سازی

ε_o	۵.۲
ε_e	۱۹.۰
n_o	۱.۵۲۱۱
n_e	۱.۷۴۶۴
K_{11}	$\times 10^{-12}$ ۱۰.۸
K_{22}	۰
K_{33}	$\times 10^{-12}$ ۱۷.۵
مقاومت سطحی لایه	$50\ M\Omega/sq$
ضخامت سلول	$20\ \mu m$
قطر روزنه عدسی	۵mm
فرکانس ولتاژ	۱KHz

بر اساس ماهیت روابط، رابطه (۱) بر اساس روش المان محدود و رابطه (۲) براساس روش تفاضل محدود در محیط نرم‌افزاری متلب[5] نوشته شد.

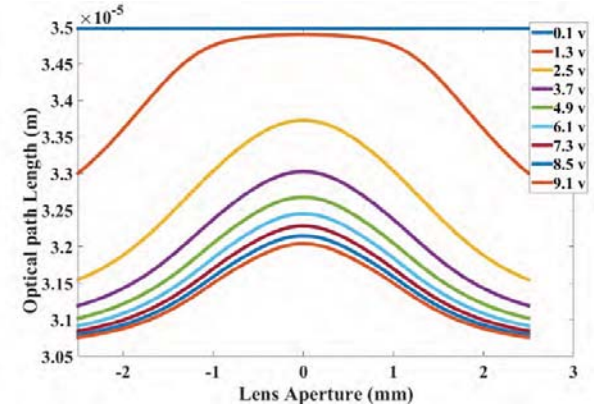
شبیه‌سازی با اعمال ولتاژهای مختلف و به ترتیب از ۰.۱ تا مقدار ۱۰ ولت و با گام‌های ۰.۲ ولت انجام شد. فاز به‌دست آمده (شکل ۲) در هر ولتاژ بر اساس ضریب زرنیک مرتبه ۲ رسم شد (شکل ۳).

تغییرات ضریب زرنیک مرتبه ۴ نشان دهنده تغییرات فاصله‌کانونی عدسی با ولتاژ می‌باشد. رفتار این نمودار با آزمایش‌های تجربی انجام شده در آزمایشگاه هم‌خوانی دارد. فاصله‌کانونی عدسی با افزایش ولتاژ کاهش یافته و در یک ولتاژ تغییرات آن کندتر می‌شود. برای تحلیل این نمودار می‌توان گفت که چرخش مولکول‌های لبه سلول نسبت به وسط آن با شروع ولتاژ و افزایش آن بیشتر می-باشد و در یک ولتاژ مشخص مولکول‌های لبه حداکثر چرخش خود را انجام داده‌اند و با چرخش مولکول‌های وسط سلول روند تغییرات فاصله‌کانونی کندتر و عکس خواهد بود.

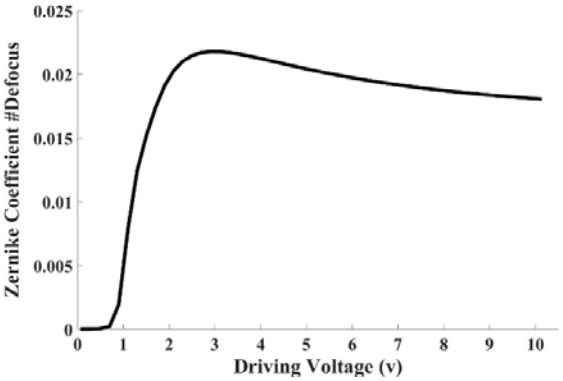
[3] Zernike polynomials
[4] Tip/Tilt
[5] MATLAB

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

همچنین در این شبیه‌سازی تغییرات فاصله کانونی نسبت به مقاومت سطحی نیز بررسی شد.



شکل ۲: تغییر فاز باریکه عبوری نور از سلول با تغییر ولتاژ

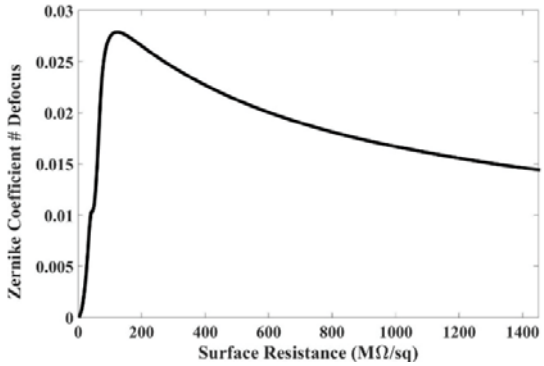


شکل ۳: تغییرات ضریب زرنیک مرتبه دوم (فاصله‌کانونی) با تغییر ولتاژ

این بررسی در ولتاژ ثابت ۲.۹ ولت و مقاومت سطحی از مقدار $M\Omega/sq$ ۱۵۰۰ -۵ انجام شد(شکل ۴). همانگونه که در شکل ۴ نشان داده شده است، مقدار فاصله کانونی در ولتاژ ثابت ۲.۹ ولت، با افزایش مقاومت سطحی کاهش یافته (ضریب زرنیک مرتبه ۴ افزایش می‌یابد) و در مقاومت سطحی $M\Omega/sq$ ۱۲۵ مقدار بیشینه خود را دارد. در مقاومت سطحی‌های بیشتر از این مقدار روند تغییرات فاصله کانونی افزایشی می‌شود.

جمع‌بندی

با توجه به اینکه انجام تست تجربی برای رسیدن به حالت بهینه نیازمند تغییر بسیاری از پارامترها می‌باشد، در نتیجه می‌توان از این شبیه‌سازی برای پیش‌بینی ابیراهی-های عدسی و همچنین تاثیر پارامترهای ولتاژ، فرکانس، مقاومت سطحی، اندازه روزنه و ضخامت سلول و پارامترهای ماده بلورمایع استفاده کرد.



شکل ۴: تغییرات ضریب زرنیک مرتبه دوم (فاصله‌کانونی) با تغییر در مقاومت سطحی لایه مدی

مرجع‌ها

[1] Jhou-Pu Yang, et al,"Characterization of the spatially anamorphic phenomenon and temporal fluctuations in high-speed, ultra-high pixels-per-inch liquid crystal on silicon phase modulator", *Opt. Express*, Vol. 27, Issue 22, pp. 32168-32183, (2019).

[2] Gitae Moon, et al,"Fabrication of Pre-Tilted Vertical Alignment Layers for High-Speed Liquid Crystal Display Using Bi-functional Photoreactive Monomers", *Mol CrystLiqCryst,* Vol. 687, Issue 1, (2019).

[3] S. Sato, "Liquid-crystal lens-cells with variable focal length"*Jpn. J. Appl. Phys.* 18, 1679(1979).

[4] Su Xu, et al, "Fast-Response Liquid Crystal Microlens" *Micromachines*, Vol 5, 300-324 (2014).

[5] Louis Begel, Tigran Galstian, "Liquid crystal lens with correctedwavefront asymmetry"*Applied Optics*, Vol. 57, No. 18 (2018).

[6] G. Vdovin, I.R. Guralnik, S.P. Kotova, M.Yu. Loktev, A.F. Naumov, "LC lenses with variable focal lengths. I. Theory,"*Quantum Electronics,*Vol 26, pp. 256-260 (1999).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021), and the 13th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021). University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021

کد مقاله : ۱-۲۴۵۶-۱۰-A

تاثیر ضخامت های ماده TPD بر روی عملکرد دیودهای نورگسیل آلی

علی اصغر ایوبی*

گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی واحد بجنورد، بجنورد، ایران

***نویسنده مسئول: auobi_ali@yahoo.com**

چکیده–در این پژوهش تاثیر ضخامتهای ماده (۴۰ nm، ۵۳nm، ۶۰ nm، ۹۴nm و ۱۰۵nm)TPD به عنوان لایه انتقال دهنده حفره بر روی عملکرد دیودهای نورگسیل آلی مورد بررسی قرار می گیرد. به منظور ساخت دیودهای نورگسیل آلی از روش تبخیر گرمایی استفاده شده است و مشخص شده است که اگر ضخامت TPD از ۴۰ nm به ۵۳nm و سپس به ۶۰ nm، ۹۴nm و ۱۰۵nm افزایش یابد، مشخصات چگالی جریان-لومینسانس-ولتاژ برای ضخامت ۵۳nm در ولتاژهای پایین تر و برای ضخامتهای دیگر در ولتاژهای بالاتر ظاهر می شوند. ولتاژ عملکرد و ولتاژ تحریک برای ضخامت ۹۴nm بیشترین مقدار است و با تغییر ضخامت TPD از ۶۰ nm به ۱۰۵nm ، ۴۰ nm و ۵۳nm بترتیب کاهش می یابد. همچنین ضخامت TPD بر روی مشخصات بازده جریان و بازده توان دیودهای نورگسیل آلی تاثیر می گذارد بطوریکه این کمیتها بترتیب برای ضخامت های ۶۰ nm و ۹۴nm مربوط به ضخامت TPD بیشینه می باشند.

کلید واژه- بازده، لومینسانس، ماده آلی، ولتاژ عملکرد

Influence of TPD thicknesses on the performance of organic light-emitting diodes (OLEDs)

Aliasghar Ayobi*

Department of Physics, Bojnourd Branch, Islamic Azad University, Bojnourd, Iran

***Corresponding author: auobi_ali@yahoo.com**

Abstract- In the present work, the influence of the N,N' –Bis(3-methylphenyl)-N,N' –bis(phenyl) benzidine (TPD)-like diamine thicknesses (40nm, 53nm, 60nm, 94nm and 105nm), as a hole transport layer (HTL) on the performance of organic light-emitting diodes (OLEDs) has been investigated. For fabrication of the OLED devices, thermal evaporation method has been used and it is revealed that if the thickness of TPD increases from 40 nm to 53nm and then to 60nm, 94nm and 105 nm, the current density-luminance-voltage characteristics for TPD thickness of 53nm (at voltages lower than 15 V) appear at lower voltages and for other thicknesses appear at higher voltages. So that the driving voltage and operating voltage are the highest for TPD thickness of 94nm and these quantities are decreasing for TPD thickness from 60nm to 105nm, 40nm and 53nm respectively. Also the thickness of TPD affects on current efficiency and power efficiency characteristics of OLED devices, So that these quantities are the highest for devices with TPD thickness of 60nm and 94 nm respectively.

Keywords: Efficiency, Luminance, Organic material, Operating voltage

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)
The 12th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)
University of Siastan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021.

1. Introduction

Organic light emitting diodes ($OLED_S$) have attracted much attention in recent decays after the discovery of Tang and van slyke in 1987, So that many attempts have been done for increasing their luminance and efficiency because of appealing characteristics such as light weight, flexibility, fast response time, wide viewing angle and mechanical flexibility. The devices fabricated by Tang were two layer OLEDs (TPD as HTL and tris-(8-hydroxyquinoline) aluminum(Alq_3) as emitting layer (EML) and electron-transport layer (ETL))[1]. In OLEDs, the recombination process of electrons and holes injected from electrodes makes it possible light emission from the EML. Thus moreover the organic material itself the thickness of organic layer affects on the device performance [2]. In most cases, the OLED device thickness is about 100 nm which leads to the lower driving and operating voltage of about lower than 10 V. Also this low thickness leads to better performance of OLED device in the view of operating and driving voltage but the presence of defects in organic materials leads to the instability and short lifetime for this thin device. Therefore despite higher driving and operating voltage, thick devices have been extensively investigated during the last years. However despite these investigations, their efficiency and lifetime are critical topics. Thus, a low driving voltage that strongly is related to the charge balancing of electrons and holes in an emitting layer of OLED, has been considered as one of the most important parameter for improvement the OLED performance [3]. With notice to the relations of current efficiency (η_c= L/J) and power efficiency (η_P= πL/JV= πη_c/V) which relates these quantities to the luminance (L), current density (J) and operating voltage (V), the charge balancing leads to higher current efficiency, lower operating voltage(*V*) and higher power efficiency, for practical applications[4]. Also with notice to these relations, with considering the nearly constant current efficiency (η_c), the power efficiency (η_P) increases for lower thicknesses of device because this leads to the lower driving voltage (V). However, in practice it is essential to optimize the different layers of the OLED device to obtain higher power efficiency due to existence of leakage current that originates from lowering layer thickness [5]. Another point in OLED devices is to use of the Indium tin oxide (ITO) with work function (WF) of 4.4eV to 4.7eV as transparent conductive anode, metal halides like liteum fluoride (LiF) as electron injection layer (EIL) between cathode and electron transport layers (ETL_S) and optical interference for optimization of the OLED devices[6-8].

The injection and transportation of holes has significant influence on the performance of OLED devices. Thus in this manuscript, the influence of the HTL thickness (thin layer or thick layer) on this subject and in conclusion on the performance of these devices has been investigated. For this purpose, the OLED devices with the structure of ITO/TPD (40, 53, 60, 94,105nm) /Alq_3 (60nm)/LiF(0.5nm)/Al(100nm) have been fabricated with thermal evaporation method and various characteristics such as current density, luminance, operating voltage, driving voltage, current efficiency and power efficiency have been measured and calculated.

2.Materials and Methods

This research work has been done in February and March months of 2018 year in NANO electronic and thin film laboratories of the Department of Physic, Faculty of Basic Science, University of Mazandaran, Babolsar, Iran and Department of Physic, Faculty of Science, Ferdowsi University of Mashhad, Iran respectively.

2.1 Materials

For this research, the TPD (HTL) and Alq_3 (ETL) organic materials have been provided from Sigma Aldrich Company and have been used as received.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)
The 12th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)
University of Siastan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021.

Also inorganic materials such as LiF (EIL) and Al (cathode) and ITO glasses (anode) are provided from other company.

2.2 Fabrication Methods

The ITO glasses with a sheet resistance of about $20\Omega/cm^2$, are etched by using zinc powder and hydrochloric acid to define the anode electrode pattern and then cleaned using ultrasonic baths of detergent, acetone, ethanol, and deionized (DI) water for 10 min respectively, followed with drying by high purity nitrogen gas. The OLED devices have been fabricated, without breaking vacuum for TPD and Alq_3, by using successive vacuum-depositions and with little breaking vacuum for LiF and Al on top of the indium tin oxide (ITO) substrates. For this purpose the Edward coating system has been used. The deposition rate for organic materials (TPD and Alq_3) was 0.2-0.8 A˚/s at pressure of 1×10^{-6}mbar for vacuum chamber, while this rate for inorganic materials such as LiF and Al was 0.1 and 1-5 A˚/s respectively[9-11].

2.3 Measuring Methods

For measuring of the different layers thicknesses a quartz crystal sensor has been used. The current density- luminance -voltage (J-L-V) characteristics of the devices were measured using a computer-controlled digital I-V meter with model of TRUE RMS PROVA 903 and light meter with model of YK-2005 LX in ordinary conditions. The driving voltage at any given current density and operating voltage at any given luminance are obtained from the J-L-V characteristics. Also current efficiency (η_c) and power efficiency (η_p) of the OLED devices are calculated as $\eta_c = \frac{L}{J}$ and $\eta_p = \frac{\pi}{V}\eta_c$ respectively.

3. Results and Discussions

3.1Current density-luminance-voltage results

Current density-luminance-voltage (J-L-V) quantities for OLED structures (Fig.1) are presented in Figs.2 and 3 respectively. From these figures, it is observed that when the thickness of TPD increases from 40 nm to 53nm and then to 60nm, 94nm and 105 nm, For TPD with thickness of 53nm (at voltages lower than 15 V), the current density-voltage and luminance-voltage curves shift to lower voltage while for other thicknesses these curves shift to higher voltages. The shift value for TPD thickness of 94 nm is the highest and for TPD thickness of 105 nm is the lowest.

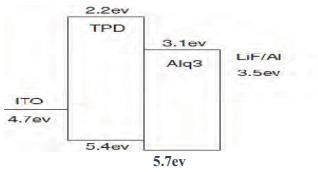


Fig.1 Band structure of the investigated OLED devices: ITO/TPD/Alq_3/LiF/Al

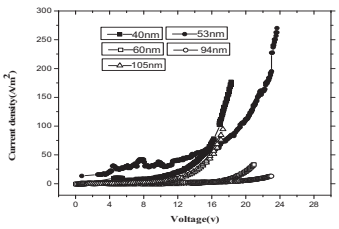


Fig.2 Current density-voltage characteristic of the OLED structures for various thicknesses of TPD

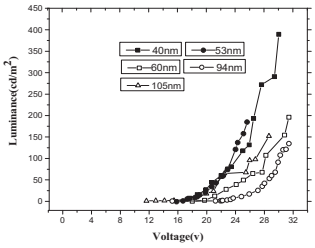


Fig.3 Luminance -voltage characteristics of the OLED structures for various thicknesses of TPD.

This means that (as shown in Figs.4 and 5), the driving voltage at a specific value for current density and operating voltage at a specific value for luminance are the highest for TPD thickness of 94nm and these quantities are decreasing for TPD thickness from 60nm to 105nm, 40nm and

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)
The 12th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)
University of Siastan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021.

53nm respectively, so that, the device with TPD thickness of 53nm has the lowest driving and operating voltages among these devices.

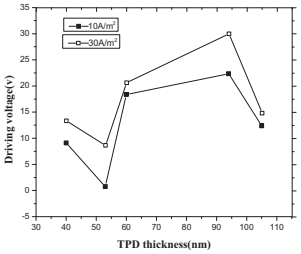


Fig.4 The driving voltage of OLEDs in terms of TPD thickness at two value for current density(J=10,30A/m^2)

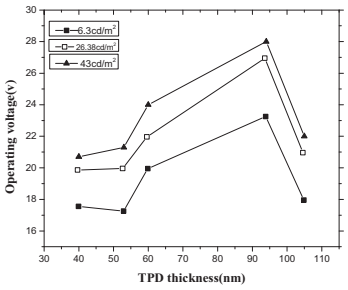


Fig.5 The operating voltage of OLEDs in terms of TPD thickness at three value for luminance (L=6.3,26.38,43cd/m^2).

3.2 Current efficiency and power efficiency results

Current efficiency and power efficiency characteristics of OLED structures (Fig.6) show that with varying the TPD thicknesses from 40 nm to 53nm and 60nm, the current efficiency increases dramatically while after that decreases for TPD thickness varying from 60 nm to 94 nm and 105 nm. Thus the maximum current efficiency occurs for OLED device with TPD thickness of 60 nm. The current efficiency of OLED with TPD thickness of 94nm is higher than OLEDs with TPD thicknesses of 40, 53 and 105nm but is lower than OLED with TPD thickness of 60nm. In the case of power efficiency, it should be noticed that with increasing the TPD thickness from 40 nm, to 53 nm, 60 nm, 94 nm and 105 nm, this quantity shows increasing and decreasing variations periodically, So that the maximum power efficiency occurs for OLED devices with TPD thickness of 94 nm.

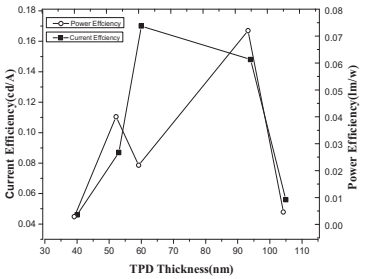


Fig.6 current efficiency and power efficiency quantities for OLED structures.

3.3 Discussions

For discuss about these results we consider that the lowest unoccupied molecular orbital (LUMO) levels of Alq_3 and TPD are 3.1ev and 2.2ev respectively, thus with insertion of the TPD as HTL, electrons accumulate between the TPD/Alq_3 interfaces. This phenomena leads to creation of local electric field inside the TPD layer and enhancement of the holes injection into the HTL can be obtained. Also With notice to the high hole mobility (1.5×10^{-3} cm^2 V^{-1} s^{-1}) in TPD and its highest occupied molecular orbital (HOMO=−5.4eV) level, the efficient hole injection from ITO anode to this layer would be possible. Therefore, the insertion of TPD (53nm) as HTL leads to shift of the J-V and L-V curves toward lower voltages with respect to TPD (40 nm). But for thicker TPD layers (105 nm, 60 nm, and 94 nm), the decreasing of the local electric field, leads to decreasing of the hole injection and shift of the J-V and L-V curves toward higher voltages, respectively[12-15]. Another point is unbalanced carriers transportation due to unequal holes mobility in TPD with electrons mobility in Alq_3 which affects on the current efficiency and power efficiency of the OLED devices. With increasing the TPD thickness due to the decreasing of the electric field inside the HTL and

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)
The 12th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)
University of Siastan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021.

increasing the operating voltage and driving voltage the hole injection was reduced. In conclusion the balance situation of charge carriers is improved and leads to the better OLED performance for TPD thickness of 94nm from the point of current efficiency and power efficiency view[16-19].

4. Conclusion

From this study, it is revealed that with increasing the TPD thickness from 40 nm to 53nm and then to 60nm, 94nm and 105 nm, at first for TPD with thickness of 53nm (at voltages lower than 15 V), the current density-luminance-voltage curves shift to lower voltages while for other thicknesses these curves shift to higher voltages. The shift value for TPD thickness of 94 nm is the highest and for TPD thickness of 105 nm is the lowest. Also the thickness of TPD affects on current efficiency and power efficiency characteristics of OLED devices, So that these quantities are the highest for devices with TPD thickness of 60nm and 94 nm respectively.

Acknowledgments

This study discovered the effects of thin and thick TPD layers as holes transport material on the performance of OLED devices based on Alq_3 emitting layer that can be beneficial for the future of OLED devices. This study will help the researchers to uncover the critical areas of OLED devices that many researchers were not able to explore. Thus a new theory on the effects of HTL thickness may be arrived at.

References

[1] C.W.Tang,and S.A.VanSlyke, "Organic electroluminescent diodes,"Appl.Phys.Lett. vol. 51, July 1987, No.12.

[2] J.S.Swensen, L.Wang, E.Polikarpov, J.E.Rainbolt, P.K.Koech, L.Cosimbescu, and A.B. Padmaperuma, " Near independence of OLED operating voltage on transport layer thickness," Synthetic Metals.vol.163,pp.29-32,January. 2013.

[3] W.Brutting, J.Frischeisen, T.D.Schmidt, B.J.Scholz, and C.Mayr, "Device efficiency of organic light-emitting diodes," Phys. Status Solidi A. vol.210, pp.1-22, September 2012.

[4] C. Qiu, H. Chen, M.Wong, and H.S. Kwok, " Dependence of the current and power efficiencies of organic light-emitting diode on the thickness of the constituent organic layers," IEEE Trans. Electron. Dev. Vol.48, pp. 2131-2137, September 2001.

[5]Y.C.Zhou, J.Zhou, J.M.Zhao, S.T.Zhang, Y.Q.Zhan, X.Z. Wang, Y.Wu, X.M.DING, and X.Y.Hou, App.Phys.A. vol.83, pp.465, 2006.

[6] Z.X. Wu, L.D. Wang, and Y. Qin, Chin. Phys. Lett.vol.21, pp.1370, 2004.

[7]S.T.Zhang,Z.J.Wang,J.M.Zhao,Y.Q.Zhan,Y.Wu,Y. C.Zhou,X.M.Ding, and X.Y.Hou, "Electron blocking and hole injection in organic light emitting devices," Appl.Phys.Lett. vol.84, pp.2916, April.2004.

[8]M.A.Khan, W.Xu, F.Wei, Y.Bai, X.Y.Jiang, Z.L.Zhang, and W.Q.Zhu, "Highly efficient organic electroluminescent diodes realized by efficient charge balance with optimized electron and hole transport layers," Solid State Commun. Vol.144, pp. 343-346, November. 2007.

[9] M.Aonuma, T.Oyamada, and H.Sasabe, "Material design of hole transport materials capable of thick-film formation in organic light emitting diodes," Appl. Phys. Lett.vol.90, pp.183503, April. 2007.

[10] B.Geffroy, P.L.Roy, and C.Prat, "Organic light-emitting diode technology:materials, devices and display technologies," Polym. Int.vol.55, pp.572, February.2006.

[11] R. Grover, R.Srivastava, J. Dagar, M. N. Kamalasanan, and D. S. Mehta, "Interface modified thermally stable hole transporting layer for efficient organic light emitting diodes," J. Appl. Phys.vol.116,pp.063102,Jully.2014.

[12] J. r. Lian, Y.b .Yuan, L.f.Cao, J.Zhang, H.q.Pang, Y.f.Zhou, and X.Zhou, J.Luminec, pp.122–123, 2007.

[13] W.J. Lee, Y.K. Fang, H.C.Chiang, S.F.Ting, S.F. Chen, W.R.Chang , C.Y.Lin , T.Y. Lin, and J.J.Ho, "Dramatic improving luminous efficiency of organic light emitting diodes,"Solid-State Electronics.vol.47, pp. 1127-1130, June.2003.

[14] I.M.Chan, and F. C.Hong, "Improved performance of the single-layer and double-layer organic light emitting diodes," Thin Solid Films.vol.450, pp.304–311, March.2004.

[15] T.Y .Chu, and O.K.Song, " Thickness dependence of the trap states in organic thin film," Appl. Phys. Lett.vol.91, pp.073508, Jully.2007.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

[16] L.Xiao, Z. Chen, B.Qu, J. Luo , S. Kong , Q. Gong , and J. Kido, "Recent progresses on materials for electrophosphorescent organic light-emitting devices," Adv. Mater.vol.23, pp.926–952, October.2011.

[17] H. Mu, W. Li, R. Jones, A. Steckl, and D. Klotzkin, Journl. Lumine.vol.126,2007.

[18] B. Jiao, Z. Wu, X. Yan, and X. Hou, "Spin waves on the nanoscale," Appl. Phys. A.vol.21, pp. 28, Jully.2009.

[19] X. Haitao, and Z.Xiang, "Investigation of hole injection enhancement by MoO_3 buffer layer in organic light emitting diodes," J. Appl. Phys.114, pp.244505, December.2013.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

کد مقاله : ۱-۷ ۲۶۰- ۱۰-A

طراحی و شبیه‌سازی گیت منطقی AND مبتنی بر تقویت کننده‌های نوری نیمه‌هادی نقطه کوانتومی

مسعود خمری[۱]، محمدعلی منصوری‌بیرجندی[۲] و علیرضا طاوسی[۳]

[۱]دانشگاه سیستان و بلوچستان، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر (masoud.khammari@pgs.usb.ac.ir)
[۲]دانشگاه سیستان و بلوچستان، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر (mansouri@ece.usb.ac.ir)
[۳]دانشگاه ولایت، دانشکده فنی و مهندسی، گروه مهندسی برق (a.tavousi@velayat.ac.ir)

چکیده-در این مقاله به شبیه‌سازی گیت منطقی AND بر اساس تقویت کننده‌های نوری نیمه‌هادی پرداخته شده است. تقویت کننده‌های نیمه‌هادی نوری ویژگی‌های زیادی دارد، که از مهمترین آن‌ها می‌توان به بهره بالا ، ابعاد کوچک و قابلیت مجتمع سازی اشاره کرد. شبیه سازی تقویت کننده نیمه‌هادی نوری نقطه کوانتومی بر اساس حل معادلات رانگ-کوتا مرتبه چهار انجام گرفته شده است. در ادامه به شبیه سازی گیت AND پرداخته‌ایم و نتایج را برای طول موج ۱۲۸۰ نانومتر به دست آوردیم. نتیجه به این گونه بود که سیگنال خروجی دارای ضریب کیفیت ۲۵/۸ و توان ۱۳ میلی وات می‌باشد.

کلید واژه- نقطه کوانتومی، تقویت کننده نوری نیمه هادی، گیت منطقی، AND.

Design and Simulation of ANDLogicGate Based on QuantumDotSemiconductorOptical Amplifiers

Masoud Khammri[1], Mohammad Ali mansouri-Birjandi[2], Alireza Tavousi[3]

[1,2]Faculty of Electrical and Computer Engineering, University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran
[3]Faculty of Engineering, Velayat University, Iranshahr, Iran

Abstract-This paper deals with the simulation of AND logic gate based on semiconductor optical amplifiers.Semiconductor optical amplifiers have many features,the most important of which are high efficiency ,small dimensions and integration capability. The quantum dot semiconductor optical amplifier simulation is performed based on solving the fourth-order Runge-Kutta equations in Matlab software. In the following, we simulate the AND logic gate in optisystem software at 1280 nm wavelength for which we find that the output signal has a quality factor of 25.8 and a power of 13mW.

Keywords: Quantum dot, semiconductor optical amplifier, logic gate, AND.

مقدمه

تقویت کننده‌های نیمه هادی نوری عناصر بسیار جذابی برای تحقق انواع توابع منطقی هستند[۱]. این تقویت کننده‌های غیرخطی می‌توانند تغییرات ضریب شکست بالا و بهره بالا را به صورت همزمان داشته باشد که این باعث افزایش نرخ بیت بدون تداخل می‌شود. رفتار غیرخطی تقویت کننده نیمه هادی نوری که به عنوان نقطه ضعف یک تقویت کننده در ناحیه خطی است، انتخاب خوبی برای کنترل کردن گیت‌های منطقی است. از اثرات غیر خطی تقویت کننده نیمه هادی نوری مانند XPM و XGM در طراحی گیت‌های منطقی استفاده می‌شود[۲].

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان، ایران، ۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

یک نمونه از تداخل سنج‌هایی که به طور وسیعی از آن برای ساخت گیت‌های منطقی استفاده می‌شود، تداخل سنج ماخ زندر(MZI) می‌باشد[۳-۴]. معمولا در طراحی گیت‌های منطقی، تقویت کننده‌ها درون تداخل سنج قرار می‌گیرند. بهترین عملکرد تداخل سنج هنگامی اتفاق می‌افتد که هر یک از تقویت کننده‌ها بر روی یک بازوی تداخل سنج قرار گیرند[۵].

شبیه سازی تقویت کننده نیمه هادی نوری

افزاره‌ی مورد استفاده ما یک تقویت کننده نوری نیمه هادی نقطه کوانتومی است که از نقاط کوانتومی InAs در ناحیه‌ی فعال آن استفاده شده است. یک لایه‌ی پوشاننده از جنس InGaAs روی هرکدام از لایه‌های نقاط کوانتومی رشد داده شده است. طول‌موج تراز پایه‌ی نقطه‌های کوانتومی نزدیک به 1.3 μm در این تقویت کننده نوری نیمه هادی استفاده شده است. تجزیه و تحلیل این تقویت کننده بر اساس حل همزمان معادلات نرخ برای احتمال اشغال الکترون در واحد حجم در لایه مرطوب با N_w و احتمال اشغال الکترون‌ها در لایه های پایه و تحریک به ترتیب با f و h نشان داده می‌شود. بنابراین معادلات نرخ برای لایه‌های پایه، تحریک و مرطوب را می توان به صورت زیر نوشت:

$$\frac{\partial N_w}{\partial t}=\frac{J}{eL_\omega}-\frac{N_w(1-h)}{\tau_{w2}}+\frac{N_w h}{\tau_{2w}}-\frac{N_w}{\tau_{wR}} \quad (۱)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t}=\frac{N_w L_w(1-h)}{N_Q\tau_{w2}}-\frac{N_w L_w h}{N_Q\tau_{2w}} -\frac{(1-f)h}{\tau_{21}}+\frac{f(1-h)}{\tau_{12}} \quad (۲)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t}=\frac{h(1-f)}{\tau_{21}}-\frac{f(1-h)}{\tau_{12}}-\frac{f^2}{\tau_{1R}}-a(2f-1)S \quad (۳)$$

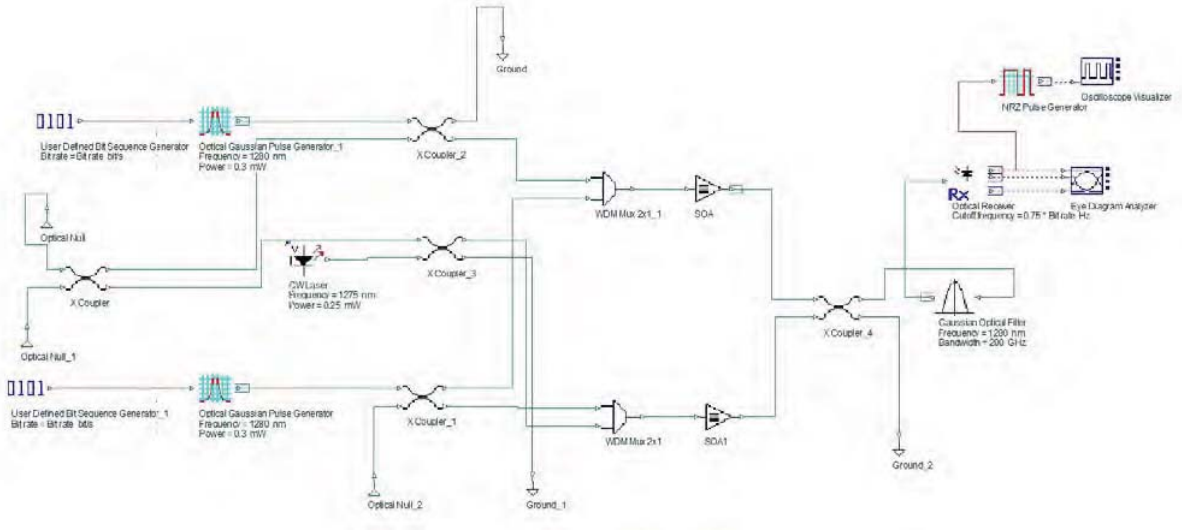
که در آن، J چگالی جریان بایاس، L_w ضخامت موثر لایه فعال است، N_Q چگالی نقطه کوانتوم‌ها در واحد سطح، τ_{wR} ، τ_{1R} به ترتیب طول عمر خود به خودی در لایه مرطوب و نقطه کوانتوم‌هاست. τ_{w2} و τ_{2w} به ترتیب زمان استراحت و زمان فرارحامل‌ها از لایه تحریک به لایه مرطوب می‌باشد. S نیز چگالی فوتون‌ها در ناحیه فعال است. زمان استراحت و فرار حامل‌ها از لایه تحریک به لایه پایه را τ_{21} و τ_{12} نشان می‌دهیم. c سرعت نور در فضای آزاد است، ε_r گذردهی نسبی لایه فعال است، e بار الکترون است، α_{int} ضریب جذب مواد تقویت کننده نوری نیمه هادی نقطه کوانتومی، و α ضریب افزایش پهنای خط است (LEF)[۶]. مقادیر پارامترهای شبیه سازی در جدول ۱ بیان شده است.با حل این معادلات می توان زمان بازیابی بهره و ترازهای انرژی، توان اشباع خروجی و خواص غیرخطی تقویت کننده‌های نوری نیمه هادی نقطه کوانتومی را به دست آورد.

طراحی و شبیه سازی گیت AND

در طراحی گیت منطقی AND ، ما نیاز به سیگنال ورودی باینری داریم که برای تولید این سیگنال‌ها از یک مولد پالس گوسی و یک مولد پالس باینری پشت سر هم استفاده می‌کنیم تا پالس مورد نظر ما را تولید کند. همچنین به عنوان یک ورودی به یک لیزر موج رونده(CW) نیاز داریم. که این سیگنال لیزر CW پس از عبوراز کوپلرها به دو سیگنال جداگانه تقسیم می‌شوند و هر یک از سیگنال‌ها به پایه دیگر مالتی پلکسرها متصل می‌شوند. در مرحله بعد سیگنال‌ها توسط مالتی پلکسر تقسیم طول موج انتخاب می‌شوند و به ورودی تقویت کننده ها که در هر بازوی تداخل سنج قرار دارد وارد می-شود. سپس خروجی تقویت کننده ها توسط کوپلر با هم ترکیب می‌شوند و سیگنال خروجی از یک فیلتر نوری گوسی عبور داده می‌شود و به قسمت گیرنده وارد می-شوند. سیگنال خروجی را به نمایشگر چشمی متصل می-

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

کنیم تا بوسیله‌ی آن ضریب کیفیت سیگنال را کنترل کنیم. همچنین برای مشاهده سیگنال خروجی آن را به یک مولد NRZ متصل می‌کنیم و خروجی آن را به یک نمایشگر جهت نمایش خروجی متصل می‌کنیم. نمای کلی یک گیت AND در شکل۱ نمایش داده شده است.



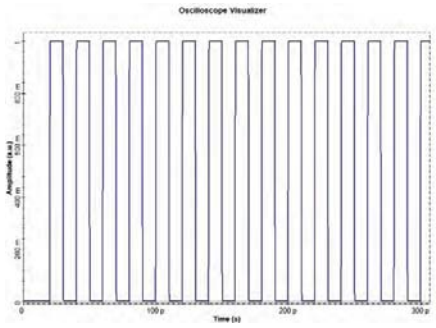
شکل ۱: نمای یک گیت AND با استفاده از تقویت کننده نوری نیمه هادی و تداخل سنج ماخ زندر.

طبق جدول درستی گیت ANDاگر سیگنال ورودی ۱ و ۲ یکسان نباشند (یعنی هر دو ۰ یا ۱منطقی نباشند) یا هر دو سیگنال ورودی ۰ باشند، SOA-MZI متعادل است و تقویت کننده‌ها تحت شرایط یکسانی هستند بنابراین تداخل مخرب دارند و به همین دلیل خروجی صفر می‌شود و در صورتی که سیگنال‌های ورودی ۱ و ۲ فقط ۱ باشند ضریب شکست یکی از تقویت کننده‌ها تغییر می‌کند در حالی که تقویت کننده دیگر بدون تغییر باقی می‌ماند و پالس CW مدوله می‌شود و به همین دلیل خروجی ۱ می‌شود، سیگنال‌های ورودی ۱ و ۲ در شکل ۲ و ۳ و سیگنال خروجی و نمودار چشمی آن در شکل ۴ و ۵ نشان داده شده است.

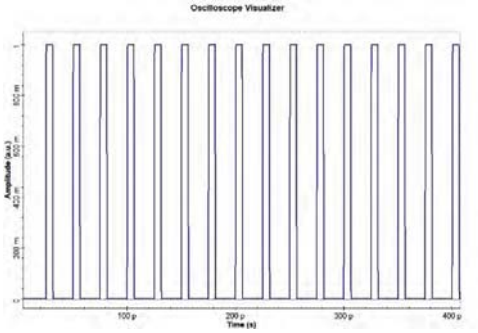
جدول ۱. پارامترهای شبیه سازی

پارامتر	مقدار
τ_{w2}	ps3
τ_{2w}	1 ps
τ_{21}	0.16 ps
τ_{12}	1.2 ps
τ_{1R}	0.4 ns
τ_{wR}	0.4 ns
N_Q	$5\times10^{10}\,cm^{-2}$
L_w	10 nm

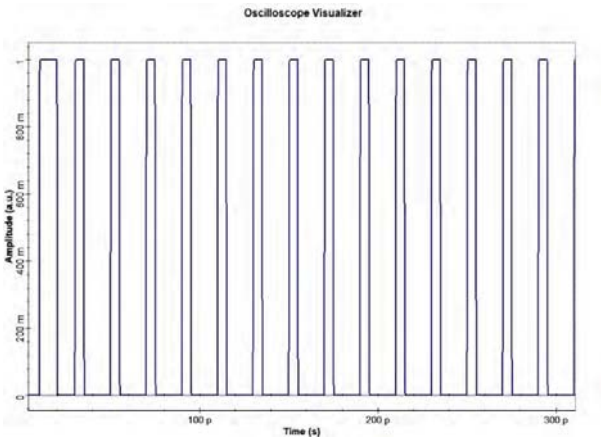
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



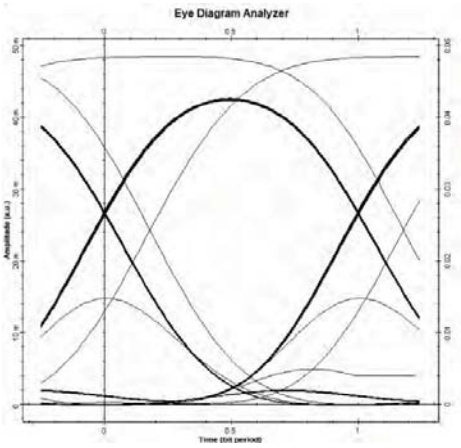
شکل ۲: سیگنال ورودی ۱ (۱۱۰)



شکل ۳: سیگنال ورودی۲ (۱۰۰)



شکل ۴: سیگنال خروجی AND.



شکل ۵: نمودار چشمی سیگنال خروجی گیت AND .

نتیجه‌گیری

با حل عددی معادلات نرخ برای تقویت کننده در نرم افزار متلب و به دست آوردن نتایج مورد نظر و با استفاده از این پارامترها در شبیه سازی گیت AND به این نتیجه رسیدیم که در سیگنال ورودی با طول موج ۱۲۸۰ نانومتر و توان ۰/۳ میلی وات، سیگنال خروجی گیت AND دارای توان ۱۳ میلی وات و ضریب کیفیت ۲۵/۸ است.

مرجع‌ها

[1] X. Zhang, “All-optical XOR gates based on dualsemiconductor optical amplifiers”.Cogent Physics, Vol. 6,2019.

[2] S. Kumar, “Semiconductor Optical Amplifiers (SOA) Performance Optimization in Optical Communication System”.International Journal of Computer Science Engineering Technology, Vol. 3, No. 9, 2012.

[3] A. Rostami, “NanostructureSemiconductor OpticalAmplifiers” Springer, 2011.

[4] A. Kotb, “All-optical XOR, NOR, and NAND logic functions with parallelsemiconductor optical amplifier-based Mach-Zehnder interferometermodules”, Optics and Laser Technology, Vol.108, pp. 426-433, 2018.

[5] El-Saeed, “Optical logic gates based on semiconductor optical amplifier Mach–Zehnder interferometer design and simulation”. Optical Engineering, Vol.55, No.2, pp.025104, 2016.

[6] O. Qasaimeh, “Characteristics of cross-gain (XG) wavelength conversion in quantum dot semiconductor optical amplifiers”.IEEE Photonics Technology Letters,Vol.16, No.2, pp. 542-544, 2004.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران. ۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۶۶-۱۰-A

پنجره های هوشمند بر مبنای فیلم دی اکسید وانادیم- بررسی رفتار هیسترزیس گذار رسانایی – نیمه رسانایی ترموکرومیک با ضخامت فیلم

مهراد سهرابی، محمدحسین مهدیه

تهران ، نارمک دانشگاه علم و صنعت ایران ، دانشکده فیزیک

چکیده- دی اکسید وانادیم ماده ای است که با تغییرات دما، تغییرات چشمگیری در ویژگی های اپتیکی (عبور و انعکاس) این ماده ایجاد می‌شود. این خاصیت ترموکرومیک در دی اکسید وانادیم باعث شده است که ازآن در طراحی پنجره هـای هوشمند استفاده شود. در این تحقیق، رفتار گذار فیلمهای نازک پلی کریستال دی اکسـید وانـادیم بـر روی زیـر لایـه شیشهBK7(بصورت یک منحنی هیسترسی) شبیه سازی شده است. در این بررسی وابستگی نسبی ضخامت بـه ویژگـی های گذار نیمه‌رسانا به فلز (SMT) و شکل هیسترزیس توسط مدل های مختلف نظری محیط موثر مطالعـه شـده اسـت. نتایج نشان داده اند استفاده از یکی از مدل ها (تحت عنوان مدل ماکسول گارنت اصلاح شده)نتایج دقیقتری برای گـذار خنک سازی در گستره ضخامت نانو مقیاس فیلم ارائه می دهد. در نتیجه در این تحقیق بهینه سازی طیف عبوری وابسته به دما از شیشه های هوشمند ترموکرومیک به وسیله ی ضخامت وانادیم دی اکسید مورد توجه قرار گرفته است.

کلید واژه-دی اکسید وانادیم ,گذار نیمه رسانا به فلز , نظریه محیط موثر ,تابع توزیع بولتزمن, شیشه های هوشمند

Vanadium dioxide film based smart windows – Investigation of thermochromics hysteresis transition with film thickness

Mehrad Sohrabi[1], Mohammad Hossein Mahdieh[2]

Department of Physics, Iran University of Science and Technology,Narmak, Tehran, Iran

1 mahdm@iust.ac.ir, 2 sohrabi1995@gmail.com

Abstract-Vanadium dioxide (VO_2)is a material that with variation of temperature. Hence by variation the environment temperature induces impressive changes in optical properties of VO_2. Such characteristics of VO_2 makes it a good candidate for designing thermochromics smart windows. In this research, a polycrystalline VO_2thin film was assumed to be coated on BK7 glass substrates and its semiconductor-conductor transition (hysteresis characteristics) was simulated numerically. In this study by using 5 different models, the relative thickness dependence of the hysteresis semiconductor-metal transition (SMT) characteristics were investigated. The results show that one of these models (Known as modified Maxwell Garnet theory) gives more accurate results at nanoscale thicknesses. The results of these investigations lead in optimization of the VO_2 thickness and its temperature dependence transmission spectrum.

Keywords: Vanadium dioxide; Semiconductor to metal transition; Effective medium theory; Boltzmann function distribution; Smart windows

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

دی اکسید وانادیم(VO_2)به عنوان یک ماده هوشمند ترموکرومیک برای طیف گسترده ای از کاربردهای عملی ثابت شده است ، زیرا تحت یک گذار ناگهانی فاز برگشتپذیردر دما بحرانی(T_c~$341K$)معروف به گذار مرتبه اول از نیمه رسانا به فلز و فلز به نیمه رسانا می باشد[۱]. دی اکسید وانادیم در دمای زیر دمایT_c در حالت فاز نیمه رسانا با ساختار (مونوکلینیکی) است. در دمای بالاتر ازدمای T_c، دی اکسید وانادیم در حالت فاز فلزی با ساختار (تتراگونال) قرار دارد[۲]. با استفاده از این ویژگی های منحصر به فرد و برجسته ، فیلم وانادیم دی اکسید برای طیف گسترده ای از کاربردهای بالقوه مورد مطالعه قرار گرفته است[۳]. ازکاربردهای مهم فیلم دی اکسید وانادیم می توان مواردی نظیر پنجره های هوشمند[۴]و مواد دارای حافظه[۵] را نام برد.

با استفاده از مدل های نظری تحت عنوان "مدل محیط موثر"، رفتار گذار نیمه رسانا به فلز (SMT)در دی اکسید وانادیم مورد بررسی قرارداده می شود. محیط موثر ماکسول گارنت (MG) ، اجزای فلزی را کرویو با فاصله کم در یک ماتریس فرض می کند. در مدل دیگری به نام محیط موثر بروگمن (BR)، اجزا فلزی را کروی و البته با فاصله زیاددرنظر می گیرد. علاوه بر این مدل ها، مدل دیگری به نام مدل لوییننگا(L) ، با وجود ویژگی های دو مدل قبل، پارامتر شکل را نیز در نظر می گیرد و نتایج دقیق تری (براساس شکل ماده مورد بررسی) را نسبت به دو مدل قبلی فراهم می کند[۶]. مدل موثر خطی، نسبت به تمام مدل های استفاده شده ساده تر می باشد و اخیرا برای توضیح (SMT) در فیلم وانادیم دی اکسید به کار برده شده است [۷].خواص اپتیکی و الکتریکیبا به عبارت دیگر گذار نیمه رسانا به فلز در دی اکسید وانادیم به وسیله ی منحنی ای تحت عنوان منحنی هیسترزیس تعیین می شود. لازم به ذکر است که منحنی هیسترزیس مربوط به گذار نیمه رسانا – رسانا، از دو قسمت : گرمایشی (Heating)و خنک سازی (Cooling) ، تشکیل شده است. در مدل های معرفی شده برای هردو گذار سرمایش و گرمایش، ازیک روابط ریاضی استفاده می کند. برای بالا بردن دقت محاسبات، مدل ماکسول گارنت اصلاح شده (MMG) معرفی شده است که برای این هریک از گذارهای سرمایش و گرمایش، روابط ریاضی جداگانه تعریف کرده است. به همین دلیل این مدل، نسبت به مدل های قبلی، نتایج دقیق تری را برای حالت خنک سازی می دهد[۸]. در گذار نیمه رسانا به فلز، ویژگی های مختلف گذار، هنگام گرمایش وخنک سازی، حتی در یک دما با همدیگر متفاوت است. مدل سازی گذار فاز و همچنین شکل منحنی هیسترزیس در طراحی وسایل الکتریکی و اپتیکی بسیار مهم است. از این رو یافتنیک مدل نظری برای پیش بینی دقیق شکل هیسترزیس دارایاهمیت به سزایی می باشد. در این تحقیق, مدل های که در سال های اخیر برای مدل سازی شکل هیسترزیس اپتیکی فیلم وانادیم دی اکسید استفاده شده است به طور کامل مورد بررسی قرار گرفته شده است. با مقایسه نتایج محاسبات با نتایج تجربی، مناسب ترین مدل ها با در نظر گرفتن خصوصیات اپتیکی وابسته به دما در گستره بزرگی از ضخامت برای دی اکسید وانادیم تعیین شده است. نتایج این تحقیق اطلاعات مفیدی را برای طراحی با راندمان بالای پنجره های هوشمند بر مبنای دی اکسید وانادیم فراهم کرده است.

روش محاسبات

همانگونه که ذکر شد، منحنی هیسترزیس گذار نیمه رسانا به فلز با استفاده ازمدل های مختلف نظری محیط موثر بررسی می شود. این مدل ها در جدول (۱) ارائه شده است. پارامتر های مهم برای استفاده از این مدل ها, ثابت دی الکتریک فاز نیمه رسانا و ثابت دی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

الکتریک فاز فلزی دی اکسید وانادیم می باشد که به ترتیب ε_s و ε_m معرفی می شوند. برای دو پارامتر بالا، از داده های با دقت آزمایشگاهی بالا استفاده شده است[۷]. در مدل های معرفی شده در جدول(۱)، f(T) تابع توزیع می‌باشد، که با استفاده از مدل های ترمودینامیکی مختلفی نظیر : تابع توزیع فرمی دیراک[۷]، تابع توزیع موازنه مرتبه اول[۶]، و تابع توزیع بولتزمن[۸]توصیف شده است. طبق تعریف، f(T) کسری از حجم دی اکسید وانادیم در یک کره می‌باشد که در دمای T و در فاز فلزی قرار داد. هنگامی که f(T)=0 باشد, یعنی این ماده به طور کامل در فاز نیمه رسانا قرار دارد. اگر f(T)=1 باشد یعنی این ماده به طور کامل در فاز فلزی قرار دارد. لازم به ذکر است که پارامتر های لازم برای تابع توزیع بولتزمن دراکثر تحقیقات قبلی وجود دارد. همچنین این تابع توزیع، نتایج بسیار خوبی در استفاده از مدل های معرفی شده در جدول (۱) ارائه کرده است. به همین دلیل در این تحقیق از تابع توزیع بولتزمن استفاده شده است. مدل ریاضی این تابع با رابطه (۱) توصیف می گردد:

$$f \quad (1)$$

در رابطه (۱)، پارامتر $f_{max} = 1$ و کسری از حجم فلز در بالاترین دما می باشد. خواص اپتیکی گذار نیمه رسانا به فلز در وانادیم دی اکسید به وسیله شیب منحنی هیسترزیس (ΔT) و دمای گذار(T_{SMT})تعیین می شود. که از روش گاوسی برای تعیین این پارامتر ها استفاده شده است. در روش گاوسی، با لگاریتم گیری از مشتق داده های اپتیکی نسبت به دما (از جمله عبور) یک شکل گاوسی حاصل خواهد شد, که دمای گذار (T_c)قله منحنی گاوسی و شیب گذار (ΔT) ، FWHM منحنی گاوسی می باشد[۹]. پرتو فرودی بر فیلم دی اکسید وانادیم با طول موج (λ) فرض می شود که ازیک محیط غیر جذب کننده تابیده می شود. ضخامت فیلم دی اکسید وانادیم d و ضریب شکست آنمختلط می باشد که بر روی زیرلایه ای با ضریب شکست مختلط پوشش داده شده است. بنابراین طیف عبوری (T) از هوا - فیلم– زیرلایه محاسبه می گردد. عبور و انعکاس با استفاده از روابط دقیق اپتیک موجی محاسبه می گردد. در شرایطی که جذب در زیر لایه ممکن است قابل توجه باشد, از معادله هوین(Heavens) برای عبور از این ساختار استفاده شده است[۱۰].

بحث

منحنی گذار بخصوص برای محاسبه طیف عبوری منبع نور در دماهای مختلف ضروری است. در مدل های فیزیکی معرفی شده اغلب از لگاریتم مقاومت (بصورت تابعی غیر خطی از دما) استفاده شده است. در بررسی هایی انجام شده نشان داده شده است که در مقایسه با داده هایاپتیکی (به خصوص عبور بر حسب دما) ،داده های مقاومت الکتریکی وابستگی های مشابهی از دمایگذار و پهنای گذار بر حسب تابعی از ضخامت وجود دارد[۹]. به همین دلیل در این تحقیق برای پارامتر های دمای گذار و پهنای گذار، داده های اپتیکی از فعالیت های قبلی استخراج و مورد استفاده قرار گرفته اند. نهایتا از پنج مدل بکار گرفته شده، برای پیش بینی شکل هیسترزیس گذار برای عبور وابسته به دمای دی اکسید وانادیم پلی کریستال با ده ضخامت (جدول ۲) استفاده شده است [۹; ۱۱] . شکل(۱-(الف)) نتایج آزمایشگاهی عبور وابسته به دما و شکل (۱-(ب)) نتایج شبیه سازی شده باهمان شرایط آزمایشگاهی را نشان می دهند. در این شکل ها طول موج نور ۲۵۰۰ نانومتر و ضخامت دی اکسید وانادیم ۹۰ نانومتر (پوشش برشیشهBK7) فرض شده است.

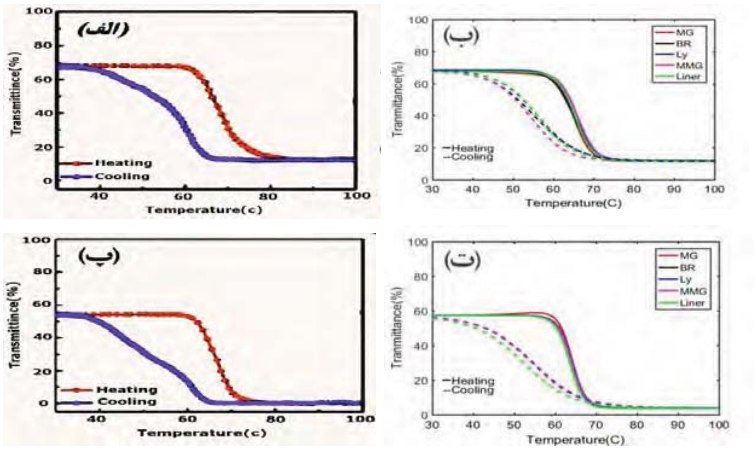
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

جدول(۱): مدل های نظری محیط موثر و روابط آنها

مدل	رابطه	مدل	رابطه
Looyenga	$\varepsilon_{eff}^{L}=\sqrt[3]{(1-f)\varepsilon_s^{1/3}+f\varepsilon_m^{1/3}}$	Liner	$\varepsilon_{eff}^{Liner}=(1-f)\varepsilon_s+f\varepsilon_m$
Modified Maxwell Garnett	$\varepsilon_{eff,h}=\varepsilon_s\frac{\varepsilon_m(1+2f)+\varepsilon_s(2-2f)}{\varepsilon_m(1-f)+\varepsilon_s(2+f)}$ $\varepsilon_{eff,c}=\varepsilon_m\frac{\varepsilon_m*2f+\varepsilon_s(3-2f)}{\varepsilon_m(3-f)+\varepsilon_s*f}$	Maxwell Garnett	$\varepsilon_{eff}^{MG}=\varepsilon_s\frac{\varepsilon_m(1+2f)-\varepsilon_s(2f-2)}{\varepsilon_m(1-f)+\varepsilon_s(2+f)}$
Bruggeman	$\varepsilon_{eff}^{BR}=\frac{1}{4}\{\varepsilon_S(2-3f)+\varepsilon_m(3f-1)+\sqrt{\varepsilon_s(2-3f)+\varepsilon_m(3f-1)+8\varepsilon_s\varepsilon_m}\}$		

جدول (۲):تناسب محیط موثر نسبت به ضخامت مختلف

ضخامت(نانومتر)	محیط موثر مناسب	ضخامت(نانومتر)	محیط موثر مناسب
۱۸	MMG(best)-MG-BR-L-Liner	۱۸۰	MMG(best)-MG-BR-L-Liner
۳۰	MMG(best)-MG-BR-L-Liner	۲۷۰	MMG(best)-MG-BR-L-Liner
۴۴	MMG(best)-MG-BR-L-Liner	۳۶۰	MMG-MG-BR-L-Liner
۶۰	MMG(best)-MG-BR-L-Liner	۴۵۰	MMG-MG-BR-L-Liner
۹۰	MMG(best)-MG-BR-L-Liner	۵۴۰	MMG-MG-BR-L-Liner



شکل (۱): مقایسه ی نتایج تجربی وشبیه سازی شده برای عبور وابسته به دما برای طول موج ۲۵۰۰ نانومتر دی اکسید وانادیم بر روی شیشه BK7(الف) ۹۰نانومتر آزمایشگاهی (ب) ۹۰ نانومتر شبیه سازی شده (پ) ۳۶۰نانومتر آزمایشگاهی (ت) ۳۶۰نانومتر شبیه سازی شده

اطلاعات دو شکل نشان می دهند که برای این ضخامت، داده های شبیه سازی شده (با مدل های مختلف محیط موثر)، تطابق خوبی با نتایج آزمایشگاهی دارد. اما اطلاعات شکل (۱-(پ)) نشان می دهد که دی اکسید وانادیم با ضخامت ۳۶۰نانومتر (با مدل های مختلف محیط موثر) خطای کمی رانسبت به داده های

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

آزمایشگاهی در شکل (۱-(ت))داشته است. این نتایج نشان می دهند که ضخامت های بالاتر از ۲۷۰ نانومتر، در صد خطای بیشتری رانسبت به ضخامت های پایین تر دارندبه علاوه با توجه به اطلاعات جدول (۲) ، می توان نتیجه گرفت که استفاده از مدل "محیط موثر ماکسول گارنت اصلاح شده" برای تمام ضخامت ها مناسب تراست. به علاوه به دلیل اینکه این مدل برای گذارحالت گرمایشی(heating) و گذار خنک سازی (cooling)تفکیک شده است ، استفاده از آن منجر نتایج دقیق تری برای حالت خنک سازی شده است.

نتیجه گیری

در این تحقیق رفتار گذار نیمه رسانا-رسانا در پلی کریستال دی اکسید وانادیم (پوشش شده بر روی شیشه Bk7) با تغییرات دما بررسی شد. در این تحقیق تاثیر ضخامت های متفاوت پوشش در نتایج مورد بررسی قرار گرفت و طیف عبوری نور از این ساختار با استفاده ازپنج مدل نظری محیط موثر شبیه سازی شده است . با مقایسه داده های شبیه سازی شده با نتایج آزمایشگاهی نتیجه گیری شده است, که مدل ماکسول گارنت اصلاح شده نتایج بهتری بخصوص برای حالت خنک سازی برای ضخامت های پایین تر از ۲۷۰ نانومتر را فراهم می کند. همچنین نتیجه گرفته شد که برای ضخامت های بالای ۲۷۰ نانومتر این مدل ها خطای بیشتری را نسبت به ضخامت های پایین از ۲۷۰ نانومتر ایجاد می کنند.دلیل این خطا ممکن است به دلیل استفاده از داده های مربوط به ضریب شکست فیلم باشد. در واقع تحقیقات نشان داده است که ضریب شکست در لایه های بسیار نازک (کمتر از ۱۰۰ نانومتر)، تابعی از ضخامت فیلم می باشد و دارای مقدار ثابت نیست. نتایج این تحقیق برای طراحی پنجره های هوشمند و بهینه سازی طیف عبوری وابسته به دما در شیشه های ترموکرومیک براساس ضخامت مفید می باشد.

مرجع

[1] J. Nag, R. Haglund Jr, "Synthesis of vanadium dioxide thin films and nanoparticles", Condens. Matter Phys., Vol.20, No.26, pp.264016,2008.

[2] N.B. Aetukuri, A.X. Gray, M. Drouard, et al., "Control of the metal–insulator transition in vanadium dioxide by modifying orbital occupancy", Nat. Phys, Vol.9, No.10, pp.661-666,2013.

[3] J. Bian, L. Miao, S. Zhao, et al., "Vanadium oxide films deposited on sapphire substrate with in situ AlN stress layer: structural, electric, and optical properties", J. Mater. Sci., Vol.50, No.17, pp.5709-5714,2015.

[4] J. Zhou, Y. Gao, Z. Zhang, et al., "VO 2 thermochromic smart window for energy savings and generation", Sci. Rep, Vol.3, No.1, pp.1-5,2013.

[5] T. Driscoll, H.-T. Kim, B.-G. Chae, et al., "Memory metamaterials", Science, Vol.325, No.5947, pp.1518-1521,2009.

[6] C. Wan, Z. Zhang, D. Woolf, et al., "On the Optical Properties of Thin-Film Vanadium Dioxide from the Visible to the Far Infrared", Ann. Phys., Vol.531, No.10, pp.1900188,2019.

[7] M. Currie, M.A. Mastro, V.D. Wheeler, "Characterizing the tunable refractive index of vanadium dioxide", Opt. Mater. Express, Vol.7, No.5, pp.1697-1707,2017.

[8] J.D. Frame, N.G. Green, X. Fang, "Modified Maxwell Garnett model for hysteresis in phase change materials", Opt. Mater. Express, Vol.8, No.7, pp.1988-1996,2018.

[9] M. Currie, V.D. Wheeler, B. Downey, et al., "Asymmetric hysteresis in vanadium dioxide thin films", Opt. Mater. Express, Vol.9, No.9, pp.3717-3728,2019.

[10] S. Tomlin, "Optical reflection and transmission formulae for thin films", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol.1, No.12, pp.1667,1968.

[11] Y. Yang, X. Cao, G. Sun, et al., "Transmittance change with thickness for polycrystalline VO2 films deposited at room temperature", J Alloys Compd, Vol.791, pp.648-654,2019.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۱۴-۱۰-A

بررسی عملکرد دیود لیزری نیمرسانا به عنوان چشمه‌ی نوری سیستم لیداری با کاربرد خودروهای خود-ران

سید محسن ایزدیار، بهنام بهادری

گروه اپتیک، دانشکده علوم، دانشگاه خیام مشهد، SeyedMohsen.Izadyar@Gmail.com

چکیده - در این مقاله، عملکرد دیود لیزری نیمرسانا به عنوان چشمه‌ی نوری سیستم‌های لیداری با کاربرد در خودروهای خود-ران بررسی می‌شود. مهمترین عامل تاثیرگذار بر عملکرد سیستم لیداری، چشمه‌ی لیزری آن است. دیود لیزری نیمرسانا به دلیل مشخصات قابل‌توجهی که دارد، به عنوان چشمه نوری در سیستم لیداری انتخاب می‌شود. دیود لیزری نیمرسانا بر پایه‌ی معادلات آهنگ و با روش رنگ-کوتای مرتبه‌ی چهارم مدل‌سازی و شبیه‌سازی می‌شود. بررسی عملکرد و بهبود سیستم لیداری با تمرکز بر نرخ بیت گسیل پالس دیود لیزری تحقیق می‌شود. نشان داده می‌شود که لیزر نیمرسانا توانایی تولید نرخ بیت‌های kHz ۴۰۰ را برای استفاده در سیستم‌های لیداری با ۱۶ الی ۶۴ لیزر نیمرسانا و نیز، نرخ بیت‌هایی از مرتبه‌ی مگا هرتز را برای سیستم‌های لیداری تک لیزری با آینه‌ی چرخان دارد. تاثیر سرعت خودروی خود-ران نیز در عملکرد سیستم لیداری مورد بحث قرار می‌گیرد.

کلید واژه- خودروی خود - ران، دیود لیزری نیمرسانا، روش حل عددی رونگ - کوتای مرتبه‌ی چهارم، لیدار، معادلات آهنگ.

Investigation of Semiconductor Laser Diode Performance as an Optical Source of LIDAR System Used in Autonomous Cars

Seyed Mohsen Izadyar, Behnam Bahadory

Department of Optics, Faculty of Science, University of Khayyam.

Abstract- In this paper, performance of semiconductor laser diode as an optical source of LIDAR systems is investigated which is used in self-driving cars. The most effective factor on LIDAR system performance is the laser source. A semiconductor laser diode is chosen as optical source of LIDAR system due to its remarkable characteristics. The semiconductor laser diode is modeled and simulated based on rate equations using 4th order Runge–Kutta method. Performance and improvement of LIDAR system are investigated due to bit-rate of laser signal. It is shown that semiconductor laser is capable of producing 400 kHz bit-rate signals in LIDAR systems with 16 to 64 lasers, and mega hertz bit-rate signals for one laser LIDAR systems with rotating mirror. Finally, effect of autonomous car speed is discussed on LIDAR system performance.

Keywords: Fourth order Rounge-Kutta method, LIDAR, rate equations, self-driving cars, semiconductor laser diode.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

اصطلاح وسیله‌ی نقلیه‌ی خود-ران، به خودروهایی گفته می‌شود که بتوانند بدون دخالت انسان، بخشی از بزرگراه، جاده‌های شهری و/یا خارج از جاده را طی کنند. یک خودروی خود-ران به واسطه‌ی حسگرهایش، از محیط پیرامون خود آگاهی کسب می‌کند. از مهمترین حسگرهای به کار گرفته شده در این خودروها، حسگر لیداری است [۱]. این حسگرها قادر به اندازه‌گیری مسافت با نرخ‌هایی بزرگتر از ۱۵۰ kHz هستند [۲] و به عنوان حسگرهای دور-برد با بردی بیش از ۲۵۰ m دسته‌بندی می‌شوند. در بین اجزای تشکیل دهنده‌ی سیستم لیداری، لیزر به تنهایی بر کل عملکرد آن تاثیر می‌گذارد. در نقشه‌برداری لیدار، کیفیت و واگرایی پرتوی لیزری مسئول تفکیک عرضی [x,y]، اعوجاج زمانی (timing jitter) و طول پالس کوتاه مسئول دقت طولی [z]، انرژی پالس لیزر پارامتری کلیدی برای دستیابی به بردهای بلند و نرخ‌های تکرار بالای پالس فراهم کننده‌ی اسکن سریعتر و خروجی داده‌های بیشتر هستند. موارد تاثیر گذار بر قدرت تفکیک لیدار عبارتند از: تعداد پالس در واحد سطح، سرعت خودرو، فاصله از شی مورد اسکن، میدان دید و نرخ گسیل پالس. دیودهای لیزری نیمرسانا[۱] (SLD) به علت اندازه‌ی کوچک، قیمت ارزان، عمر مفید طولانی، قابلیت اتکا و مصرف انرژی پایین، از رایج‌ترین چشمه‌های نوری در سیستم‌های لیداری هستند. در این مقاله، به بررسی عملکرد چشمه‌ی لیزری نیمرسانا برای سیستم لیداری با کاربرد در خودروهای خود-ران پرداخته می‌شود.

معادلات آهنگ حاکم بر دیود لیزری نیمرسانا

رفتار SLD با استفاده از معادلات آهنگ مدل‌سازی و شبیه‌سازی می‌شود [۳]. فرض می‌شود چگالی الکترون‌ها در نوار رسانش با چگالی حفره‌ها در نوار ظرفیت یکسان باشند. در نتیجه، معادلات آهنگ برای چگالی حامل‌های الکتریکی N و چگالی فوتون‌های S نوشته می‌شوند:

$$\frac{dN}{dt}=\frac{I(t)}{qV_a}-g_0\frac{(N-N_0)S}{1+\varepsilon S}-\frac{N}{\tau_n} \qquad (۱)$$

$$\frac{dS}{dt}=\Gamma g_0\frac{(N-N_0)S}{1+\varepsilon S}-\frac{S}{\tau_p}+\frac{\Gamma\beta}{\tau_n}N \qquad (۲)$$

که I جریان تزریقی، q بار الکتریکی واحد، V_a حجم ناحیه‌ی فعال لیزر، g_0 ضریب بهره‌ی دیفرانسیلی، N_0 غلظت حامل‌های شفاف، ε ضریب اشباع بهره، τ_n طول‌عمر حامل‌ها، τ_p طول‌عمر فوتون‌ها، Γ فاکتور محبوس‌سازی اپتیکی و β فاکتور جفت‌شدگی گسیل خودبه‌خودی هستند. دو طول‌موج گسیلی ۱/۵ μm و ۹۰۵ nm به عنوان خروجی برای دیود لیزری در نظر گرفته می‌شوند.

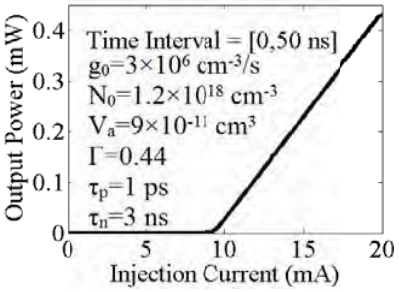
چشمه‌ی لیزری ایمن در سیستم‌های لیداری با کاربرد خودروهای خود-ران باید در مد پالسی عمل کند، به اندازه‌ی کافی قوی باشد تا بتواند عابری با لباس تیره را که در فاصله‌ی ۱۰۰ m است، شناسایی کند، در دمای ۴۰- تا ۸۵ درجه‌ی سیلیسیوس کار کند و پالس‌هایی سازگار با دقت اندازه‌گیری مسافت ۱۰ cm گسیل کند. در این مقاله، بررسی عملکرد و بهبود سیستم لیداری با توجه به نرخ بیت گسیل پالس SLD انجام می‌شود.

نتایج شبیه‌سازی

معادلات (۱) و (۲) را نمی‌توان به صورت تحلیلی حل کرد و از روش عددی رونگ - کوتای مرتبه‌ی چهارم برای حل عددی آن‌ها استفاده می‌شود. برای اعتبارسنجی مدل معرفی شده، در شکل ۱ منحنی مشخصه‌ی P-I در طول موج ۱/۵ μm نشان داده می‌شود. برخی مقادیر شبیه‌سازی در شکل نشان داده شده‌اند. همان‌طور که می‌توان دید، تطابق خوبی با نتایج [۳] وجود دارد. با توجه به شکل، می‌توان دید که جریان آستانه‌ی SLD حدود ۹ mA است.

[۱] Semiconductor Laser Diode

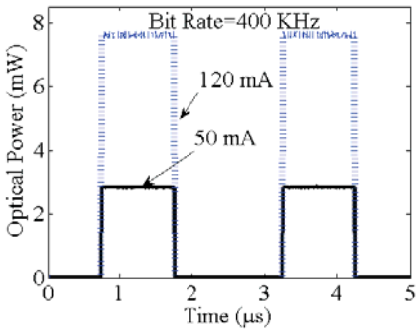
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۱: منحنی مشخصه‌ی P-I دیود لیزری نیمرسانا

به منظور بهینه‌سازی SLD با کاربرد خودروهای خود-ران، طول‌موج ۹۰۵ nm انتخاب می‌شود. زیرا نور خروجی در ۹۰۵ nm به راحتی توسط آشکارسازهای سیلیکونی ارزان قیمت آشکارسازی می‌شود. همچنین، SLDهای پالسی اختصاص یافته به خودروهای خود-ران دستگاه‌های هیبریدی همراه با خازن و ترانزیستور MOSFET هستند. هر بار که گیت ترانزیستور باز می‌شود، بار الکتریکی انباشته در خازن‌ها در تراشه‌ی لیزر تخلیه و قطار پالس نوری گسیل می‌شود. شکل ۲، توان خروجی SLD را در مد پالسی و طول‌موج ۹۰۵ nm و جریان‌های تزریقی ۵۰ و ۱۲۰ میلی‌آمپر نشان می‌دهد. جریان بایاس ثابت ۱ mA نیز، در همه‌ی زمان‌ها به سیستم تزریق می‌شود. مشاهده می‌شود که تولید پالس نوری با نرخ بیت ۴۰۰ kHz بدون اعوجاج موج امکان‌پذیر است. این نرخ تکرار در مقایسه با لیدار شرکت ولوداین با شلیک ۲۰ هزار پالس در دقیقه [۴]، بهبود یافته است. افزایش جریان تزریقی منجر به افزایش پیک توان خروجی می‌شود. انرژی هر پالس در جریان‌های تزریقی ۵۰ و ۱۲۰ میلی‌آمپری به ترتیب، ۶ nJ و ۱۵ nJ است. افزایش جریان و پهنای پالس منجر به افزایش انرژی پالس خروجی و درنتیجه، افزایش برد اندازه‌گیری می‌شوند. برای دست‌یابی به توان‌های بالاتر، از چندین لیزر در لیدار استفاده می‌شود.

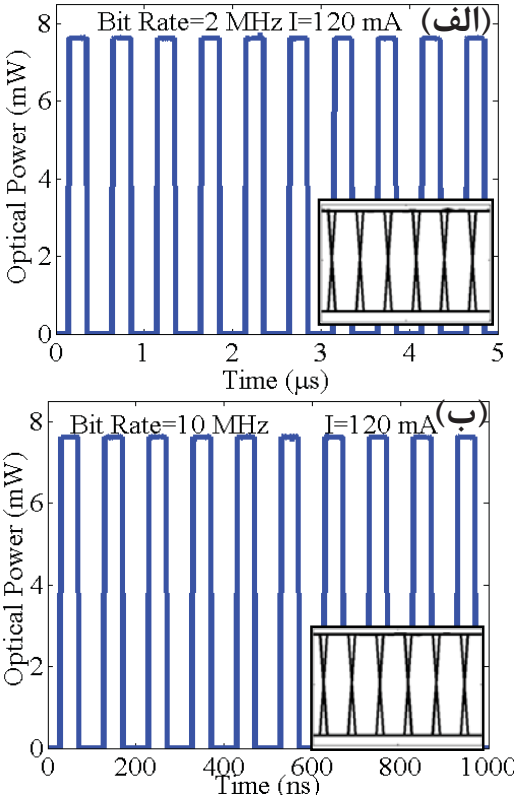
یکی از عوامل کلیدی تعیین قدرت تفکیک لیدار، تعداد پالس لیزری در هر متر مربع است. برای شناسایی اجسامی به بزرگی ۱۰ cm، حداقل به ۱۰۰ پالس در هر مترمربع نیاز است. برای شناسایی این اجسام در شعاع ۱۰۰ متری خودرو، به دیود لیزری با حداقل نرخ بیت ۳ MHz نیاز است. لیدارهای شرکت ولوداین دارای تعداد زیادی لیزر نیمرسانا هستند که روی یک هد چرخان قرار گرفته‌اند. هر لیزر، آشکارساز مخصوص به خودش را دارد و دارای میدان دید عمودی ۲۸/۶° است. در این لیدارها، حدود ۱/۳ میلیون نقطه از داده‌ها در هر ثانیه تولید می‌شود. لیدار ولوداین با ۶۴ لیزر برای خودرویی در سرعت ۶۵ km/h این امکان را فراهم می‌کند تا به صورت اتوماتیک جسمی با اندازه‌ی ۱۵ cm را در مسافت ۵۰ متری تشخیص دهد و هنوز زمان کافی برای مسیریابی اطراف داشته باشد [۴]. بنابراین، SLD با نرخ بیت ۴۰۰ kHz برای استفاده در سیستم‌های لیداری با ۱۶ الی ۶۴ لیزر بسیار مناسب است، اما قیمت آن‌ها بسیار بالاست. برای کاهش قیمت می‌توان از یک لیزر تابنده به آینه‌ی چرخان استفاده کرد، اما دیگر نرخ بیتی از مرتبه‌ی کیلو هرتز جوابگو نیست. برای تولید ۱/۳ میلیون نقطه داده در هر ثانیه توسط لیزری با آینه‌ی چرخان، به نرخ بیت‌هایی از مرتبه‌ی مگاهرتز نیاز است.



شکل ۲: پالس خروجی دیود لیزری با نرخ بیت ۴۰۰ kHz.

شکل ۳ خروجی SLD با پالس جریان مربعی و ضمیمه‌ی آن، طرحواره‌ی چشم پالس خروجی را در نرخ بیت‌های ۲ و ۱۰ مگاهرتز نشان می‌دهد. می‌توان دید که SLD توانایی تولید پالس‌هایی از مرتبه‌ی مگاهرتز را بدون اعوجاج موج و اثر الگو دارد. انرژی هر پالس در نرخ بیت‌های ۲ و ۱۰ مگاهرتز به ترتیب، ۱۵/۳ nJ و ۳ nJ است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۳: پالس خروجی SLD در نرخ بیت‌های (الف) ۲ MHz و (ب) ۱۰ MHz. ضمیمه: طرحواره‌ی چشم در هر ترخ بیت.

از آن جایی که سیستم لیداری خودروهای خود-ران متحرک است، باید نقش سرعت خودرو در تعیین دقت و قدرت تفکیک سیستم لیداری در نظر گرفته شود. همانطور که ذکر شد، برای اجسام ۱۰ سانتی متری به حداقل ۱۰۰ پالس لیزری در هر متر مربع نیاز است. به عنوان نمونه، خودرویی که با سرعت ۷۲ km/h (۲۰ m/s) در حال حرکت است، هر متر را در ۵۰ ms طی می‌کند. به عبارتی، در هر ۵۰ ms به ۱۰۰ پالس نوری در هر متر مربع نیاز است. در نتیجه، نرخ تکرار پالس دیود لیزری برای شناسایی اجسامی در فاصله‌ی ۵۰ m و دقت ۱۵ cm و در سرعت ۷۲ km/h، باید حداقل ۷/۶ MHz باشد. با توجه به شکل ۳(ب)، این نرخ بیت قابل حصول است. بنابراین، می‌توان SLD را چشمه‌ی نوری مناسبی برای سیستم لیداری با کاربرد خودروهای خود-ران به حساب آورد، در حین این که قیمت لیدار پایین بماند.

نتیجه‌گیری

عملکرد چشمه‌ی لیزری نیمرسانا در سیستم لیداری با کاربرد خودروهای خود-ران بررسی شد. SLD بر پایه‌ی معادلات آهنگ مدل‌سازی شد. با حل عددی معادلات آهنگ با روش رونگ - کوتای مرتبه‌ی چهارم، منحنی مشخصه‌ی P-I برای اعتبارسنجی مدل پیاده شده به دست آمد. تولید نرخ بیت ۴۰۰ kHz توسط دیود لیزری برای استفاده در سیستم‌های لیداری با ۱۶ الی ۶۴ لیزر نیمرسانا نشان داده شد. این نرخ بیت، توانایی تشخیص اجسامی با اندازه‌ی ۱۵ cm را در مسافت ۵۰ متری در خودروی خود-رانی با سرعت ۶۵ km/h ممکن می‌ساخت. سپس، پیشنهاد استفاده از یک لیزر و آینه‌ی چرخان برای کاهش هزینه ارائه شد. نرخ بیت‌های تکرار پالس ۲ و ۱۰ مگاهرتزی به عنوان خروجی دیود لیزری نشان داده شد. تاثیر سرعت خودروی خود-ران در عملکرد سیستم لیداری نیز مورد بحث قرار گرفت. بیان شد که قابلیت تشخیص اجسام ۱۵ cm در فاصله‌ی ۵۰ متر و در سرعت ۷۲ km/h در نرخ بیت‌هایی بیش از ۷/۶ MHz در این نوع از لیدارها ممکن است.

مرجع‌ها

[1] J. Zhao, B. Liang and Q. Chen, "The key technology toward the self-driving car", *Int. J. Intell. Autom. Syst*, vol. 6, no. 1, pp. 2-20, 2018.
[2] C. Ilas, "Electronic sensing technologies for autonomous ground vehicles: A review", *Proc. of Adv. Topics in El. Eng. (ATEE) 8th International Symposium*, pp. 1-6, May 2013.
[3] T. Schaer, R. Rusnov, S. Eagle, J. Jastrebski, S. Albanese and X. Fernando, "A dynamic simulation model for semiconductor laser diodes", *CCECE 2003 - Canadian Conference on Electrical and Computer Engineering. Toward a Caring and Humane Technology*, vol. 1, no. 03CH37436, pp. 293-297, 2003.
[4] B. Schwarz, "LIDAR: Mapping the world in 3D", *Nature Photon.*, vol. 4, pp. 429-430, 2010.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۶-۱۴ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۳۸-۱۰-۱۰-A

تولید پالس کوتاه در لیزر دیودهای لبه گسیل۹۸۰ نانومتر به روش سوییچ بهره

سید پیمان عباسی، آرش هدایی

مرکز ملی علوم و فنون لیزر ایران، خیابان ابطحی، کارگر شمالی، تهران

Pabbasi2001@gmail.com, ahodaei@gmail.com,

چکیده –مدولاسیون لیزر نیمه هادی توان بالا دارای اهمیت کاربردی گسترده است. تحقیقات گسترده‌ای در زمینه تولید پالس‌های کوتاه با انرژی بالا در حال انجام است. در این مقاله با به‌کارگیری ساختار نامتقارن، میدان اپتیکی به سمت بخش n جابجا شده و اتلاف داخلی لیزر کاهش یافته است. این کاهش اتلاف همراه با به‌کارگیری لایه های با ضریب شکست بالا در موجبر بخش n و افزایش طول عمر فوتون، امکان استفاده از روش سوییچ بهره برای تولید پالس‌های با پهنای چند صد پیکوثانیه در لیزرهای دیودی لبه گسیل را فراهم می‌آورد. در این مقاله با بررسی تابع پالس مناسب، محدودیت اعمال جریان بیشینه مورد تحقیق قرار گرفته و نهایتاً پالس کوتاه ۸۰ پیکو ثانیه (FWHM) و توان ۳/۲ وات فراهم شده است.

کلید واژه- مدولاسیون، لیزر دیود لبه گسیل، پالس کوتاه، موجبر نامتقارن

Short Pulse Generations in 980nm Edge Emitting Diode Laser with Gain Switching Method

SeyedPeymanAbbasi, ArashHodaei

Iranian National Center for Laser Science and Technology, Tehran

Pabbasi2001@gmail.com, ahodaei@gmail.com,

Abstract- High power semiconductor laser modulation is of great practical importance. Extensive research has been done to produce high energy short pulses. In this study by using an asymmetric structure, the optical field is shifted to n-section and the internal loss of the laser is reduced. This reduction in loss, and also applying high refractive index layers in n-section and increasing photon lifetime, makes it possible to use the gain switching method to generate several picoseconds optical pulses in edge emitting lasers. In this study, by investigating the appropriate pulse function, the maximum current limit is investigated and finally a short pulse of 80 ps (FWHM) and optical power of 3.2 W is created.

Keywords: Modulation, Edge emitting lasers, Short pulses, Asymmetric waveguide.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

توسعه لیزرهای نیمه‌هادی و فیبرهای اپتیکی به‌واسطه ایجاد ارتباطات نوری سریع، مطمئن و ظرفیت بالا، تغییرات بزرگی در جهان ایجاد کرده است که بخشی از آن با سرعت مدولاسیون لیزر نیمه‌هادی مرتبط است. با استفاده از چاه‌های کوانتمی در ناحیه فعال لیزرها و همچنین به‌کارگیری لیزر دیودهای کاواک عمودی (VCSEL) و لیزر دیودهای بازخورد توزیع شده (DFB) توانایی‌های بیشتری در این عرصه نمایان شده است[۱و۲]. اغلب لیزرهای مورد نیاز در این حوزه دارای طول‌موج‌های ۱۳۰۰ تا ۱۵۵۰ نانومتر هستند[۲و۳]. علاوه بر کاربردهایی که در ارتباطات مخابراتی بیان شد، تولید پالس‌های کوتاه در لیزرهای نیمه‌هادی در طول‌موجهای مختلف، دریچه‌های نوینی را در زمینه‌های مختلف تحقیقات گشوده است[۲].

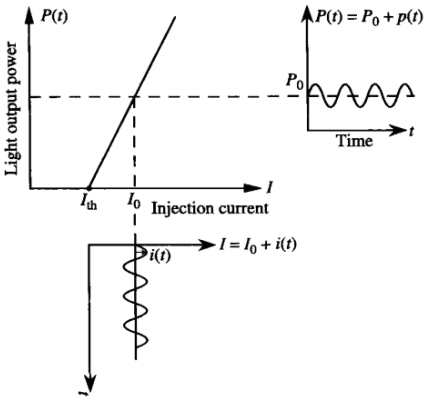
در این تحقیق با معرفی ساختار نامتقارن در لیزر نیمه‌هادی ۹۸۰ نانومتر و کاهش اتلاف داخلی، کوتاه‌ترین پالس زمانی قابل تولید در این لیزر به روش سوییچ بهره مورد بررسی قرار می گیرد.

فیزیک

مدولاسیون مستقیم لیزر نیمه‌هادی با مدولاسیون جریان تزریقی، I_{Op} ، انجام می‌شود. توان خروجی لیزر نیمه‌هادی را می‌توان از رابطه (۱) حاصل نمود[۲].

$$P_{Opt}=\eta_i \frac{hc}{\lambda q}\frac{\alpha_m}{\alpha_i+\alpha_m}(I_{Op}-I_{th}) \quad (۱)$$

که پارامترهای به کار رفته شده و مقادیر آنها در جدول ۱ معرفی شده‌اند. لذا با اعمال جریان مدوله شده آن‌چنان‌که در شکل ۱ نشان داده شده است می‌توان توان خروجی لیزر را مدوله نمود. مراجع زیادی با حل معادلات نرخ مربوطه روابط مربوط به حل جریان مستقیم و جریان متناوب را جهت مشخصه‌یابی دینامیکی لیزر انجام داده‌اند[۲و۳و۴].



شکل ۱: ساختار ضریب شکست در لایه‌های لیزر نیمه هادی

در این‌جا دو فرض مدولاسیون سرعت بالا و در نظر گرفتن اشباع غیر خطی بهره مدنظر قرار گرفته است بصورتی که در محاسبات مدل غیر خطی بهره به‌صورت تشریح شده در مرجع [۱] به‌کار گرفته شده است.طول عمر فوتون به مشخصات کاواک و مقدار اتلاف داخلی مرتبط است که با رابطه (۲) محاسبه می‌شود[۲].

$$\frac{1}{\tau_p}=v_g(\alpha_i+\alpha_m)=v_g(\alpha_i+\frac{1}{L}\ln\frac{1}{R_BR_F}) \quad (۲)$$

جدول ۱: پارامترهای به کار برده شده در محاسبات

پارامتر	نشان	واحد	مقدار
ثابت پلانک	h	Kgm^2s^{-1}	۶/۶۲ ×۱۰ $^{-۳۴}$
جریان آستانه	I_{th}	mA	۲۸۰
بازده داخلی	η_i		۰/۹۲
طول موج خلا	λ	nm	۹۷۶
بار الکترون	q	C	۱/۶ ×۱۰ $^{-۱۹}$
طول کاواک	L	mm	۱
سرعت گروه	v_g	m/s	۸/۴ ×۱۰ ^{۷}
اتلاف داخلی	α_i	m-1	۱۵۱
بازتاب آینه جلو	R_F		۰/۰۵
بازتاب آینه عقب	R_B		۰/۹۵

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بهبود پالس پرتوان با استفاده از موجبر نامتقارن

مطابق با روابطی که در بالا ذکرشد سه محدودیت اساسی دینامیکی جهت ایجاد تک پالس به روش سوییچ بهره وجود دارد که عبارتند از محدودیت در توان به دلیل محدودیت در جریان اعمال شده، محدودیت فنی در افزایش طول کاواک و محدودیت در کاهش اتلاف حامل های آزاد است که منشا اصلی اتلاف داخلی است.

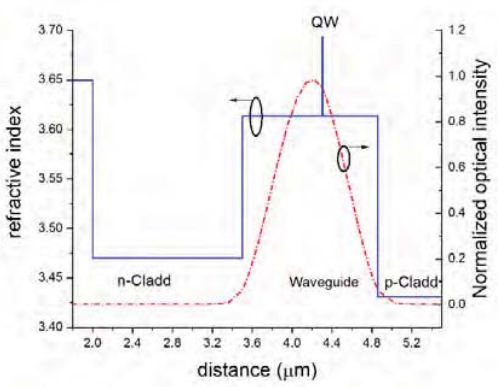
جهت ایجاد کوتاه ترین پالس با توان قله مناسب استفاده از موجبر نامتقارن در لیزر ۹۷۶ نانومتر با مشخصات ذکر شده در جدول ۲ پیشنهاد می شود. سه دلیل اصلی استفاده از این موجبر را می توان به صورت زیر تبیین کرد.

افزیش ضخامت و مولار آلومینیوم در ماده آلومینیوم گالیم آرسناید به کار گرفته شده در موجبر بخش n، که افزایش سرعت گروه به مقدار ۱۵٪ و کاهش اتلاف داخلی به مقدار ۳۰٪ را امکانپذیر می نماید.

افزایش ضخامت در موجبر مقدار ضریب محصورسازی را کاهش می دهد که به نوبه خود افزایش جریان آستانه لیزر را به همراه خواهد داشت. جهت ثابت نگه داشتن جریان آستانه ضخامت ناحیه فعال را به مقدار ۳۰ ٪ افزایش داده و به همین تناسب به جای ۲۰ درصد مولار ایندیم در InGaAs، مقدار ۱۷ درصد مولار ایندیم در نظر گرفته می‌شود. این کار وابستگی مقدار بهره به حامل را نیز کاهش می‌دهد. تا شرط تک مود عرضی را ارضا نماید. لایه‌های رشد داده شده در جدول ۲ نشان داده شده است.

جدول ۲: لایه‌های لیزر نیمه‌هادی در ساختار متقارن

Layers	Material	Thickness (nm)
p- cladding	$Al_{0.35}Ga_{0.45}As$	1000
p- waveguide	$Al_{0.15}Ga_{0.90}As$	500
Active	InGaAs	8
n- waveguide	$Al_{0.10}Ga_{0.90}As$	800
n- cladding	$Al_{0.35}Ga_{0.65}As$	1000



شکل۲: ساختار ضریب شکست در لایه‌های لیزر نیمه هادی

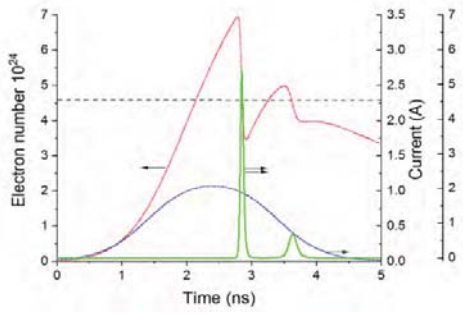
شبیه‌سازی و نتایج

در این تحقیق شبیه‌سازی با حل معادلات تزویج شده نرخ حامل و فوتون با استفاده از نرم‌افزار متلبدر لیزر دیود با ساختار نامتقارن که در بخش قبل ذکر شد، انجام شد. جریان اعمالی در معادلات نرخ به‌صورت پالسی مطابق با رابطه (۳) است که تولید پالس کوتاهمی‌نماید [۲].

$$I_{Op} = i_0[\tanh(1.4t-2) - \tanh(1.4t-4.7)] \quad (۳)$$

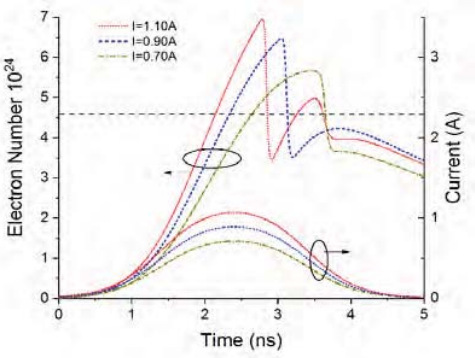
در این‌جا با اعمال پالس جریان الکتریکی با مقادیر i_0 برابر با ۰/۴، ۰/۵ و ۰/۶ شبیه‌سازی انجام شد. با افزیش جریان به مقداری بیش از آستانه تولید فوتون شروعشده و با مصرف بهره چگالی الکترون در ناحیه فعال به صورت ناگهانی کاهش یافته و پس از مصرف بهره و کاهش الکترون‌ها توسط فرآیندهای نوری به زیر مقدار آستانه، تولید فوتون قطع شده و دوباره افزایش الکترونها تداوم می یابد تا به مقدار آستانه برسد. این فرآیند زمانی در شکل ۳ برای مقدار i_0=0.6A نشان داده شده است. همان‌گونه که از شکل پیداست افزایش دوباره الکترونها باعث ایجاد پالس نامطلوب دوم می‌شود. لذا با توجه به مقدار چگالی الکترونها از افزایش دومین قله به بالای آستانه باید جلوگیری کرد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



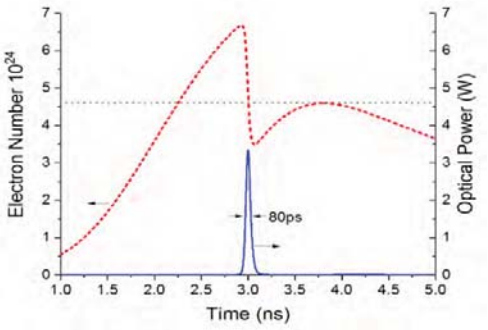
شکل ۳: پروفایل زمانی پالس الکتریکی و تعداد الکترونها در جریان i_0=0.6A و پالس اپتیکی خروجی لیزر در حالت

نمودار مقادیر الکترونها و جریان در مقادیر مختلف در شکل ۴ نشان داده شده است.



شکل ۴: پروفایل زمانی پالس و تعداد الکترونها در جریانهای مختلف تزریقی

با تغییر مقدار i_0 در تابع پالس بیشترین مقدار مجاز در حدود ۰/۵۴ تعیین گردید. نمودار پالس الکتریکی تزریقی به لیزر و پالس اپتیکی در شکل ۵ نشان داده شده است.



شکل ۵: پروفایل زمانی پالس خروجی لیزر و تعداد الکترونها در بیشینه جریان مجاز تزریقی i_0=0.54A

انرژی پالس نوری تولید شده با این جریان در حدود ۲۵۰ پیکوژول و عرض پالس در حدود ۸۰ پیکوثانیه محاسبه شده است. توان نوری این پالس برابر با ۳/۲ وات است.

نتیجه‌گیری

در این تحقیق پس از حل معادلات نرخ و اعمال جریان الکتریکی پالسی مناسب، پروفایل‌های زمانی تعداد الکترون‌ها و توان لیزر در جریان‌های بیشینه در یک لیزر دیودی با ساختار نامتقارن برای طول موج ۹۷۶ نانومتر بررسی شد. نتایج شبیه‌سازی نشان داد که با اعمال جریان بیشتر، پالس نامطلوب دوم ایجاد می‌شود که در این تحقیق بیشترین مقدار مجاز i_0که پالس نامطلوب دوم ایجاد نشود، در حدود ۰/۵۴ تعیین شد. با این جریان،پالس کوتاه با عرض ۸۰ پیکو ثانیه و توان ۳/۲ وات و انرژی در حدود ۲۵۰ پیکوژول فراهم می‌شود.

مرجع‌ها

[1] S. L. Chuang,*Physics of Photonic Devices*, p. 605, JOHN WILEY & SONS, INC., 2009.

[2] A. C. Barone, *Short pulse generation from semiconductor lasers: characterization, modeling and applications*,PhD thesis, Deparatmento de TecnologíaFotónica, Universidad Politécnica de Madrid, Spain, 2011.

[3] B. Ryvkin, A. Eugene and et. al.,"Asymmetric-Waveguide Laser Diode for High-Power Optical Pulse Generation by Gain Switching", J. Light. Technol., VOL. 27, NO. 12, pp. 2125-2131, 2009.

[4] S. Mieda, N. Yokota, R. Isshiki, W. Kobayashi and H. Yasaka, "Frequency response control of semiconductor laser by using hybrid modulation scheme",Opt. Express., Vol. 24, No. 22, pp. 25824-25831, 2016.

[5] R. Tucker,D.Pope, "Circuit Modelingof the Effect of Diffusion on Damping in a Narrow-Stripe Semiconductor Lase", IEEE J. Quantum Electron., Vol. 19, No. 7, pp. 1179-1183,1983.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک
و فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.

۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹ کد مقاله : A-۱۰-۲۴۷۲-۱

تاثیر ترمیم سطح آند توسط پلاسمای اکسیژن بر روی عملکرد دیود نور گسیل آلی

مسعود یحیی[۱]، محمد رضا فدوی اسلام[۲]

[۱]دامغان، دانشگاه دامغان، دانشکده فیزیک، jammed.yahya@gmail.com،

[۲]دامغان، دانشگاه دامغان، دانشکده فیزیک، m.r.fadavieslam@du.ac.ir

چکیده –به طور کلی پیش ترمیم سطح اکسید ایندیوم آلاییده با قلع(ITO)برای بهبود تزریق بار و عملکرد قطعه در ساخت دیودهای نور گسیل آلی اتخاذ شده است. در این پژوهش، لایه های ITOتوسط پلاسمای اکسیژن تحت توان ۸۰ وات به مدت ۴، ۶ و ۸ دقیقه ترمیم شدند. ترمیم لایه های ITOسبب بهبود ساختار، کاهش متوسط اندازه نانو بلورکها و کاهش زبری سطح آنها شد. لایه های ITOدر ساخت دیود با ساختار Glass/ITO/PEDOT:PSS/Alq3/Alبکار گرفته شدند. ترمیم لایه های ITOسبب کاهش ولتاژ آستانه و افزایش شدت نور گسیلی دیودها شده است.

کلید واژه- اکسید ایندیوم آلاییده با قلع، ترمیم، پلاسمای اکسیژن، دیود نور گسیل آلی

The effect of anode surface treatment by oxygen plasma on the performance of organic light emitting diodes

M. Yahya[1], M. R. Fadavieslam[2]

[1]School of physics, Damghan University, Damghan, jammed.yahya@gmail.com,

[2]School of physics, Damghan University, Damghan, m.r.fadavieslam@du.ac.ir

Abstract- Pretreatment of the indium tin oxide (ITO) surface is generally adopted to improve the charge injection anddevice performance in the fabrication of organic light-emitting diodes. In this study, the ITO films were terminated by 80 w onoxygen plasma for 4, 6 and 8 min. The treatment of ITO films improved the structure, reduced the average size of nanocrystals and reduced their surface roughness. The ITO films were used in the fabrication of the diode with Glass/ITO/PEDOT:PSS/Alq_3/Al structure. The treatment of ITO films has reduced the threshold voltage and increased the light intensity of the diodes.

Keywords: ITO, treatment, Oxygen plasma, OLED

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

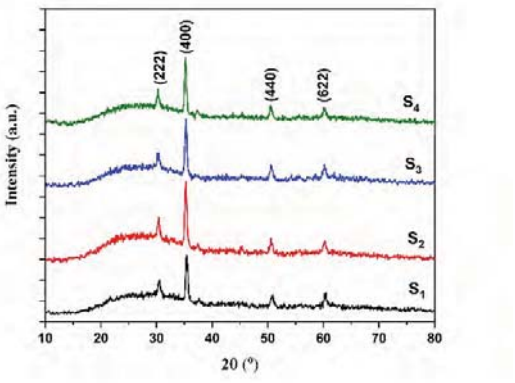
مقدمه

ویژگی های جذاب دیود نور گسیل آلی (OLED)مانند سهولت ساخت، هزینه ساخت کم، انعطاف پذیری و وزن سبکهم در زمینه های علمی و هم در صنعت باعث افزایش علاقه به آنها شده است [۱]. این مزایا در دستگاه‌های مختلف الکترونیکی مانند روشنایی اتومبیل، تلفن همراه، نمایشگرهای رایانه، دوربین دیجیتال، نمایشگرهای تلویزیون و قطعات نوری انعطاف پذیر کاربردهایی را فراهم کرده است [۲, ۳]. ساختارOLEDها از چند لایه تشکیل شده است. می‌توان به طور معمول ترکیبی کلی به صورت آند، کاتد، بستر، لایه انتقال الکترون‌ها، لایه انتقال حفره ها و لایه گسیل کننده برای چینش لایه‌ها ارائه کرد[۴]. لایه نازک اکسید ایندیوم آلایش شده با قله (ITO)به دلیل عبور زیاد در ناحیه نور مریی، عملکردهای نسبتاً زیاد کارایی، رسانایی بالا، خواص شیمیایی پایدار معمولاً به عنوان آند در ساختOLED ها استفاده می شود [۵, ۶]. ویژگیهای سطح ITO نقش مهمی در عملکرد OLED بازی می کند. تلاشهای متعددی در خصوص اصلاح سطح با استفاده از پلاسما صورت گرفته است [۷]. هدف این پژوهش ترمیم سطح ITO تحت محیط پلاسمای اکسیژن و تاثیر ترمیم بر عملکرد دیود نور گسیل آلی با ساختار Glass/ITO/PEDOT:PSS/Alq3/Al می باشد.

روش تجربی

لایه های نازک ITO مورد نیاز این پژوهش از شرکت لومتک تایوان تهیه شدند. سپس با هدف ترمیم سطح آنها در محیط پلاسمای اکسیژن در توان ۸۰ وات و طی زمانهای ۴، ۶ و ۸ دقیقه قرار گرفتند. لایه ترمیم نشده و ترمیم شده به مدت ۴، ۶ و ۸ دقیقه بترتیب S_1، S_2، S_3 و S_4 نامگذاری شدند. با هدف بررسی ساختار آنها توسط دستگاه طیف سنجی پرتو ایکس آنالیز شدند. شکل (۱) طیفهای مقایسه ای XRD نمونه‌ها را نشان می‌دهد.

مطالعه این شکل مشخص میکند که آنها یک قله قوی در $2\theta = 35/3^{o}$ متناظر با صفحه (۴۰۰) و قله های ضعیفتر در 2θ برابر با ۳۰/۴، ۵۰/۷ و ۶۰/۳ بترتیب متناظر با صفحات (۲۲۲) (۴۴۰) و (۶۲۲) مربوط به فاز مکعبی وجود دارند که با کارت استاندارد JCPDS 06-0416همخوانی دارند [۸]. این نتایج ساختار بس بلوری نمونه ها را نشان می دهد. قله های دیگری مربوط به ساختار قلع در نمونه ها دیده نمی شود که نشان می دهد اتمهای قلع بخوبی جایگزین اتمهای ایندیم در ساختار شده اند [۹]. علاوه بر این افزایش مدت زمان پلاسما سبب افزایش شدت قله مربوط به صفحه (۴۰۰) شده است که حدس زده می شود که پلاسمای اکسیژن ساختار بلوری و کیفیت پوشش سطح لایه نازک را بهبود بخشیده است [۹, ۱۰].



شکل ۱: طیفهای مقایسه ای پراش پرتو ایکس ITO ها

متوسط اندازه نانو بلورک‌ها با استفاده از رابطه شرر محاسبه شد. نتایج محاسبات نشان می‌دهد افزایش زمان پلاسمای اکسیژن برای تمام راستاهای بلوری بجز راستای (۶۲۲) باعث افزایش اندازه نانو بلورکها می شود. این افزایش اندازه نانو بلورکها نشان می دهد که پلاسمای اکسیژن باعث بهبود کیفیت بلوری ITOشده است. علاوه بر آن متوسط اندازه نانو بلورکها برای نمونه های S_1، S_2، S_3 و S_4با استفاده از رابطه ولیام سون – هال بترتیب

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

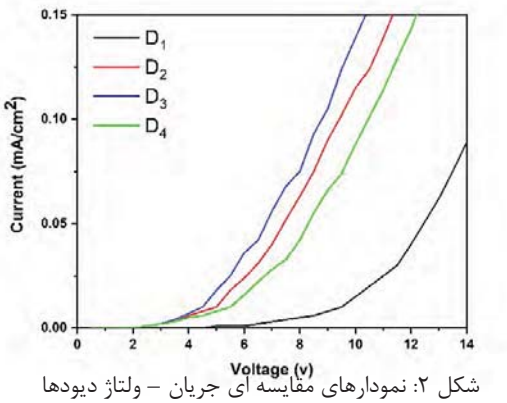
مقادیر ۱۵٫۸۱، ۱۶٫۲۹، ۱۸٫۸۶ و ۱۹٫۱۶ بدست آمد. این نتایج نشان می دهند که پلاسمای اکسیژن کیفیت ساختاری نمونه ها را بهبود بخشیده است.

ریختار سطح لایه‌های ITOتوسط تصاویر میکروسکپ روبشی الکترونی اثر میدان (FESEM)مطالعه شد. نتایج مشخصه یابی FESEM نمونه ها نشان می دهد که تاثیر پلاسمای اکسیژن بر ریختار سطح ناچیز است [۹]. با این وجود بطور کلی پلاسمای اکسیژن سبب کاهش اندازه دانه‌ها شده است.

توپولوژی سطح لایه‌های ITO توسط میکروسکپ نیروی اتمی (AFM) بررسی شد. نتایج مشخصه‌یابی‌های AFM نشان‌می‌دهد که توپولوژی سطح نمونه‌ها بعد از ترمیم بهبود یافته و زبری سطحی از ۲٫۳۴ به ۰٫۹ nm کاهش یافته است.

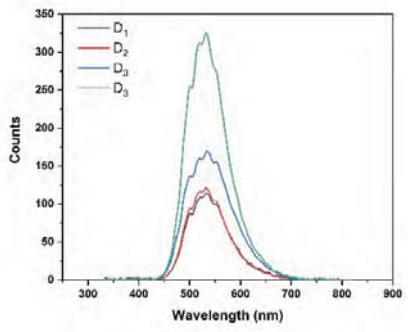
پس از بررسی اثر ترمیم بر روی ساختار ITO ها دیودهای نورگسیل آلی با استفاده از آنها ساخته شد. به طور کلی ساختار دیودهای این پژوهش به صورت Glass/ITO/PEDOT:PSS/Alq_3/Al می‌باشد. در این ساختار برای لایه آند از ITO استفاده شده است. بطوری که دیودهای ساخته شده با نمونه های S_1، S_2، S_3 و S_4 بترتیب D_1، D_2، D_3 و D_4 نامگذاری شدند. برای لایه‌ی انتقال‌دهنده حفره از PEDOT:PSS استفاده شد که به روش چرخشی بر روی لایه های ITO پوشش داده شدند. Alq_3 بعنوان ماده‌ی نورگسیل و کاتد بکار گرفته شد که به روش تبخیر در خلا لایه نشانی شد. الکترود آلومینیوم نیز به روش تبخیر حرارتی لایه نشانی شد.

شکل (۲) نمودارهای مقایسه‌ای جریان – ولتاژ قطعات را نشان می دهد. مطالعه این شکل رفتار دیودی قطعات را نشان می هد. علاوه بر آن نشان می دهد که ولتاژ آستانه برای دیودها با ترمیم ITOها کاهش یافته است، که می-توان به حذف آلاینده ها از سطح و افزایش عملکرد آن نسبت داد [۱۱]. این بدین معنا است که پلاسمای اکسیژن بر سطح ITOتاثیر گذاشته است به طوری که تزریق حاملها و همچنین تعادل بین جریانهای الکترون و حفره بهبود یافته است، که سبب افزایش تابع کار ITO شده است [۱۲, ۱۳]. از طرفی دیگر کاهش زبری سطح در اثر پلاسمای اکسیژن منجر به اتصال مناسب آند و لایه PEDOT:PSS می شود که سبب افزایش بهره‌بری تزریق حفره از آند به لایه PEDOT:PSS، بهبود چگالی جریان و کاهش ولتاژ راه اندازی می شود [۱۳, ۱۴].



شکل ۲: نمودارهای مقایسه ای جریان – ولتاژ دیودها

نمودارهای مقایسه ای شدت روشنایی بر حسب طول موج دیودها در شکل (۳) نشان داده شده است. مطالعه این نمودارها نشان می دهد که قله های نورهای گسیل شده دیودها متناظر با نور سبز است که از ماده نور گسیل Alq3 بکار رفته در دیودها ناشی می‌شود. علاوه بر آن با افزایش مدت زمان ترمیم لایه های ITO شدت نور گسیلی افزایش یافته است.



شکل ۳: نمودارهای مقایسه ای شدت نور گسیلی دیودها بر حسب طول موج

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش لایه های ITO با پلاسمای اکسیژن ترمیم شدند. ترمیم باعث بهبود ساختار مورفولوژی و توپولوژی لایه‌ها شده است. علاوه بر این بکار گیری لایه های ترمیم شده در ساخت دیود نور گسیل آلی نشان داد که ترمیم آند سبب کاهش ولتاژ آستانه دیود، افزایش شدت نور گسیلی و بهبود عملکرد دیود می شود.

مرجع‌ها

[1] D. Hewidy, A.S. Gadallah, G.A. Fattah, "Electroluminescence enhancement of glass/ITO/PEDOT:PSS/MEH-PPV/PEDOT:PSS/Al LED by thermal annealing", Journal of Molecular Structure, Vol. 1130, pp.327-332,2017.

[2] A. Mantarcı, B. Gündüz, "A study on refractive index dispersion and optoelectronic parameters of the BCzVB OLED material by using solution method", Optical and Quantum Electronics, Vol. 48, No. 12, pp. 0306-8919, 2016.

[3] T. L. Chiu, Y.T. Chuang, "Spectral observations of hole injection with transition metal oxides for an efficient organic light-emitting diode", Journal of Physics D: Applied Physics, Vol. 48,No. 7, pp. 075101, 2015.

[4] H. Musavi, M.R. Fadavieslam, "Improving organic light-emitting diode performance with ZnOnanoparticles", Journal of Materials Science: Materials in Electronics, Vol. 28, No. 11, pp. 7797-7801, 2017.

[5] R. Rana, R. Mehra, "Investigation of Organic LED Materials Using a Transparent Cathode for Improved Efficiency", Journal of Electronic Materials,Vol. 48, No. 7, pp. 4409-4417, 2019.

[6] M.R. Fadavieslam, "The effect of thickness of light emitting layer on physical properties of OLED devices", Optik, Vol. 182, pp. 452-457,2019

[7] F. Zhu, H. Qiao, L. Fei, K. Ong, X. Hao, "Effect of surface electronic properties of ITO on luminance efficiency of OLEDs", International Society for Optics and Photonics, Vol. 5277, pp.163-173, 2004.

[8] H. Taha, K. Ibrahim, M.M. Rahman, D.J. Henry, C.-Y. Yin, J.-P. Veder, A. Amri, X. Zhao, Z.-T. Jiang, "Sol-gel derived ITO-based bi-layer and tri-layer thin film coatings for organic solar cells applications", Applied Surface Science,Vol. 530, pp.147164, 2020.

[9] Y.S. Park, E. Kim, B. Hong, J. Lee, "Characteristics of ITO films with oxygen plasma treatment for thin film solar cell applications", Materials Research Bulletin, Vol. 48, No. 12, pp. 5115-5120, 2013.

[10] S. Arunrungrusmi, P. Chansri, N. Mungkung, "Transparent ITiO film electrodes on polyethylene terephthalate by oxygen plasma treatment for high-performance flexible electroluminescence device", Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 58, No. SA, p. SAAB02, 2018.

[11] I.M. Chan, W.C. Cheng, F.C. Hong, "Enhanced performance of organic light-emitting devices by atmospheric plasma treatment of indium tin oxide surfaces", Applied Physics Letters,Vol. 80,No. 1, pp. 13-15, 2002.

[12] S.N. Lee, S.F. Hsu, S.W. Hwang, C.H. Chen, "Effects of substrate treatment on the electroluminescence performance of flexible OLEDs", Current Applied Physics,Vol. 4, No. 6, pp.651-654, 2004.

[13] R. Mahdiyar, M.R. Fadavieslam, "The effects of chemical treatment on ITO properties and performance of OLED devices", Optical and Quantum Electronics,Vol. 52, No. 5, p. 262, 2020.

[14] H. Jeon, S. Kang, H. Oh, "Improvement of ITO properties in green-light-emitting devices by using N_2:O_2 plasma treatment", Journal of the Korean Physical Society, Vol. 68, No. 2, pp. 206-209, 2016.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۸۸-۱۰-A

تولید نانوذرات پلاتین با استفاده از لیزر تارنوری در شاریدگی‌های مختلف در آب

مهسا عبداللهی[۱]، بابک ژاله[۱]، وفا ارناوطی[۱] و آیدا مرادی[۱]

[۱] گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بوعلی سینا، همدان

abdollahi461@gmail.com, jaleh@basu.ac.ir, wafaahameed1983@gmail.com, stelf4ever@gmail.com

چکیده –کندوسوز لیزری در مایع در دهه‌های گذشته مورد توجه بسیاری قرار گرفته است. نانوذرات پلاتین با استفاده از کندوسوز لیزرتارنوری در شاریدگی‌های مختلف در محیط آب سنتز شد.جذب نوری کلوئیدهایی که در شاریدگی‌های مختلف لیزر تولید شدند توسط بیناب‌نمایی فرابنفش-مرئی بررسی گردید. بمنظور بررسی ساختار نانوذرات پلاتین از آنالیز پراش پرتو ایکس استفاده شد. همچنین مورفولوژی نانوذرات پلاتین با استفاده از میکروسکوپ الکترونی عبوری مورد بررسی قرار گرفت. مشاهده شدکه نانوذرات به‌دست آمده تقریبا کروی هستند و اندازه‌ی آن‌هابین ۲ تا ۶۰ نانومتر می‌باشد. میانگین اندازه نانوذرات پلاتین تولید شده هم توسط دستگاه پراکندگی نور دینامیکی مورد بررسی قرار گرفت.

کلید واژه- کندوسوز لیزری در مایع(LAL)، لیزر تارنوری، نانوذرات پلاتین.

Fabrication of platinum nanoparticles by fiber laser at different fluences in water

MahsaAbdollahi[1], BabakJaleh [1], WafaaArnaouty[1] and Aida Moradi[1]

[1] Department of Physics, Faculty of Science, Bu-Ali Sina University, Hamedan

abdollahi461@gmail.com, jaleh@basu.ac.ir, wafaahameed1983@gmail.com, stelf4ever@gmail.com

Abstract- Laser ablation in liquid has collected a lot of scrutiny in recent decades. Platinum nanoparticles and its colloids were synthesized using fiber laser with different fluences in liquid. The optical absorption of colloids was examined by ultraviolet-visible. X-ray diffraction analysis was used to investigate the structure of Pt nanoparticles. Likewise, the morphology of Pt nanoparticles was assessed employing a transmission electron microscope. The obtained nanoparticles are almost spherical and their size is between 2 to 60 nm. The average size of the produced platinum nanoparticles was investigated by a dynamic light scattering (DLS) device.

Keywords: Laser ablation in liquid (LAL), fiber laser, platinum nanoparticles

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

یکی از روش‌های سریع، ایمن و پاک برای تولید نانوذرات کلوئیدی با ویژگی‌های مختلف ساختاری و اپتیکی، روش کندوسوز لیزر پالسی در محیط مایع است [۱]. فرآیند کندوسوز لیزری در طی چند مرحله انجام می شود. ابتدا پرتوی لیزر با بر روی سطح هدف غوطه ور در مایع متمرکز می‌شود سپس تابش به هدف نفوذ می‌کند و باعث تمیزه شدن و یونیزاسیون هدف و تجزیه مایع می شود[۲]. در نتیجه، یک توده موضعی پلاسما در هدف تولید می‌شود که توسط محیط مایع محدود می شود و در نتیجه گسترش آن را به تأخیر می اندازد. واکنش شیمیایی بین گونه های کنده شده موجود در پلاسما و گونه‌های برانگیخته یا یونیزه در مایع می‌تواند در شرایط دما و فشار بالا رخ دهد. سرانجام ، پلاسما خاموش می شود و یک حباب حفره ایجاد می شودکه محصولات کلوئیدی جدید را حفظ می کند. سپس حباب حفره فرومی‌ریزد و گونه-های داخلیدر مایع پخشمی شوند و مرحله رشد آغاز می-شود و در نتیجه تولید نانوذرات کلوئیدیبه اوج خود می رسد[۳].نانوذرات فلز را می توان با کندوسوز لیزری در مایعات، تمیز و بدون آلودگی تهیه کرد. آلودگی سطح با روش کندوسوز لیزری در مقایسه با روش‌های شیمیایی بسیار کاهش می‌یابد زیرا ذرات مستقیما از کندوسوز هدف خالص در یک حلال خالص تشکیل می‌شوند. کلوئید نانوذرات فلزات نجیب، خواص نوری وابسته به اندازه و همچنین خصوصیات جالب مغناطیس و کاتالیستی را نشان داده اند. پلاتین و نانو ذرات آلیاژی آن به دلیل کاربرد بالقوه آنها در بسیاری از واکنش‌های کاتالیزوری از جمله کاهش گاز های آلاینده‌ی خروجی از اتومبیل‌ها[۴]، تصفیه نفت[۵] و تولید هیدروژن[۶] استفاده می‌شوند. همچنین به‌دلیل تشدید پلاسمونی سطحی قوی(SPR) و پاسخ غیرخطی نوری، در زمینه‌ی اپتیک مورد توجه بسیاری قرار گرفته‌اند[۷]. علاوه براین در پزشکی به‌عنوان بخشی از داروی درمان سرطان کاربرد دارد[۸]. دراین پژوهش اثرات شاریدگی‌های مختلف لیزر را برروی اندازه، ساختار و خصوصیات نوری نانوذرات پلاتین با روش کندوسوز لیزری(LAL) در مایع گزارش می‌کنیم.

روش انجام آزمایش

به‌منظور انجام عمل پرتودهی برروی فلز پلاتین، ابتدا قطعه‌ای به ابعاد۳cm×۱/۵cm با درصد خلوص ۹۹/۹۷ (شکل۱) طی دو مرحله، هر مرحله به مدت ۱۵دقیقه، سطح موردنظر را درون بشرهای حاوی استون و آب مقطر توسط دستگاه اولتراسونیک جهت پاک نمودن آلودگی‌های سطحی و جلوگیری از ورود ناخالصی به درون کلوئید شسته شده است. بعد از انجام شستشو و خشک‌سازی، نمونه پلاتین در ۱۰سی‌سی آب دیونیزه به‌عنوان محیط-مایع تحت تابش قرارمی‌گیرد. در این کار از لیزر تارنوری (RFL-P30Q) با طول‌موج ۱۰۶۴nm ، طول-پالس۱۰۰ ns حداکثر توان۳۰وات استفاده‌شد. هدف پلاتین با سرعت جاروب ۲۰۰mm/s، فرکانس ۲۰KHz و قطر لکه ۵۰ µm در ظرف‌حاوی آب دیونیزه در شاریدگی-های مختلف پرتودهی شد(شکل۲).در ابتدا به‌منظور به-دست آوردن مقدار تقریبی آستانه‌شاریدگی، فلز پلاتین، در بازه‌ی شاریدگی ۱۱/۴J/cm^2 تا ۷J/cm^2 تحت پرتودهی‌لیزر قرار گرفت. زمان تابش در این آزمایش ۱۲ دقیقه در نظر گرفته شده است. میزان جذب کلوئیدهای حاصل از این پرتودهی توسط بیناب نمایی فرابنفش-مرئی مورد بررسی قرارگرفت (شکل۳). با توجه به این نمودار، در کلوئید مربوط به شاریدگی ۷J/cm^{2}جذبی مشاهده نشد زیرا عمل کندگی اتفاق رخ نداده است. پس شاریدگی ۷/۶J/cm^2 به-عنوان آستانه تقریبی کندگی پلاتین مشخص شد. به منظور تولید و سنتز نانوذرات کلوئیدی، پلاتین را تحت شرایطی که در جدول۱ آورده شده است پرتودهی می-کنیم. شاریدگی‌های اعمال شده برای تولید نانوذرات باید بسیار بیشتر از آستانه شاریدگی باشد. پلاتین را در هر مرحله به مدت ۱۲ دقیقه پرتودهی کردیم سپس نمونه-های کلوئیدی نانوذرات پلاتین جهت سنتز و بررسی توسط آنالیزهای مختلف آماده شد(شکل۴).برای بررسی جذب کلوئیدهای نانوذرات پلاتین تولید شده در شاریدگی‌های

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

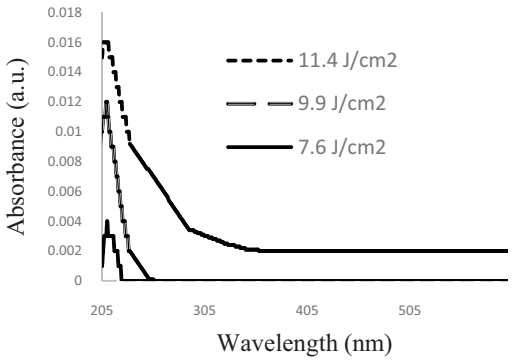
مختلف ازدستگاه بیناب‌نمایی ماورابنفش-مرئی(JASCO V730) استفاده شد. به منظور بررسی ساختار نانوذرات پلاتین از دستگاه XMD300 استفاده شد. یکی از روش-های موثردر تعیین اندازه دقیق نانوذرات استفاده از میکروسکوپ‌الکترونی عبوری است که در این پژوهش از دستگاه PhilipsCM120 استفاده شد. روش پراکنـدگی نـور دینـامیکی(DLS)روشـی فیزیکـی، غیرمخرب و سریع است که برای تعیین توزیع انـدازه ذرات موجود در محلول و سوسپانسیون محلول استفاده می‌شود. توزیع پراکندگی اندازه نانوذرات تولید شده توسط دستگاه پراکندگی نور دینامیکی (Malvern Nano ZS)انجامشد.



شکل ۱. قطعه‌ی پلاتین موردنظر



شکل۲. کندوسوز لیزری روی هدف پلاتین



شکل۳. طیف بیناب‌نمایی جذبی فرابنفش-مرئی نانوذرات پلاتین جهت مشخص نمودن آستانه شاریدگی



شکل۴. نمونه‌های کلوئید نانوذرات پلاتین در شاریدگی‌های مختلف

جدول۱. شرایط پرتودهی به هدف پلاتین

انرژی (mJ)	شاریدگی(J/cm^2)
۱/۵	۷۶/۴
	۶۱/۱۱/۲
۰/۷۵	۳۸/۲
۰/۵	۲۵/۴

بحث و بررسی

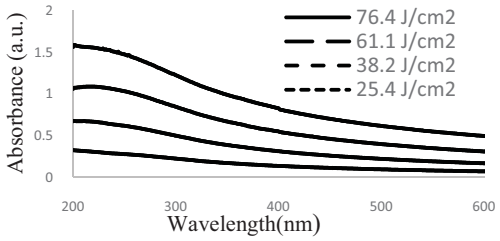
بیناب جذبی کلوئید نانوذرات پلاتین در شاریدگی‌های مختلف توسط بیناب‌نمایی ماورابنفش-مرئی بررسی گردید. با توجه به شکل۵، بیشترین جذب مربوط به بالاترین شاریدگی ($۷۶/۴J/cm^2$) و کمترین جذب مربوط به پایین-ترین شاریدگی ($۲۵/۴ J/cm^2$) است.

نتایج آنالیز پراش اشعه ایکس در شکل ۶ ارائه شده است. پراش در زوایای °۳۹/۸۷، °۴۶/۳۶، °۶۷/۶۱، °۸۱/۳۷ و °۸۵/۷۴ اتفاق افتاده است که به ترتیب متعلق به صفحات (۱۱۱)، (۲۰۰)، (۲۲۰)، (۳۱۱) و (۲۲۲) می‌باشند.

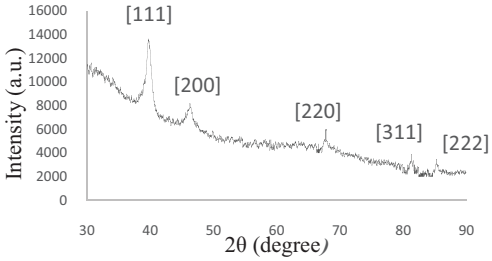
ریخت‌شناسی نانوذرات پلاتین تولید شده با استفاده‌از میکروسکوپ الکترونی عبوری(TEM) مشخص شد. مطابق شکل ۷ نانوذرات پلاتین تولید شده تقریبا کروی هستند و اندازه‌ی آن‌ها بین ۲ تا ۶۰ نانومتر می‌باشد.

توزیع اندازه نانوذرات تولید شده درون آب دیونیزه، توسط آنالیز پراکندگی نور دینامیکی(DLS) بررسی شد.باتوجه به شکل ۸، توزیع فراوانی کلوئیدنانوذرات پلاتین تولید شده در شاریدگی $۷۶/۴J/cm^2$، در بازه‌ی ۱۰ nm تا۱۰۰ nm قرار دارند. همچنین میانگین قطر نانوذرات پلاتین در این شاریدگی که توسط این آنالیز به‌دست آمد ۳۰/۲۵nm بود.

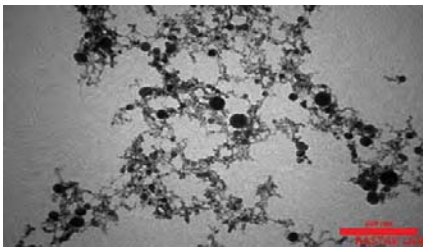
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



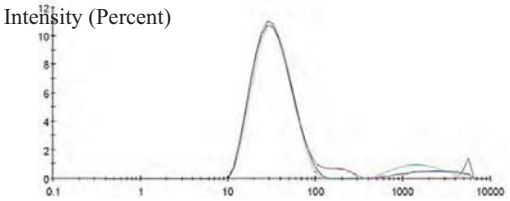
شکل۵. طیف بیناب‌نمایی جذبی ماورابنفش-مرئی نانوذرات پلاتین در شاریدگی‌های مختلف



شکل۶. الگوی پراش اشعه ایکس نانوذرات پلاتین



شکل۷.کلوئید نانوذرات پلاتین در شاریدگی‌های مختلف با استفاده از میکروسکوپ الکترونی عبوری



شکل۸. الگوی توزیع اندازه نانوذرات پلاتین تولید شده در آب دیونیزه در شاریدگی $۷۶/۴J/cm^2$

نتیجه‌گیری

در این پژوهش نانوذرات پلاتین با استفاده از لیزر تار نوری در شاریدگی‌های مختلف تولید شد. خواص نوری و ریخت شناسی نانوذرات پلاتین توسط آنالیزهای متفاوتی بررسی شد. با استفاده از آنالیز بیناب‌نمایی فرابنفش-مرئی آستانه-ی کندگی پلاتین تقریبا $۷/۶J/cm^2$ تعیین شد و در ادامه-کار اثر شاریدگی‌های مختلف را بر روی غلظت نانوذرات بررسی کردیم. به این نتیجه رسیدیم که بیشترین غلظت (جذب) مربوطبه شاریدگی $۷۶ /۴J/cm^2$ و کمترین غلظت (جذب) مربوط به شاریدگی $۲۵/۴ J/cm^2$ است. همچنین آنالیز پراش اشعه ایکس مشخص کرد نانوذرات پلاتین ساختار مکعبی(fcc) دارند. با استفاده از تصویربرداری الکترونی عبوری به این نتیجه رسیدیم که نانوذرات پلاتین تولید شده تقریبا کروی هستند.

مرجع‌ها

[1] W. Nichols, T. Sasaki, N. Koshizaki,"Laser ablation of a platinum target in water. III. Laser-induced reactions",J. Appl.Phys, Vol.100, No. 11, pp. 114911, 2006.

[2] D. Zhang , J. Liu , P. Li,Zh. Tian, Ch. Liang, "Recent advanced in surfactant-free, surface-charged, and defect-rich catalysts developed by laser ablation and processing in liquids",ChemNanoMat, Vol. 3, No. 8, pp. 512-533, 2017.

[3] H. Zeng, X-W. Du, S. Singh, S. Kulinich, Sh. Yang, J. He, W. Cai. "Nanomaterials via laser ablation/irradiation in liquid: a review",Adv. Funct. Mater, Vol. 22, No. 7, pp. 1333-1353, 2012.

[4] E. Kizilaslan, S. Aktaş and MK. Şeşen, "Towards environmentally safe recovery of platinumfrom scrapautomotive catalytic converters", Turkish. J. Eng. Env. Sci, Vol. 33, pp. 83-90, 2010.

[5] SW. Curry. "Platinum catalysts in petroleum refining", Platinum Metals Rev, Vol. 1, No. 2, pp.3843, 1957.

[6] AR. Martins, LS.Carvalho, P. Reyes, JM. Grau, M.Carmo. "Hydrogen production on alumina-supported platinum catalysts", Mol. Cat, Vol. 429,pp.1-9, 2017.

[7] G.Fan, Sh.Ren, Sh.Qu,Zh. Guo, Q. Wang, Y. Wang, R. Gao. "Mechanisms for fabrications and nonlinear optical properties of Pd and Pt nanoparticles by femtosecond laser",Opt. Commun, Vol.295, pp. 219-225,2013.

[8] AL. Ruiz, CB. Garcia,SN.Gallón, ThJ. Webster. "Novel Silver-Platinum Nanoparticles for Anticancer and Antimicrobial Applications", Int. J. Nanomedicine, vol. 15, pp. 169-179, 2020.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۶۲-۱۰-A

تاثیر آلایش کبالت بر خواص اپتیکی و الکتروشیمیایی آبی پروس (PB)

مجید، صفری سخاوت[۱]، فرهاد اسمعیلی قدسی[۲]

[۱و۲] آزمایشگاه سل ژل، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گیلان

[۱]Majid_safari_sekhavat@yahoo.com

چکیده –فیلم‌های نازک آبی پروس (PB)غیرآلاییده و آلاییده با کبالت با روش نهشت الکتروشیمیایی روی بسترهای شیشه ای رسانایFTO پوشش داده شد.به منظوربررسی مورفولوژی سطح، خواص الکتروکرومیکی و اپتیکی فیلم‌های نازک آبی پروس غیر آلاییده و آلاییده با کبالت به ترتیب از آنالیزهایFESEM، ولتامتری چرخه ای (CV) وUV/Vis استفاده گردید. جهت بررسی خواص الکتروکرومیک از الکترولیت KCl با غلظت ۰/۱ مولار استفاده شد. نتایج نشان داد که آلایش کبالت در ساختار آبی پروس روی مورفولوژی آن تغییری ایجاد نکرد هرچند، ضخامت فیلم از حدود ۲۳۲ نانومتر به حدود ۳۰۲ نانومتر تغییرپیدا کرده است. همچنین، اندازه گیری های ولتامتری چرخه ای و تراگسیل نوری نشان داد آلاییدگی کبالت سبب بهبود بازده رنگی آبی پروس در محدوده طیف های مرئی می‌گردد.

کلید واژه- آبی پروس، الکتروکرومیک، کبالت، فیلم نازک.

The effect ofcobalt doping on optical and electrochemical properties of Prussian blue (PB)

Majid Safari Sekhavat[1], F.E. Ghodsi[2]

[1,2] Sol Gel Laboratory, Faculty of Basic Sciences, University of Guilan

[1]Majid_safari_sekhavat@yahoo.com

Abstract- Cobalt doped Prussian blue (PB) thin films with a thickness of about 300 nm have been coated by electrochemical deposition method on FTO conductive glass substrates. In order to study the surface morphology, electrochromic and optical properties of cobalt doped Prussian blue thin films, FESEM, cyclic voltammetry (CV) and UV / Vis analyzes were used, respectively. KCl electrolyte with a concentration of 0.1 M was used to investigate the electrochromic properties. The results showed that doping of cobalt in the Prussian blue structure did not change its morphology, but cyclic voltammetry and optical transmission measurements showed that doping of cobalt improved the Prussian blue color yield within the visible spectrum.

Keywords: Prussian Blue, Electrochromic, Cobalt, Thin film.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

مواد الکتروکرومیک، موادی هستند که ویژگی‌های نوری آنها، بسته به ورود و خروج یون و الکترون، تحت اعمالیک ولتاژ خارجی به طور برگشت‌پذیر تغییر می‌کند. عامل تغییر رنگ، انتقال الکترون در اثر اکسایش - کاهش می-باشد[۱].

یکی از مواد الکتروکرومیک، آبی پروس است که به خاطر خواص الکتروکرومیکی آن شهرت دارد. آبی پروس معروف به فریک هگزاسیانوفریت[1] با فرمول شیمیایی $Fe_4^{III}[Fe^{II}(CN)_6]_3.xH_2O$ دارای یک ساختار مکعبی می‌باشد. PB معمولاً دارای چند حالت الکتروکرومیکی است.رنگ PB آبی است و در فرآیند کاهش به نمک بی‌رنگ اوریت[2] یا اصطلاحاً PW و در فرآیند اکسایش PB به BG[3] تبدیل می‌شود[۲]:

از کاربردهای آبی پروس می‌توان در ساخت سلول های خورشیدی[۳]، قطعات الکتروکرومیک[۴]، سنسور رطوبت[۵]، درمان سرطان نوروبلاستوما[4][۶] و حسگر اثر انگشت[۷] اشاره کرد.

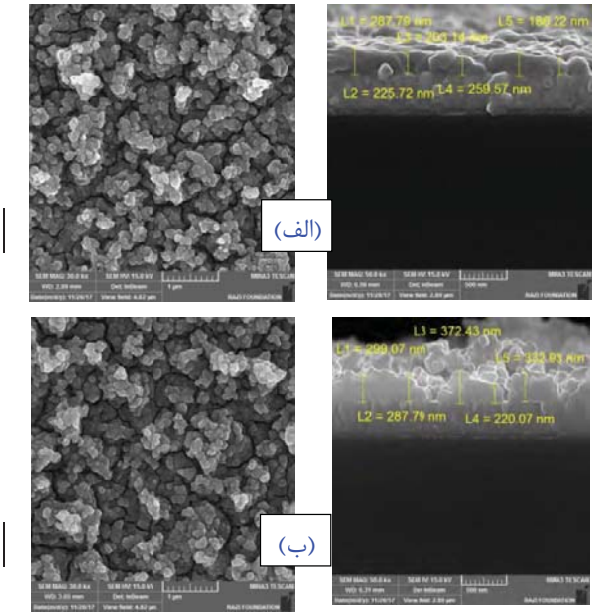
روش تهیه

برای تهیه ۲۵ میلی لیتر محلول، ۵ میلی لیتر HCl را با ۱۰ میلی لیتر $K_3[Fe(CN)_6]$ مخلوط کرده و بعد از آن ۱۰ میلی لیتر $FeCl_3.6H_2O$ را به آن اضافه می‌کنیم. برای تهیه محلول آلاییده شده، ۸٪ استات کبالت نسبت به فروسیانید پتاسیم را در ظرفی مخلوط کرده و به محـــلول اضافه می‌کنیم. غلظت همه مواد ۰/۰۵ مولار است.

فرایند پوشش با استفاده از روش نهشت الکتروشیمیایی و بر روی بستر رسانای FTO با مقاومتی در حدود ۲۰ تا ۳۰ اهم انجام گرفت. از گرافیت به عنوان الکترود آند استفاده شد. نهشت در مدت زمان ۵۰۰ ثانیه و در پتانسیل بهینه ۱/۵ ولت و شدت جریانی در حدود ۴۰ میکروآمپر برای هر سانتی متر مربع از بستر، انجام گرفت.

نتایج و بحث

برای تعیین موفولوژی، از میکروسکوپ الکترونی گسیل میدانی (FESEM) استفادهشد. وجود تنش کششی منجر به ایجاد ترک‌هایی در سطح نمونه شده است[۸]. در واقع پس از اینکه بر روی بستر، نمونه به صورت لایه ای تشکیل شد، رشد فیلم ادامه داشته و سپس بر روی آن به صورت جزایری ظاهر شد. با برش عرضی، میانگین ضخامت فیلم‌های آبی پروس غیرآلاییده و آلاییده با کبالت به ترتیب در حدود ۲۳۲ و ۳۰۲ نانومتر تخمین زده شد.

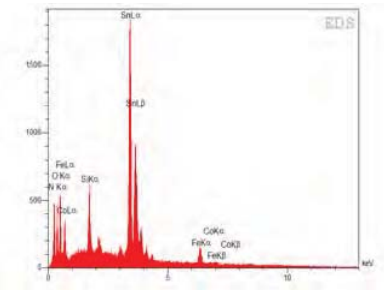


[1] Ferric hexacyanoferrate
[2] Everitt's Salt
[3] Berlin green
[4] Neuroblastoma

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

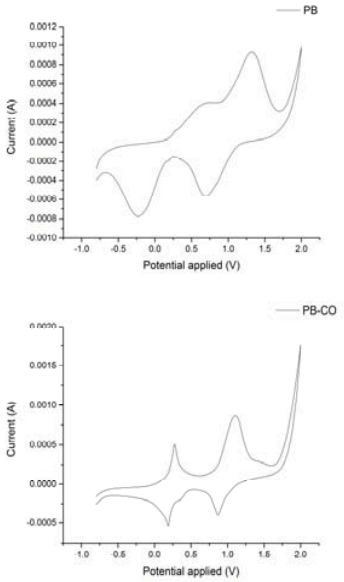
شکل ۱-تصاویر FESEM فیلم‌های آبی پروس (الف) غیرآلاییده و (ب) آلاییده با کبالت

آنالیز EDX هم، حضور کبالت در ساختار را نشان می‌دهد.



شکل ۲- آنالیز *EDX*

خواص الکتروشیمیایی نمونه‌ها با استفاده از دستگاه Autolab و بین ولتاژهای ۰/۸- تا ۲ ولت با میزان روبش ۳۰ میلی ولت بر ثانیه و در الکترولیتKCl با غلظت ۰/۱ در شکل ۳ نشان داده شده است. چهار قله برای هر دو نمونه مشاهده شد. دو قله بالایی مربوط به قله‌های کاتدی و فرآیندهای اکسایش می‌باشد و دو قله پایینی مربوط به قله‌های آندی و فرآیندهای کاهش است [۵].



شکل ۳- چرخه الکتروشیمی PB و PB آلاییده با کبالت

با توجه به سطح زیر نمودار می‌توان مقدار بار وارد شده و یا خارج شده را با استفاده از رابطه ۱ محاسبه کرد.

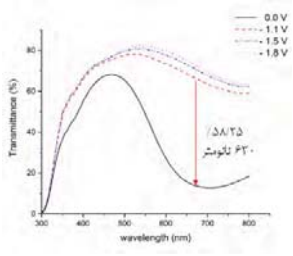
$$q \qquad ۱$$

که v میزان روبش ولتاژ بر حسب ولت بر ثانیه می باشد. چگالی بار هم از تقسیم بار بر مساحت نمونه ($۱/۵\ cm^2$ برای نمونه) بدست می‌آید. مقادیر چگالی بار در حالت رنگی و بی‌رنگی در جدول ۱ محاسبه شده است.

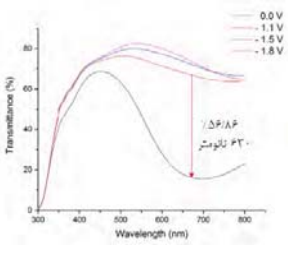
جدول ۱: مقادیر چگالی بار فیلم ها

	چگالی بار حالت رنگی (بالا نمودار) C/cm^2	چگالی بار حالت بی‌رنگی (پایین نمودار) C/cm^2
PB	۰/۰ ۱۷۴	۰/۰ ۱۶۸
PB-Co	۰/۰ ۱۱۷	۰/۰ ۰۷۳

طیف تراگسیل نمونه با استفاده از دستگاه Cary 100 UV/vis Spectrophotometer اندازه گیری شد. میزان تراگسیل نمونه در دو حالتی که نمونه رنگی بوده و دیگری در حالتی که بی‌رنگ بود در سه ولتاژ مختلف مورد بررسی قرار گرفت.



شکل ۴- نمودار گسیل برای فیلم نازک PB



شکل ۵- نمودار گسیل برای فیلم نازکPB آلاییده با کبالت

یکی از مهمترین پارامترهایی که در قطعات الکتروکرومیک محاسبه می شود بازده رنگی می باشد. منظور از بازده رنگی (η) عبارت است از میزان سطح (با مساحت A) تغییر رنگ داده شده در یک لایه از فیلم الکتروکرومیک، در اثر اعمال یک واحد بار الکتریکی. واحد بازده رنگی،

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

سانتیمتر مربع بر کولن است که از رابطه ۲ محاسبه می شود.

$$\eta \qquad ۲$$

برای آبی پروس در طول موج ۶۳۰ نانومتر میزان بازده رنگی cm^2C^{-1} ۳۵ و بیشترین مقدار بازده در طول موج ۶۹۴ نانومتر و مقدار آن cm^2C^{-1} ۴۳ بدست آمد. برای آبی پروس آلاییده با کبالت در طول موج ۶۳۰ نانومتر میزان بازده رنگی cm^2C^{-1} ۴۹ و بیشترین مقدار بازده در طول موج ۶۸۳ نانومتر و مقدار آن cm^2C^{-1} ۵۶ بدست آمد.

جدول ۲: نتایج الکتروکرومیکی نمونه *PB* و *PB* آلاییده با کبالت

	PB	PB-Co
چگالی بار رنگی	۰/۰ ۱۷۴	۰/۰ ۱۱۷
چگالی بار بیرنگی	۰/۰ ۱۶۸	۰/۰۰ ۷۳
ماکزیمم CE	۴۳	۵۶
مقدار CE در طول موج ۶۳۰	۳۵	۴۹

نتیجه گیری

آبی پروس با استفاده از کبالت آلاییده شد و خواص اپتیکی و الکتروشیمیایی آن مورد بررسی قرار گرفت. آلایشکبالت در مورفولوژی نمونه تاثیر زیادی نداشت تنها باعث افزایش ضخامت فیلم شد. اما آلایش کبالت سبب بهبود بازده رنگی آبی پروس در محدوده طیف‌های مریی شد.

مراجع

[1] R. J. Mortimer, "*Organic electrochromic materials*", Electrochim. Acta; Vol.44, 2971-2981 (1991).

[2]F. Ricci , G. Palleschi, "*Sensor and biosensor preparation, optimisation and applications of Prussian Blue modified electrodes*", Biosensors and Bioelectronics; Vol.21, 389–407 (2005).

[3] P. N. Kumar, K. Sakthivel, "*Preparation And Characterization Of Low Cost Prussian Blue Sensitized Solar Cell*", Journal of Ovonic Research; Vol. 11, 169 – 173 (2015).

[4] L. M. N. Assis, R. Leones, J. Kanicki, A. Pawlicka, M. M. Silva, "*Prussian Blue for Electrochromic Devices*", Journal of Electroanalytical Chemistry; Vol.777, 33-39 (2016).

[5] G. Vaivars, J. Pitkevics, A. Lusis, "*Sol-gel produced humidity sensor*", Sensors and Actuators B: Chemical; Vol.13, 111-113 (1993).

[6] H. A. Hoffman, L. Chakrabarti, M. F. Dumont, A. D. Sandlerabcd and R. Fernandes, "*Prussian blue nanoparticles for laser-induced photothermal therapy of tumors*", The Royal Society of Chemistry; Vol.4, 29729–29734 (2014).

[7] P. Ding, G. Song, J. Zhou, Q. Song, "*Collection of rolling fingerprints by the electrochromism of Prussian blue*", Dyes and Pigments; Vol.120, 169-174 (2015).

[8] Z. Jiao, J. L. Song, X. W. Sun, H. V. Demira, "*A fast-switching light-writable and electric-erasable negative photoelectrochromic cell based on Prussian blue film*", Solar Energy Materials and Solar Cells; Vol.98, 154-160 (2012).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین
کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۸۶-۱۰-A

حسگر ضریب شکست مبتنی بر فراسطح در ناحیه مادون قرمز نزدیک

عصمت جعفری[۱]، محمدعلی منصوری بیرجندی[۲] و علیرضا طاوسی[۳]

[۱و۲]دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان، ایران
([1]es.jafari@pgs.usb.ac.ir, [2]mansouri@ece.usb.ac.ir)

[۳]دانشکده مهندسی، دانشگاه ولایت، ایرانشهر، ایران (a.tavousi@velayat.ac.ir)

چکیده – در این مقاله با استفاده از شبیه سازی تفاضل محدود حوزه زمان، یک فراسطح پلاسمونیک زیرطول‌موج H شکل با حساسیت بالا برای حسگرهای ضریب شکست در طول‌موج‌های مادون قرمز نزدیک ارائه شده است. این ساختار از یک لایه نقره با آرایه‌ای از حفره‌های H شکل روی یک بستر ضخیم TiN که توسط یک لایه جدا کننده شیشه از هم جدا شده اند، ساخته شده است. لایه TiN مانع عبور نور از تشدیدگر می‌شود و این باعث می‌شود که انتقال در این ساختار تقریبا صفر شود. نتایج شبیه‌سازی مقدار حساسیت بیشتر از ۸۱۴ nm/RIU و معیار شایستگی ۴/۶۶ را ارائه می‌دهد که با حسگرهای فراسطح پیشین قابل مقایسه است و حتی از برخی از آنها عملکرد بهتری نیز دارد.

کلید واژه- پلاسمونیک، حسگر، فراسطح، نانوساختار.

Refractive index sensor based on metasurface at near-infrared region

Esmat Jafari[1], Mohamad Ali Mansouri-Birjandi[2], and Alireza Tavousi[3]

[1,2]Faculty of Electrical and Computer Engineering, University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran ([1]es.jafari@pgs.usb.ac.ir, [2]mansouri@ece.usb.ac.ir)

Faculty of Engineering, University of Velayat, Iranshahr, Iran (a.tavousi@velayat.ac.ir)

Abstract- In this paper using finite difference time domain simulation, a highly sensitive H-shape subwavelength plasmonic metasurface is demonstrated for refractive index sensor at near-infrared wavelengths. The structure is made up of a silver layer with H-shape hole arrays on top of a thick TiN substrate separated from each other with glass dielectric spacers. The TiN film prevents light transmission from the resonator and that makes the transmission almost zero. The simulation results show a high sensitivity up to 814 nm/RIU with a figure of merit of 4.66, which is comparable to previous metasurface sensors and even outperforms some of them.

Keywords: Metasurface, Nanostracture, Plasmonic, Sensor.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

در فراماد چالش هایی وجود دارد از جمله تلفات زیاد و پاشیدگی شدید مرتبط با واکنش های رزونانس، استفاده از ساختارهای فلزی و همچنین مشکلات ساخت میکرو و نانو ساختارهای مورد نیاز سه بعدی [۱]. با این حال، می‌توان فراماد مسطح را به راحتی با استفاده از تکنولوژی‌های موجود مانند لیتوگرافی و روش‌های نانوچاپ ساخت. این فراماد مسطح، فراسطح (metasurface) نامیده می‌شوند. فراسطح ها با ضخامت زیرطول‌موج تعریف می‌شوند و در محدوده طول‌موج‌هایی از مایکروویو تا مرئی عمل می‌کنند. به طور کلی، فراسطح‌ها می‌توانند بر چالش‌های موجود در فراماد بالک غلبه کنند در حالی که برهمکنش آنها با امواج تابشی می‌تواند هنوز به اندازه کافی قوی باشد تا ویژگی‌های بسیار مفید را بدست آورند.

فراماد یا فراسطح‌ها قادر به بهبود ویژگی برهمکنش ماده-میدان در میدان رزونانس حبس شده قوی و ویژگی‌های طیفی تیز هستند که می‌تواند حساسیت حسگر را برای حسگری تقویت کند [۲-۳]. در نتیجه، کاربردهای امیدبخش زیادی با استفاده از حسگرهای فراسطح با میدان‌های نزدیک بشدت حبس شده در مودهای رزونانس، پدیدار می‌شوند. برای مثال می‌توان از آن برای تصویربرداری پزشکی، حسگرها، تجزیه بیومولکولی، و پیش‌بینی بیماری با اصلاح تغییرات طیفی استفاده کرد. ایده کلیدی پشت این نوع حسگرها، مهندسی الگوهای (معمولا فلزی) با جزییات کوچک (شکاف‌ها یا پچ‌ها) برای تولید یک غلظت میدان قوی در نقاط محلی تحت تابش منبع خارجی است. این تحدید میدان شدید، برهمکنش ماده نوری با آنالیت را افزایش می‌دهد و در نتیجه منجر به تغییر قوی در پاسخ طیفی می‌شود.

انواع مختلفی از ساختارهای فراسطح پلاسمونیک مانند، نانومیله‌ها، نانوکره‌ها، نانوحلقه‌ها [۴-۵] و غیره برای بررسی اثر ساختار در تعیین ضریب شکست محیط ماده مورد بررسی قرار گرفته است. معمولاً برای نتایج قابل تکرار، ساختارهای متناوب نسبت به ساختارهای نامنظم ترجیح داده می‌شوند.

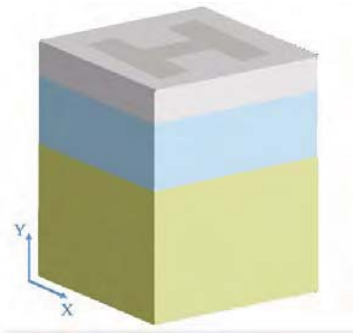
کارهای زیادی تا کنون در این زمینه انجام شده از جمله ساختار حسگر فراسطح تمام دی‌الکتریک مبتنی بر کمان شکافدار که حساسیت ۲۵۰ nm/RIU را ارائه می دهد [۶]. ساختار نانوحلقه‌های سیلیکون شکافدار مبتنی بر رزونانس فانو که حساسیت ۴۵۲ nm/RIU و معیار شایستگی (FOM) ۵۶/۵ را ارائه می‌دهد [۷]. این ساختار از لحاظ عملی قابل اجرا نیست زیرا هیچ بستری برای ساختار در نظر گرفته نشده و در شبیه‌سازی، نانوحلقه‌ها بصورت خودایستاده در فضا فرض شده است. ساختاری دیگر شامل نانودیسک‌ها دارای بیشینه حساسیت ۳۵۰ nm/RIU برای محدوده ضریب شکست ۱/۳۳ تا ۱/۴۱ است [۸]. حسگر مبتنی بر نانوحلقه‌های آلومینیوم بیشینه حساسیت ۴۰۸/۹۶ nm/RIU و معیار شایستگی ۵/۸۸ را ارائه می-دهد [۹]. همچنین حسگر نانوساختار پلاسمونیک، برای نانودیسک‌های طلا حساسیت ۳۸۱/۱۳ nm/RIU و معیار شایستگی ۱۸/۱۲ و برای نانوحفره‌های طلا حساسیت ۲۲۰/۹۱ nm/RIU و معیار شایستگی ۴/۸۱ را ارائه می-دهد [۱۰]. در این مقاله یک حسگر فراسطح H شکل طراحی شده و مورد بررسی قرار می‌گیرد که از حساسیت خوبی برخوردار است و در مقایسه با بسیاری از حسگرهای تاکنون طراحی شده از مقدار حساسیت بهتری برخوردار است.

طراحی و شبیه‌سازی ساختار

طرح کلی سلول واحد حسگر طراحی شده در شکل ۱ نشان داده شده است. در این حسگر روی یک لایه نازک ۱۰۰ نانومتری نقره، حفره هایی به شکل H ایجاد شده

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

است. پس از آن یک لایه شیشه به ضخامت ۲۰۰ nm و در انتها نیز یک لایه ضخیم نیترید تیتانیوم به عنوان بستر قرار داده شده است. لایه نیترید تیتانیوم از عبور نور جلوگیری می‌کند و نور را دوباره به تشدیدگرهای H شکل برمی گرداند و این باعث ایجاد تشدید قوی‌تر در این ساختار می‌شود. در نتیجه برهمکنش نور و ماده قوی‌تری بدست آمده و به دنبال آن حساسیت حسگر بهبود می یابد.



شکل ۱: سلول واحد حسگر طراحی شده

نتایج حاصل از شبیه‌سازی ساختار

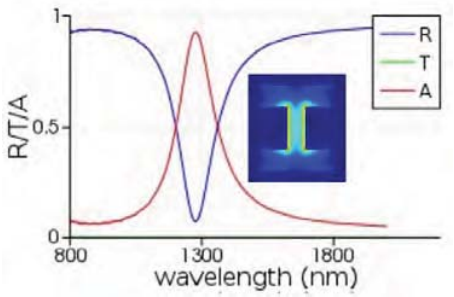
ابتدا پاسخ طیفی این حسگر در حالتی که هنوز آنالیتی روی ساختار قرار داده نشده بدست آمد. همان‌طور که در شکل ۲ قابل مشاهده است به دلیل وجود بستر نیترید تیتانیوم انتقال در این ساختار تقریبا صفر است. توزیع میدان الکتریکی نیز نشان می‌دهد که در طول‌موج تشدید بیشترین تمرکز میدان در کانال میانی قرار دارد. میزان حساسیت یک حسگر را می توان از معادله (۱) بدست آورد.

$$S = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n}(nm/RIU) \qquad (۱)$$

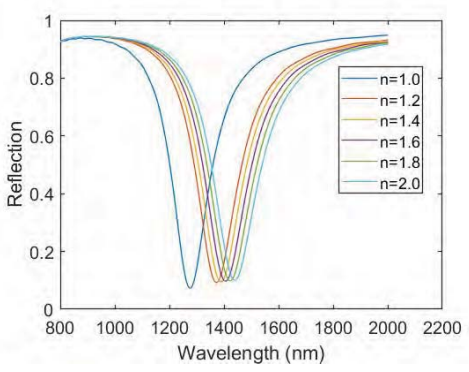
در این معادله Δn تغییر ضریب شکست محیط اطراف تشدیدگر به ازای قرار دادن آنالیت روی ساختار و Δλ تغییر طول موج تشدید بعد از اضافه کردن آنالیت را نشان می دهد. پارامتر دیگری که معمولا برای نشان دادن عملکرد یک حسگر بیان می‌شود و معیاری از میزان باریک بودن طیف است، معیار شایستگی می‌باشد. معیار شایستگی یک حسگر بصورت نسبت حساسیت به عرض کامل در نصف بیشینه (FWHM) تعریف می‌شود.

$$FOM = \frac{S}{FWHM}(RIU^{-1}) \qquad (۲)$$

حال برای بررسی قابلیت حسگری این ساختار، پاسخ طیفی آن به ازای ضریب شکست‌های مختلف محیط محاسبه شد. بیشترین مقدار حساسیت برای این ساختار برابر با ۸۱۴/۸۹ nm/RIU است که نسبت به ساختارهای ذکر شده مقدار حساسیت بهتری دارد. معیار شایستگی این حسگر نیز ۴/۶۶ بدست آمد. همچنین تغییر طول‌موج رزونانس به ازای تغییر ضریب شکست محیط نیز بصورت خطی است.

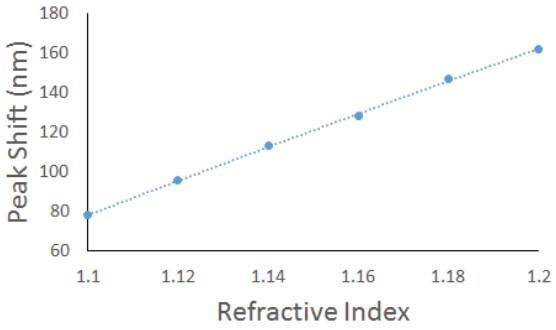


شکل ۲: پاسخ طیفی ساختار و توزیع میدان الکتریکی در طول موج تشدید، R، T و A بترتیب بیانگر موج بازتابی، عبوری و جذب شده در ساختار هستند.



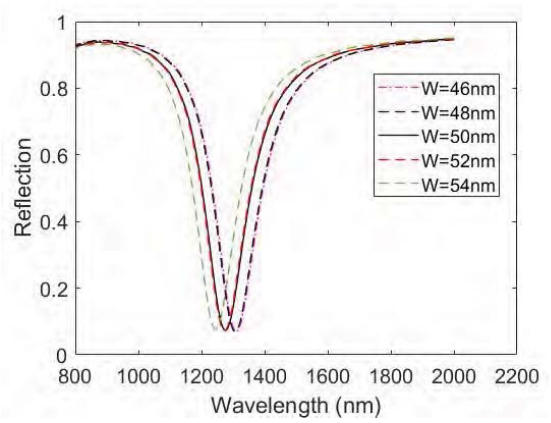
شکل ۳: طیف بازتاب ساختار به ازای ضریب شکست های مختلف.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۴: تغییر طول‌موج رزونانس به ازای تغییر ضریب شکست محیط.

همانطور که در توزیع میدان ساختار دیده شد تمرکز میدان بیشتر در کانال میانی قرار دارد پس مقدار حساسیت ساختار می‌تواند به ابعاد این کانال بیشترین وابستگی را داشته باشد. به همین دلیل تغییرات طیف بازتاب ساختار به ازای تغییر عرض کانال میانی نیز مورد بررسی قرار گرفت.



شکل ۵: تغییرات طیف بازتاب ساختار به ازای تغییر عرض کانال میانی.

نتیجه‌گیری

در این مقاله یک حسگر فراسطح H شکل طراحی شد و مورد بررسی قرار گرفت. این حسگر دارای مقدار حساسیت ۸۱۴/۸۹ nm/RIU و معیار شایستگی ۴/۶۶ است که در مقایسه با بسیاری از حسگرهای تاکنون طراحی شده از مقدار حساسیت بهتری برخوردار است.

مرجع‌ها

[1] C. M. Soukoulis, M. Wegener, “Past achievements and future challenges in the development of three-dimensional photonic metamaterials”, Nat. Photon, Vol. 5, pp. 523–530, 2011.

[2] C. R. Williams, S. R. Andrews, S. A. Maier, A. I. Fernández-Domínguez, L. Martín-Moreno, F. J. García-Vidal, “Highly confined guiding of terahertz surface plasmon polaritons on structured metal surfaces”, Nat Photon, Vol. 2, No. 3, pp.175-179, 2008.

[3] B. Fischer, M. Hoffmann, H. Helm, G. Modjesch, P. Uhd Jepsen, “Chemical recognition in terahertz time-domain spectroscopy and imaging”, Semicond Sci Technol, Vol.20, No. 7, pp. S246-S253, 2005.

[4] W. He, Y. Feng, ZD. Hu, A. Balmakou et al, “Sensors With Multifold Nanorod Metasurfaces Array Based on Hyperbolic Metamaterials”, IEEE Sensors Journal, Vol. 20, No. 4, pp. 1801 - 1806, 2020.

[5] G. Zhang, C. Lan, H. Bian, R. Gao, J. Zhou, “Flexible, all-dielectric metasurface fabricated via nanosphere lithography and its applications in sensing”, Opt. Exp, Vol. 25 , No. 18, pp. 22038-22045, 2017.

[6] K. S. Modi, J. Kaur, S. P. Singh, U. Tiwari, R. K. Sinha, “Split-arc-based metasurface for refractive index sensing applications”, Proc. SPIE 10928, High Contrast Metastructures 8, 109281V, 4 March 2019.

[7] GD. Liu, X. Zhai, LL. Wang, Q. Lin et al, “A High-Performance Refractive Index Sensor Based on Fano Resonance in Si Split-Ring Metasurface”, Plasmonics, Vol. 13, pp. 15–19, 2018.

[8] A. A. Rifat, M. Rahmani, L .Xu, A. E. Miroshnichenko, “Hybrid Metasurface Based Tunable Near-Perfect Absorber and Plasmonic Sensor”, Materials, Vol. 11, 1091, 2018.

[9] M. Salemizadeh, F. Fouladi Mahani, A .Mokhtari, “Design of aluminum-based nanoring arrays for realizing efficient plasmonic sensors”, Journal of the Optical Society of America B, Vol. 36, No. 3, 2019.

[10] M. M. Tharwat, H. AlSharif, H. Alshabani, E. Qadi, M.Sultan, “Design of an optical sensor based on plasmonic nanostructures”, Proc. SPIE 9883, Metamaterials X, pp. 98830G, 2016.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۷۰-۱۰-A

بررسی اثر پارامترهای هندسی نانوذرات طلای ستاره‌ای شکل روی ویژگی‌های تشدید پلاسمون سطحی موضعی

فاطمه زاده[۱]، آتوسا سادات عربانیان*[۲]،محمد رضایی پندری[۳]

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

[1]f.zadeh@mail.sbu.ac.ir, [2]a_arabanian@sbu.ac.ir, [3]rezaei.m.p@gmail.com

چکیده –در این مقاله،پاسخ نوری میدان نزدیک نانوذره طلای ستاره‌ای شکل در برهمکنش با پالس لیزری شبیه سازی و نشان داده می شود که بواسطه تشدید پلاسمون سطحی موضعی، شدت میدان نزدیک در نوک شاخک‌ها به طور قابل توجهی تقویت می‌شود. بعلاوه نتایج نشان می دهد که سطح مقطع جذب نانوستاره شدیدا وابسته به تعداد، طول شاخک‌ها و اندازه هسته آن می‌باشد و دارای چندین قله طیفی بوده که ناشی از فرکانس‌های تشدیدی حاصل از ترکیب ساختار کروی، استوانه و مخروطی در هندسه ستاره ای شکل می‌باشد. بنابراین با مهندسی ساختار آنها بسته به نوع کاربردمی‌توان میدان های پر شدتجایگزیده مطلوب را به دست آورد که در بسیاری از کاربردها نظیرتصویربرداری بیولوژیکی، دارو رسانی، تشخیص و درمان‌های پزشکی و حسگرهای بیوشیمیایی مفید می باشد.

کلید واژه- سطح مقطع جذب، فرکانس رزونانس، میدان نزدیک، نانوذرات طلا،نانوذره ستاره‌ای شکل

Investigation of the effect of geometric parameters of star-shaped gold nanoparticles on localized surface plasmon resonance properties

Fatemeh Zadeh, Atoosa Sadat Arabanian, Mohammad Rezaei-Pandari
Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

Abstract- In this paper, the near-field optical response of star-shaped gold nanoparticles in interaction with a laser pulse is simulated and it is shown that due to the localized surface plasmon resonances the near field intensity at the tip of the tentacles is significantly amplified. In addition, the results show that the absorption cross-section of nanostar is strongly dependent on the number, length of the tentacles and the nucleus size and it has several spectral peaks due to the resonant frequencies resulting from the combination of spherical, cylindrical and conical structure in star-shaped geometry. As a result, by engineering their structure depending on the type of application, it is possible to obtainthe desired strong localized fieldswhich are useful in many applications such as biological imaging,drug delivery, medical diagnostics and therapeutics and biochemical sensors.

Keywords:absorption cross section, resonant frequencies,near-field ,gold nanoparticles, nanostars.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

نانوذرات طلا(GNPs[1]) در تحقیقات علوم زیستی در دهه‌های اخیر توجه زیادی را به خود جلب کرده‌اند. هنگامی که نانوذرات طلا با تابش نور در طول موج مناسب تحریک می‌شوند، الکترون‌های هدایت یا رسانش روی سطح آن‌ها رفتار منحصر به فردی از نوسانات جمعی را نشان می‌دهند که به عنوان رزونانس پلاسمون سطحی موضعی(LSPR[2]) شناخته می‌شوند[۱]. یکی از ویژگی‌های مهم نانوذرات طلا، ارتباط قوی بین شکل فیزیکی و خصوصیات نوری آن‌هاست، بطوریکه اختلاف اندک در اندازه، هندسه و محیط اطراف GNPها طیف جذبی آن را به طور چشمگیری تغییر می‌دهد[۲] و با مهندسی شکل و اندازه GNPها می‌توان پاسخ نوری آن به یک طول موج خاص را افزایش داد.

چندین ساختار مختلف GNP وجود دارد که گزینه‌های مناسب برای کار در پنجره بیولوژیکی (ناحیه مادون قرمز در گستره ۸۰۰-۱۱۰۰ نانومتر) هستند. نانومیله‌های طلا[۳]، نانوپوسته‌های طلا[۴] و نانوستاره‌ها[۵]، نمونه‌هایی از GNP با LSPR در محدوده‌ی مادون قرمز نزدیک هستند. در بین این ساختارها، نانوستاره‌ها به عنوان کاندید ایده‌ال هستند، چرا که می‌توانند به راحتی سنتز و تولید شوند[۶].بعلاوه یکی از ویژگی‌های منحصر به فرد در مورد نانوستاره‌ها شاخکهای تیز آن‌هاست.نشان داده شده است که یک اثر تقویت میدان رزونانس پلاسمون قوی در نوک نانوساختارهای طلا وجود دارد[۷].جین و همکارانش ویژگی‌های اپتیکی نانوذره‌های طلا در گستره اندازه ۲۰تا ۸۰ نانومتر را مطالعه کردند[۸]. نتایج مبنی بر این بود که افزایش اندازه منجر به یک جابجایی قرمز در طیف جذب نوری می‌شود. برای نانوذرات بزرگ‌تر اثر چندقطبی مهم می‌شود و این جابجایی قرمز به دلیل طول موج‌های مختلف قله چندقطبی و میرایی تابش تشدیدی به دلیل افزایش سریع سطح مقطع پراکندگی است. مشاهدات تجربی نشان می‌دهد با تغییر شکل نانوذره، جذب پلاسمون سطحی به شدت تغییر می‌کند[۹]. همچنانکه در نانومیله‌های طلا علاوه بر باند پلاسمون سطحی در اطراف ۵۲۸ نانومتر که در نانوکره‌های طلا دیده می‌شود، یک باند در طول موج بلندتر به دلیل نوسانات الکترون‌های پلاسمون در امتداد محور طولی نانومیله دارند. بویژه در نانوساختارهای ستاره‌ای شکل بدلیل هندسه نوک تیز شاخک‌ها عوامل هندسی در موقعیت قله‌های جذبی بسیار موثر بوده و براحتی با تغییر هندسی شاخک‌ها قابل تنظیم خواهد بود. لذا در این مقاله عوامل تاثیر گذار در تشدید پلاسمون سطحی از جمله تاثیر شکل، اندازه و تعداد شاخک‌ها در نانوذرات طلا ستاره‌ای شکل را مورد بررسی قرار می‌دهیم.

شبیه سازی عددی

در این مطالعه، شبیه‌سازی‌های عددی پاسخ نوری پلاسمونیک را با استفاده از نرم افزار COMSOL 5.3 انجام داده‌ایم. میدان الکتریکی با حل معادله موج بدست می‌آید:

$$\nabla \times \mu_r^{-1}(\nabla \times E) - k_\lambda^2 \varepsilon_r E = 0 \qquad (۱)$$

سطح مقطع جذب نانوذرات (σ_{abs})، سطح مقطع پراکندگی (σ_{sca}) و سطح مقطع خاموشی (σ_{ext})براساس معادلات زیر ارزیابی می‌شوند

$$\sigma_{abs} = \frac{P_{abs}}{I_0}$$

$$\sigma_{sca} = \frac{P_{sca}}{I_0}$$

$$\sigma_{ext} = \sigma_{abs} + \sigma_{sca}$$

که در آن P_{abs} و P_{sca} به ترتیب توان جذب شده و توان پراکنده شده می‌باشند و به صورت زیر تعیین می‌شوند:

$$P_{abs} = \iiint \frac{1}{2} Re[J.E^*] dxdydz \qquad (۳)$$

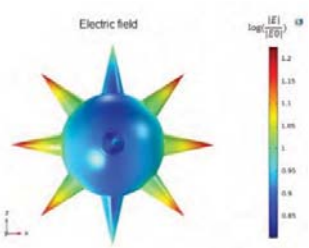
$$P_{sca} = \oiint \frac{1}{2} Re[E_s \times H_s^*] dS \qquad (۴)$$

که J بردار چگالی جریان و E^* مزدوج مختلط بردار میدان الکتریکی است. با تاباندن نور لیزر بر نانوذرات طلا ستاره‌ای شکل افزایش شدت میدان در نوک شاخک‌ها که ناشی از پدیده‌ی تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده است، حاصل

[1]Gold Nanoparticles
[2]Localized surface plasmon resonance

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

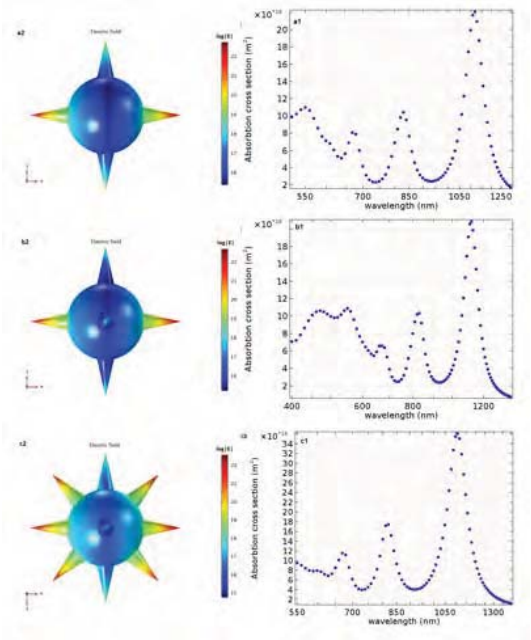
می‌شود. فرض می شود که یک پالس با طول زمانی ۵۰ فمتوثانیه و طول موج ۱۰۴۰نانومتر، قطبش در راستای xو میدان10^{8} V/mبه نانوستاره فرود می‌آید. این امر باعث تشدید پلاسمون‌های سطحی جایگزیده در نوک شاخک‌ها و در نتیجه جایگزیدگی میدان الکترومغناطیسی درنوک آن‌ها می‌شود(شکل ۱)



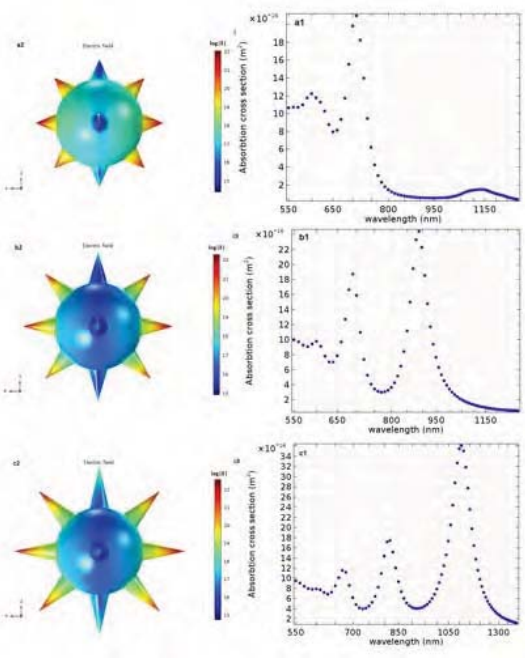
شکل ۱: نسبت توزیع میدان الکتریکی به میدان فرودی در مقیاس لگاریتمی در اطراف نانوذره طلا ستاره ای شکل محاسبه شده برای لیزر پالسی ۵۰ فمتوثانیه با طول موج فرودی ۱۰۴۰ نانومتر و دامنه میدان10^{8}V/m

تقویت میدان الکتریکی نسبت به میدان فرودی در شکل ۱مشهود است و اینکه میدان در نوک شاخک‌ها تقویت شده است.در ادامه عوامل موثر بر طول موج جذبی نانوذرات طلا ستاره ای شکل، از جمله تعداد شاخک‌ها، طول شاخک‌ها و نیز اندازه هسته مرکزی نانوذره را بررسی می‌کنیم. شکل ۲(a2-c2), (a1-c1) به ترتیب تغییرات سطح مقطع جذب بر حسب طول موج و توزیع میدان را برای نانوذرات با تعداد شاخکهای مختلف ۴، ۶ و ۱۰ را نشان می دهد. با افزایش تعداد شاخک‌های نانوستاره، قله سطح مقطع جذب افزایش یافته زیرا که در هر شاخک تشدید پلاسمون سطحی رخ داده که با افزایش تعداد شاخک، جمع کل جذب انرژی از میدان افزایش می‌یابد.

شکل ۳ تغییرات سطح مقطع جذب و توزیع میدان را به ازای طول‌های شاخک متفاوت نانوذرات ستاره ای نشان می‌دهد. همانطور که از نمودارهای شکل ۳ مشخص است، با افزایش طول شاخک‌های نانوستاره، طول موج تشدید به سمت طول موج‌های بلندتر رفته که به دلیل نوسانات الکترون‌های پلاسمون در امتداد طول شاخک‌ها اتفاق می‌افتد.



شکل۲: (a1,b1, c1) تغییرات سطح مقطع جذب بر حسب طول موج و (a2,b2,c2) توزیع میدان الکتریکی شبیه سازی شده برای نانوذرات با تعداد شاخک ۴و۶و ۱۰

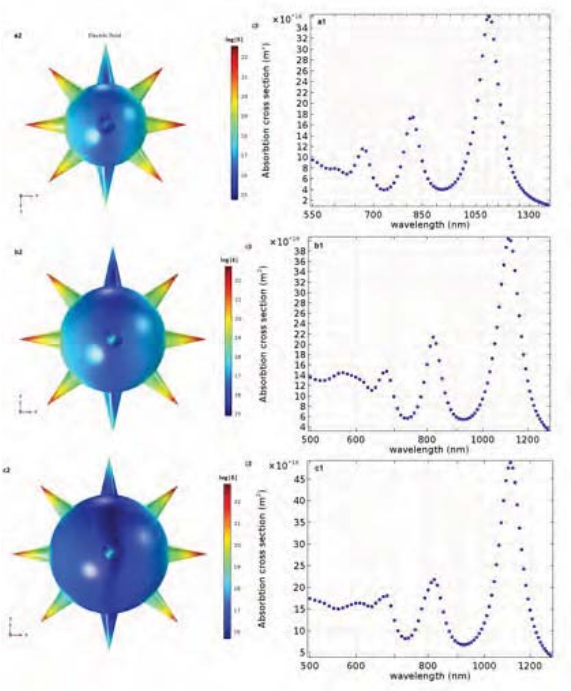


شکل۳: نمودارهای a1,b1,c1 تغییرات سطح مقطع‌های جذب بر حسب طول موج و .a2,b2,c2 توزیع‌های میدان برای طول شاخک های مختلف ۲۰و ۳۰و ۴۰نانومتر

شکل ۴ تغییرات سطح مقطع جذب و توزیع میدان اطراف نانوذره را به ازای اندازه های سایز هسته نانوذره متفاوت

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

۴۰، ۵۰ و ۶۰ نانومتر نشان می دهد. با افزایش سایز هسته مرکزی نانوستاره، سطح مقطع جذب افزایش می‌یابد. طبق تئوری Mie سطح مقطع خاموشی رابطه مستقیم با حجم نانوذره دارد [۱۰]، که با افزایش سایز هسته حجم نانوذره افزایش می‌یابد.



شکل۴: نمودارهای a1,b1,c1 سطح مقطع جذب بر حسب طول و a2,b2,c2 توزیعهای میدان برای نانوذرات ستاره ای با اندازه های هسته مرکزی متفاوت ۴۰و ۵۰و ۶۰ نانومتر.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، تاثیر تغییرات ساختاری و پارامترهای هندسی نانوذرات ستاره‌ای طلا (نظیر اندازه هسته، طول شاخک و تعداد شاخک‌ها) روی طیف جذبی و تشدید پلاسمون سطحی موضعی آن مورد بررسی قرار گرفت. مقایسه‌ی نانوذرات طلا با تعداد شاخک‌های متفاوت نشان داد که با افزایش تعداد شاخک‌ها قله طول موجی سطح مقطع جذب افزایش می‌یابد. همچنین هر چه طول شاخک‌ها افزایش یابد، شدت میدان جایگزیده در رأس شاخک‌ها افزایش می‌یابد و فرکانس این قله‌ها به سمت طول موج‌های بلندتر جابجا می‌شود. با افزایش سایز هسته مرکزی نیز سطح مقطع جذب افزایش می‌یابد.

مرجع‌ها

1. Dam, D.H.M., K.S. Culver, and T.W. Odom, Grafting aptamers onto gold nanostars increases in vitro efficacy in a wide range of cancer cell types. Molecular pharmaceutics, 2014. **11**(2): p. 580-587.
2. Hutter, E. and J.H. Fendler, Exploitation of localized surface plasmon resonance. Advanced materials, 2004. **16**(19): p. 1685-1706.
3. Brioude, A., X. Jiang, and M. Pileni, Optical properties of gold nanorods: DDA simulations supported by experiments. The Journal of Physical Chemistry B, 2005. **109**(27): p. 13138-13142.
4. Tuersun, P. and X.e. Han, Optical absorption analysis and optimization of gold nanoshells. Applied optics, 2013. **52**(6): p. 1325-1329.
5. Nehl, C.L., H. Liao, and J.H. Hafner, Optical properties of star-shaped gold nanoparticles. Nano letters, 2006. **6**(4): p. 683-688.
6. Cao, J., Laser pulse duration optimization for photothermal therapy with gold nanostars. International Journal of Medical Physics, Clinical Engineering and Radiation Oncology, 2018. **7**(03): p. 391.
7. Nehl, C.L. and J.H. Hafner, Shape-dependent plasmon resonances of gold nanoparticles. Journal of Materials Chemistry, 2008. **18**(21): p. 2415-2419.
8. Sundaramurthy, A., et al., Field enhancement and gap-dependent resonance in a system of two opposing tip-to-tip Au nanotriangles. Physical Review B, 2005. **72**(16): p. 165409.
9. Jain, P.K., et al., Calculated absorption and scattering properties of gold nanoparticles of different size, shape, and composition: applications in biological imaging and biomedicine. The journal of physical chemistry B, 2006. **110**(14): p. 7238-7248.
10. Link, S. and M.A. El-Sayed, Shape and size dependence of radiative, non-radiative and photothermal properties of gold nanocrystals. International reviews in physical chemistry, 2000. **19**(3): p. 409-453.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۱۴۱۵-۱۰-A

حسگر پلاسمونیکی تنظیم‌پذیر با حساسیت‌پذیری بالا

فریبا لطفی[۱]، نفیسه سنگ نورپور [۲] و رضا خردمند[۱،*]

[۱] گروه فوتونیک و فناوری پلاسما، دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران

[۲] دانشکده مکانیک، دانشگاه آلبرتا، ادمونتون، کانادا

چکیده - یک حسگر تنظیم پذیر جدید، دقیق و real-time که متشکل از یک موجبر پلاسمونیکی و مبتنی بر تداخل سنج ماخ-زندر است، ارائه می شود. ساختار حسگر پلاسمونیکی متشکل از یک موجبر تخت است که در پوسته آن ، مواد پاشنده اتلافی با گذردهی الکتریکی منفی و تراوایی مغناطیسی مثبت نظیر فلز و گرافن استفاده می شود و هسته موجبر از دی الکتریک است. در ساختار حسگر ارائه شده، نمونه در نزدیکی شاخه بالای تداخل سنج قرار دارد. زمانی که از گرافن در مرز مشترک پوسته و هسته موجبر استفاده می شود، با اعمال ولتاژ گیت، حسگر تنظیم پذیر می شود و حساسیت پذیری THz/RIU ۱۸۰ حاصل می شود.

کلید واژه- پلاسمون-پلاریتون های سطحی، تنظیم پذیری، حسگر پلاسمونیکی، گرافن

Tunable Plasmonic Sensor With High Sensitivity

Fariba Lotfi[1], Nafiseh Sang-Nourpour[2] and Reza Kheradmand[1,*]

[1]Photonic and Plasma Technology group, Physics Faculty, University of Tabriz, Tabriz, Iran

[2]Department of Mechanical Engineering, University of Alberta, Edmonton, Canada

r_kheradmand@tabrizu.ac.ir, Sangnour@ualberta.ca, f.lotfi@tabrizu.ac.ir,

Abstract- We design a novel, real-time and accurate plasmonic sensor made of Mach-Zehnder Interferometer. Our plasmonic sensor structure composed of slab waveguides with lossy dispersive media with negative permittivity and positive permeability such as metal and graphene in the cladding of waveguide and the core of waveguides is dielectric media. In the proposed sensor structure, the sample is located near the upper branch of the interferometer. When the graphene is used at the interface between the core-cladding of the waveguide, the sensor is tuned by applying a gate voltage, with a sensitivity of 180 THz / RIU is achieved.

Keywords: Surface-plasmon polaritons, Plasmonic sensor, Tunable, Graphene

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

حسگرهای پلاسمونیکی به صورت گسترده در آشکارسازی نمونه های شیمیایی و زیستی ، امنیت و نظارت بر محیط زیست [۱] مورد استفاده قرار می گیرند. انواع متفاوتی از حسگرهای پلاسمونیکی وجود دارند که به حسگرهای گازی، فازی، دمایی و ضریب شکست [۲] تقسیم بندی می شوند. از میان این حسگرها، به دلیل حساسیت پذیری ذاتی پلاسمون پلاریتون های سطحی نسبت به ضریب شکست محیط اطراف، حسگرهای ضریب شکست مورد توجه قرار می گیرند [۳]. پلاسمون پلاریتون های سطحی در مرز مشترک ساختارهای پلاسمونیکی تمرکز بالایی از انرژی را دارند که منجر به کاربرد آن ها در حسگرهای با مقیاس زیر طول موجی می شود [۴].

انواع متفاوتی از حسگرها در ساختارهای گوناگون پلاسمونیکی از جمله تداخل سنج ماخ-زندر ساخته شده اند [۵]. تداخل سنج ماخ-زندر به دلیل تکنولوژی آسان آن و مقرون به صرفه بودن از لحاظ اقتصادی مورد توجه قرار می گیرد [۶]. تداخل سنج ماخ-زندر امکان ایجاد موجبر با مرز مشترک محیط پاشنده با دی الکتریک را فراهم می کند ک باعث تمرکز بالای انرژی و طول انتشار زیاد برای پلاسمور پلاریتون های سطحی می شود [۷].

در ساختار حسگر مورد مطالعه، موجبر از مرز مشترک فلز (Ag) با دی الکتریک ساخته شده است که در مرز مشترک هسته و پوسته، گرافن تعبیه می شود. دلیل استفاده از گرافن در موجبر، ترکیب پاسخ های پلاسمونیکی گرافن و فلز به منظور افزایش اندرکنش نور با ماده است. اگر تنها از گرافن در ساختار پلاسمونیکی استفاده شود، گرافن اندرکنش ضعیفی با نور خواهد داشت، به همین دلیل گرافن را با فلزات نجیب ترکیب می کنند تا پاسخ اپتیکی گرافن افزایش یابد [۸].

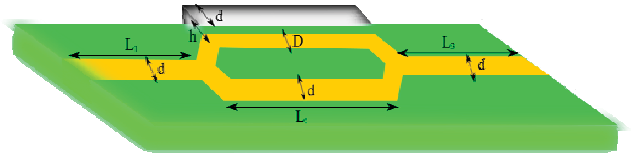
یکی از ویژگی های مورد توجه گرافن، تنظیم پذیر بودن آن با اعمال ولتاژ گیت است. بنابراین، با اعمال ولتاژ گیت به گرافن، قادر به تغییر رسانندگی سطحی آن هستیم [۹] که مستقیما روی طیف آشکارسازی شده از حسگر موثر است و باعث جابه جایی حساسیت پذیری می شود. در این مقاله، نمونه در ساختار حسگر مورد مطالعه، در نزدیکی شاخه بالای تداخل سنج ماخ-زندر قرار می گیرد.

ساختار حسگر مورد مطالعه برای نمونه های متفاوت مایع، گاز/آیروسول با ضرایب شکست متفاوت کاربرد دارد. به منظور بررسی و تایید کاربرد حسگر، ضریب شکست نمونه را از ۱.۳۳ تا ۱.۳۷ تغییر می دهیم. ساختار حسگر ارائه شده در زمینه سنجش شیمیایی، آیروسول [۱۰] و نظارت بر محیط زیست [۱۱] کاربرد دارد.

مدل

ساختار حسگر پلاسمونیکی مورد مطالعه شامل یک تداخل سنج ماخ-زندر نامتقارن است که از یک موجبر تخت ساخته شده است. پوسته موجبر از مواد پاشنده رسانا که شامل فلز (نقره) و گرافن است و هسته موجبر هوا است. در این ساختار، محیط های شامل مواد پاشنده و دی الکتریک خطی، همگن و همسانگرد مورد استفاده قرار می گیرند.

تداخل سنج ماخ-زندر از یک موجبر تخت رسانا-دی الکتریک-رسانا ساخته شده است که نمونه در نزدیکی شاخه بالای تداخل سنج ماخ-زندر قرار می گیرد.



شکل ۱: شماتیک ساختار حسگر که متشکل از یک تداخل سنج ماخ-زندر است. نواحی سبز و زرد رنگ به ترتیب بیانگر محیط پاشنده و دی الکتریک است. ناحیه نمونه در فاصله h=10nm از شاخه بالای تداخل سنج ماخ-زندر قرار دارد. پارامترهای هندسی ساختار حسگر $L_3=L_1=350nm$، و $L_2=400nm$. پهنای شاخ بالا D=35nm و پهنای هسته موجبر d=50nm است.

برای توصیف گذردهی الکتریکی فلز از مدل درود استفاده می کنیم

$$\frac{\varepsilon(\omega)}{\varepsilon_0} = \varepsilon_b + \frac{F_e\omega_e^2}{\omega_{0e}^2-\omega^2+i\Gamma_e\omega} \qquad (۱)$$

F_e قدرت نوسانگر الکتریکی، Γ_e ثابت میرایی، ω_{0e} فرکانس رزونانس الکتریکی و ω_e فرکانس پلاسما است. ω فرکانس نور فرودی است و تراوایی مغناطیسی فلز ثابت است [۱۲].

از گرافن در مرز مشترک پوسته و هسته استفاده می شود. ویژگی های الکترومغناطیسی گرافن به وسیله رسانندگی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

سطحی آن توصیف می شود. رسانندگی سطحی گرافن کمیتی مختلط است و شامل دو بخش مربوط به گذارهای داخل باندی و بین باندی است که رسانندگی سطحی آن از طریق فرمول بندی کوبو توصیف می شود [۱۳]

$$\sigma_{intra(\omega)} = \frac{2ik_BTe^2}{\pi\hbar^2\left(\omega+{}^{i}/_{\tau}\right)} ln\left[2cosh\left(\frac{E_f}{2k_BT}\right)\right],$$

$$\sigma_{inter(\omega)} = \frac{e^2}{4\hbar}\left[\frac{1}{2}+\frac{1}{\pi}arctan\frac{\hbar\omega-2E_f}{2k_BT}-\right.$$

$$\left.\frac{i}{2\pi}ln\frac{\left(\hbar\omega+2E_f\right)^2}{\left(\hbar\omega-2E_f\right)^2+\left(2k_BT\right)^2}\right] \qquad (۲)$$

پارامترهای T=300K (دمای محیط)، e بار الکتریکی، $\hbar$ ثابت پلانک، k_B ثابت بولتزمن، E_f پتانسیل شیمیایی و τ زمان واهلش است. رابطه میان ولتاژ گیت و پتانسیل شیمیایی به صورت

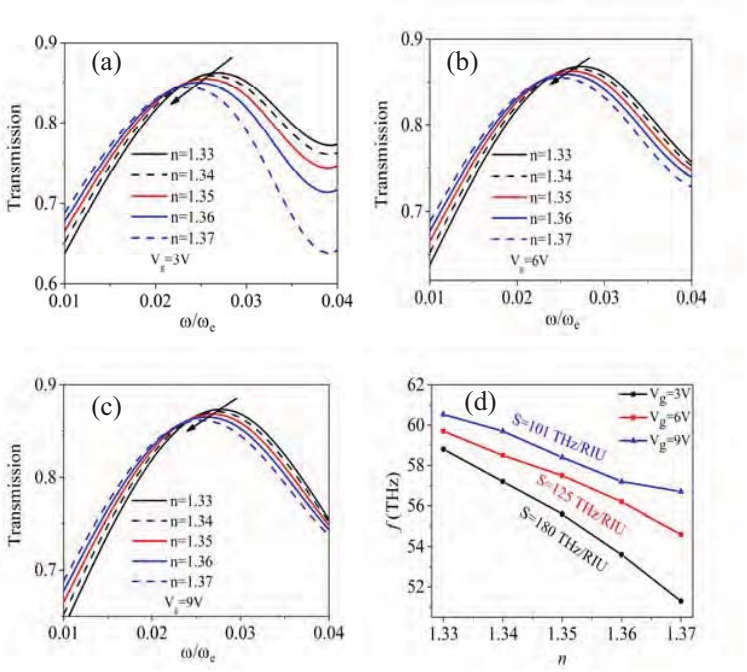
$$E_f = \hbar v_f\sqrt{\pi\alpha_0 V_{gate}} \qquad (۳)$$

است و $\alpha_0 = 9\times10^{16}m^{-2}V^{-1}$.

یک میدان الکتریکی فرودی به ورودی تداخل سنج ماخ-زندر اعمال می کنیم. زمانی که سیگنال با پلاریزاسیون TM با میدان $\boldsymbol{E} = 50\,{}^{V}/_{m}$ به حسگر اعمال می شود، تابش الکترومغناطیسی فرودی به الکترون های نوسان کننده در سطح مشترک هسته-پوسته موجبر کوپل می شوند و پلاسمون پلاریتون های سطحی در طول موجبر منتشر می شوند. دلیل طراحی ساختار نامتقارن حسگر این است که تداخل سازنده یا ویرانگر میان پلاسمون پلاریتون های سطحی که از شاخه های بالا و پایین تداخل سنج ماخ-زندر می آیند در خروجی اتفاق بیفتد. تغییرات در تداخل سازنده یا ویرانگر روی طیف عبور از حسگر که ضریب شکست نمونه را از روی آن آشکارسازی می کنیم، موثر است.

از روش المان محدود برای حل معادلات پاشندگی پلاسمون پلاریتون های سطحی نوع TM در این ساختار حسگر، استفاده می شود. طیف عبور از حسگر به ازای تغییر ضریب شکست نمونه محاسبه می شود. از روی داده های طیف عبور حسگر، قادر به محاسبه حساسیت پذیری خواهیم بود. حساسیت پذیری پارامتر مهم و کلیدی است که بیانگر توانایی و عملکرد حسگر تحت شرایط مختلف است.

نتایج و بحث



شکل ۲: طیف عبور حسگر برای ضرایب شکست نمونه از ۱.۳۳ تا ۱.۳۷، زمانی که گرافن در مرز پوسته و هسته موجبر استفاده می شود. ولتاژ گیت به ترتیب (a) ۳V، (b) ۶V و (c) ۹V به گرافن اعمال می شود. با افزایش ضریب شکست نمونه از ۱.۳۳ تا ۱.۳۷، جابه جایی به سمت فرکانس های کمتر است؛ همانطور که در شکل با فلش نشان داده شده است. (d) حساسیت پذیری حسگر برای طیف های عبور (a)- (c).

با توجه به مثبت بودن تراوایی مغناطیسی و منفی بودن گذردهی الکتریکی برای فلز، تنها مدهای پلاسمون پلاریتون سطحی از نوع TM قادر به انتشار هستند. در ساختار حسگر ارائه شده، پلاسمون پلاریتون های سطحی نوع TM تنها قادر به انتشار در محدوده $0.01\omega_e$ تا $0.05\omega_e$ هستند [۱۴]. بنابراین به منظور تجزیه و تحلیل عملکرد حسگر، روی این محدوده فرکانسی متمرکز می شویم.

شکل ۲(a) -(c) طیف عبور برای ضریب شکست نمونه ۱.۳۳ تا ۱.۳۷ به ازای اعمال ولتاژ گیت های ۳، ۶ و۹V به گرافن را نشان می دهد. همان طور که از طیف های عبور مشخص است، با افزایش ضریب شکست نمونه، جابه جایی فرکانسی به سمت فرکانس های پایین تر است. نمودار شکل ۲(d) بیانگر میزان جابه جایی فرکانسی به ازای تغییر ضریب شکست نمونه برای طیف های عبور شکل ۲(a) -(c) را نشان می دهد. میزان جابه جایی فرکانسی نسبت به تغییر ضریب شکست نمونه، رفتاری

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

خطی دارد که از روی شیب نمودار می توان حساسیت پذیری را محاسبه کرد. بیشترین میزان حساسیت پذیری ۱۸۰ THz/RIU به ازای ولتاژ گیت ۳V است.

نتیجه گیری

در این مقاله، یک حسگر پلاسمونیکی بر پایه تداخل سنج ماخ-زندر ارائه شد. ساختار حسگر از مرز مشترک فلز با هوا ساخته شده است. گرافن در مرز مشترک فلز-هوا از ساختار حسگر، تعبیه می شود. در این حسگر نمونه در نزدیکی شاخه بالای تداخل سنج ماخ-زندر تزریق می شود.

با اعمال ولتاژ گیت به گرافن، می توان حسگر را تنظیم پذیر کرد. با توجه به نتایج، اعمال ولتاژ گیت های متفاوت به گرافن منجر به جابه جایی فرکانسی در طیف عبور می شود که روی حساسیت پذیری موثر است. بیشترین میزان حساسیت پذیری ۱۸۰ THz/RIU است. ساختار حسگر مورد مطالعه در زمینه سنجش شیمیایی و نظارت بر محیط زیست می تواند کاربرد داشته باشد.

مرجع ها

[1] I. Choi and Y. Choi, " Polarized light scattering spectroscopy for quantitative measurement of epithelial cellular structures in situ, " IEEE J. Sel. Top. Quant., vol.18, pp.1110-1121, 2011.

[2] Z. Zhang and et al., "Plasmonic refractive index sensor with high figure of merit based on concentric-rings resonator," Sensors, vol.18, p.116, 2018.

[3] L. Wu and et al., "Ultrasensitive biosensors based on long-range surface plasmon polariton and dielectric waveguide modes," Photonics Res., vol.4, pp.262–266, 2016.

[4] D. E. Lee and et al., "Mach-Zehnder Interferometer Refractive Index Sensor Based on a Plasmonic Channel Waveguide,"Sensors,vol.17, p.2584, 2017.

[5] D. E. Lee and *et al.*, "Mach-zehnder interferometer refractive index sensor based on a plasmonic channel waveguide," *Sensors*, vol. 17, no. 11, p. 2584, 2017.

[6] J. Wo and et al., "Refractive index sensor using microfiber-based mach–zehnder interferometer," *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 1, pp. 67-69, 2012.

[7] Y. Qi and et al., "A theoretical study of optically enhanced transmission characteristics of subwavelength metal y-shaped arrays and its application on refractive index sensor," Results Phys., vol. 15, p. 102495, 2019.

[8] A. Grigorenko and et al., "Graphene plasmonics," *Nat. Photonics*, vol. 6, no. 11, p. 749, 2012.

[9] B. Wan and et al., "Optical coupling of surface plasmons between graphene sheets," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100, no. 13, p. 131111, 2012.

[10] N. Sang-Nourpour and J. S. Olfert, "Calibration of optical particle counters with an aerodynamic aerosol classifier," *J. Aerosol Sci.*, vol. 138, p. 105452, 2019.

[11] H. R. Anderson, "Air pollution and mortality: A history," *Atmos. Environ.*, vol. 43, no. 1, pp. 142-152, 2009.

[12] N. Sang-Nourpour and et al., "Characterization of surface-plasmon polaritons at lossy interfaces," *J. Opt.*, vol. 19, no.12, p.125004, 2017.

[13] C. Xu and et al., "Characteristics of electro-refractive modulating based on graphene-oxidesilicon waveguide," *Opt. express*,vol.20,no.20,pp.22398–22405, 2012.

[14] F. Lotfi and et al., "Plasmonic all-optical switching based on metamaterial/metal waveguides with local nonlinearity," *Nanotechnology*, vol. 31, no.1, p. 015201, 2019.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۱۲-۱۰-A

خواص ساختاری و اپتیکی لایه‌های نازک نانوساختار سولفید مولیبدن آلاییده با تنگستن (MoS_2:W)

بهار، شمالیان

گروه فیزیک، واحد زنجان، دانشگاه آزاد اسلامی، زنجان، ایران

bahar.shomalian@iauz.ac.ir

چکیده –در این تحقیق لایه‌های نازک نانوساختار سولفید مولیبدن آلاییده با تنگستن (MoS_2:W) به روش اسپری پایرولیزیز بر روی بسترهای شیشه‌ای تهیه شدند. خواص ساختاری و اپتیکی لایه‌ها با استفاده از دستگاه XRD و اسپکتروفوتومتر Uv-vis بررسی شد. آنالیز ساختاریXRD ، تشکیل هر دو فاز MoS_2 و WS_2 را در نمونه‌های آلاییده با تنگستن نشان داد. گاف نواری در گستره ۱/۷۶ – ۲/۰۲ الکترون ولت و ۱/۴۱-۱/۶۲ الکترون ولت به ترتیب برای فاز MoS_2 و WS_2 به‌دست آمد.

کلید واژه- اسپری پایرولیزیز، تنگستن، سولفید مولیبدن، لایه‌های نازک، نانوساختار

Structural and Optical properties of nanostructured W-doped MoS_2 (MoS_2:W)thin films

Bahar,Shomalian

Department of Physics,Zanjan Branch, Islamic Azad University, Zanjan,Iranbahar.shomalian@iauz.ac.ir

Abstract- In this research, nanostructured W-doped MoS_2 (MoS_2:W) thin films were prepared on glass substratesby spray pyrolysis technique. Structural and Optical properties of films investigated by XRD and Uv-vis spectrophotometer. The XRD analysis indicated the formation of both phases of MoS_2 and WS_2 in W- doped MoS_2 films. The band gap values of the films were obtained in the range of 1.76-2.02 eV and 1.41-1.62 eV, for MoS_2 and WS_2 phases, respectively.

Keywords: MoS_2, Nanostructure,Spray pyrolysis, thin films,Tungsten

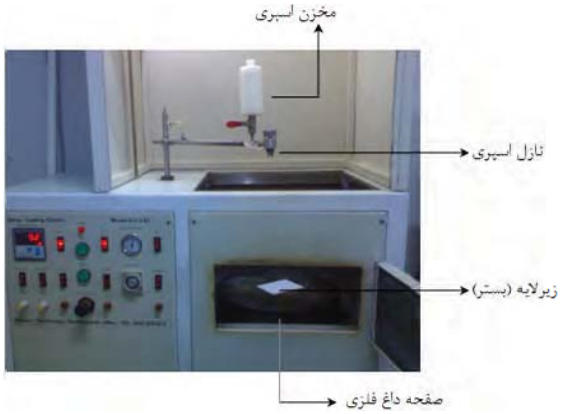
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

پس از نقاط کوانتومی، نانو سیم‌ها و نانو لوله‌ها، مواد دو بعدی در حالت ورقه‌ای با ضخامتی در مقیاس اتمی بخش اعظم گروه مواد در مقیاس نانو را در بر می‌گیرد. این مواد در حالت کپه ای خود، صفحات لایه ای رویهم چیده‌ای تشکیل می‌دهند که در بین صفحات، برهمکنش ضعیف واندروالس حاکم است. تک لایه‌ها با ضخامتی در مقیاس اتمی از چنین شبکه هایی قابل استخراج است. بهترین نمونه آن گرافیت است که از لایه‌های مختلف گرافن تشکیل شده است. مواد دو بعدی برای استفاده در دستگاه‌های الکترونیکی مناسب هستند، چرا که از نانو سیم‌ها و نانو لوله‌ها تشکیل شده‌اند. یکی از فواید اصلی توجه به نیمرساناهای دو بعدی وجود ترانزیستورهای اثر میدان (FET) است. علاوه بر نانو صفحات گرافین ، شماری از بهترین مواد لایه‌ای شناخته شده، فلزات واسطه دی-چلکوجنی هستند که فرمول شیمیایی عمومی آن‌هاMX2 است. که M به معنای فلز واسطه (M=Mo ,W ,Nb , Ta,…) وX به معنایS ,Se یاTe می‌باشد. این دسته از مواد از دهه ۱۹۶۰ به طور گسترده مورد مطالعه قرار گرفتند. گرافن و دی‌سولفید مولیبدن وجه اشتراک زیادی با هم دارند با این تفاوت که گرافن در طبیعت موجود نیست و فرآیند تولید آن پر هزینه است. گرافن گاف نواری ندارد، اما دی‌سولفید مولیبدن دارای گاف نواری است و وجود گاف نواری در نیمرساناهای دو بعدی بدان معناست که می‌توانند در اتصالات نیمرسانا و ترانزیستورهای اثر میدان، مورد استفاده قرار گیرند.دی‌سولفید مولیبدن دو بعدی سبک، انعطاف پذیر و شفاف است و همین ویژگی این ماده را برای استفاده در نانو الکتریک مناسب می‌سازد. اخیرا نانو صفحات دی‌سولفید مولیبدن بدلیل سرعت بالا و حجم ذخیره سازی بسیار بزرگ، رقیبی برای سیلیکون که پر کاربردترین ماده در قطعات الکترونیکی است به‌شمارمی رود [۱-۷]. در این تحقیق لایه‌های نازک نانوساختار سولفید مولیبدن با آلایش تنگستن به روش اسپری پایرولیزیز بر روی بسترهای شیشه‌ای تهیه شدند و خواص ساختاری و اپتیکی این نمونه‌ها مورد بررسی قرار گرفت.

کارهای آزمایشگاهی

برای تهیه لایه‌های نازک سولفید مولیبدن آلاییده با تنگستن، محلول اولیه شامل پودر اکسید مولیبدن (MoO_3) و تیوره در یک حلال شامل آمونیاک و آب دو بار تقطیر با نسبت حجمی ۱:۱ تهیه شد. سپس مقادیر مختلفی از پودر اکسید تنگستن (WO_3) به محلول اولیه اضافه شد. لایه‌نشانی لایه‌های نازک سولفید مولیبدن آلاییده شده با تنگستن با نسبت‌های مولی ۰/۳ - ۰/۲ - ۰/۱۵ - ۰/۱ =[W/Mo] به روش اسپری پایرولیزیز انجام شد. تصویر دستگاه اسپری در شکل ۱ نشان داده شده است. شرایط تهیه نمونه‌هانیز در جدول ۱ آورده شده است. بعد از لایه‌نشانی، همه نمونه‌ها در دمای ۴۵۰ درجه سانتیگراد و در حضور بخار سولفور و گاز آرگون بازپخت شدند.



شکل ۱: دستگاه لایه‌نشانی اسپری و قسمت‌های مختلف آن

جدول ۱: شرایط تهیه نمونه‌ها

دمای بستر (^oC)	آهنگ اسپری (ml/min)	حجم محلول (ml)	ارتفاع نازل تا بستر (cm)
۴۰۰	۶	۱۰۰	۳۵

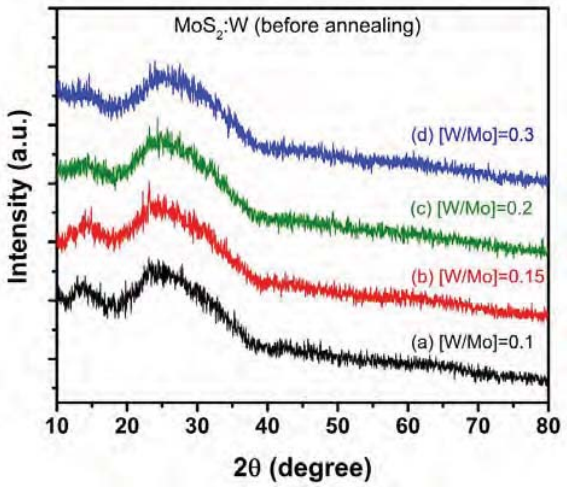
برای مشخصه‌یابی ساختاری نمونه‌ها، از دستگاه XRD مدل ADVANCE-BRUKER D8 با طول موج ۰/۱۵۴ نانومتر در گستره زاویه‌ای $^\circ$۱۰ - $^\circ$۸۰ استفاده شده است. برای مشخصه‌یابی اپتیکی نمونه‌ها نیز از دستگاه طیف

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

سنجی مدل Spectrophotometer 4802 UNICO در گستره طول موجی190 تا 1100 نانومتر استفاده شد.

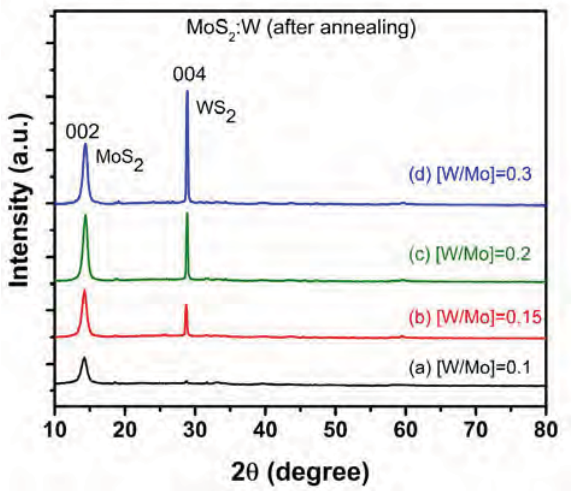
مشخصه‌یابی خواص ساختاری و اپتیکی نمونه‌ها

الگوهای پراش پرتو ایکس لایه‌هایMoS_2:W با نسبت‌های مولی مختلف تنگستن از ۰/۱ تا ۰/۳، قبل و بعد از قرار گرفتن در معرض بخار سولفور، در شکل‌های ۲ و ۳ نشان داده شده است. با توجه به شکل ۲ مشاهده می‌شود که همه نمونه‌ها قبل از قرار گرفتن در معرض بخار سولفور و در جو آرگون، ساختاری آمورف دارند. همان‌طور که در شکل ۳ نشان داده شده است، قله (۰۰۲) متعلق به فاز MoS_2 و قله (۰۰۴) مربوط به فاز WS_2 بعد از بازپخت دز حضور بخار سولفور و در جو آرگون، آشکار شده‌اند. همچنین با افزایش نسبت مولی از ۰/۱ تا ۰/۳ شدت این دو قله نیز افزایش یافته است.



شکل ۲: الگوهای پراش پرتو ایکس لایه های MoS_2:W ، قبل از بازپخت در حضور بخار سولفور و گاز آرگون

اطلاعات ساختاری از طیف‌های XRD شامل زوایای پراش، اندازه بلورک‌ها و پهنای کل در نصف ماکزیمم (FWHM) برای لایه‌های تهیه شده بعد از بازپخت در جدول ۲ ارائه شده است.



شکل ۳: الگوهای پراش پرتو ایکس لایه های MoS_2:W ، بعد از بازپخت در حضور بخار سولفور و گاز آرگون

جدول ۲: پارامترهای XRDلایه‌ها بعد از بازپخت

Sample	hkl	2θ (°)	β (°)	D (nm)	Identification with (hkl) value
0.1	002	14.177	0.917	9.7	MoS_2
0.15	002	14.215	0.783	11.3	MoS_2
	004	28.727	0.307	29.6	WS_2
0.2	002	14.345	0.711	12.5	MoS_2
	004	28.856	0.280	32.5	WS_2
0.3	002	14.342	0.691	12.9	MoS_2
	004	28.872	0.266	34.2	WS_2

تعیین گاف انرژی نمونه‌های تهیه شده در شکل ۴ نشان داده شده است. با توجه به شکل ۴، نمودار $(\alpha h\nu)^2$ بر حسب $h\upsilon$ نشان دهنده‌ی دو گذار مربوط به دو فاز MoS_2 (مقدار بزرگ‌تر) وWS_2 (مقدار کوچک‌تر) می‌باشد. مشاهده می‌شود که با افزایش نسبت اتمی تنگستن به مولیبدن از ۰/۱ به ۰/۳ گاف انرژی لایه‌های MoS_2:W از ۲/۰۲ به ۱/۷۶ و از ۱/۶۲ به ۱/۴۱ به ترتیب برای فازهای MoS_2 و WS_2 کاهش می‌یابد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

نتیجه‌گیری

نتایجXRD نشان داد که قبل از بازپخت در بخار سولفور نمونه‌ها دارای ساختاری آمورف بودند ولی بعد از بازپخت قله‌های پراشی مربوط به فازهای MoS_2 و WS_2 مشاهده شد. قله (۰۰۲) متعلق به فاز MoS_2 و قله (۰۰۴) مربوط به فاز WS_2 بعد از بازپخت در حضور بخار سولفور و در جو آرگون، آشکار شدند که با افزایش نسبت مولی از ۰/۱ تا ۰/۳ شدت این دو قله نیز افزایش یافت. همچنین با افزایش نسبت اتمی تنگستن به مولیبدن گاف انرژی لایه‌های MoS_2:W از ۲/۰۲ به ۱/۷۶ و از ۱/۶۲ به ۱/۴۱ به ترتیب برای فازهای MoS_2 و WS_2 کاهش یافت.

مرجع‌ها

[1]A.ShikhanAliyev, M. Elrouby, S. FikretCafarova, "Electrochemical synthesis of molybdenum sulfide semiconductor", Materials scence in semiconductor processing,Vol. 32,pp. 31-39, 2015.

[2] E.Benavent, M.A.Santa Ana, F.Mendizabal, G.Gonzalez, "Intercalation chemistry of molybdenum disulfide", coordination chemistry Reviews, Vol. 224, pp. 87-109, 2002.

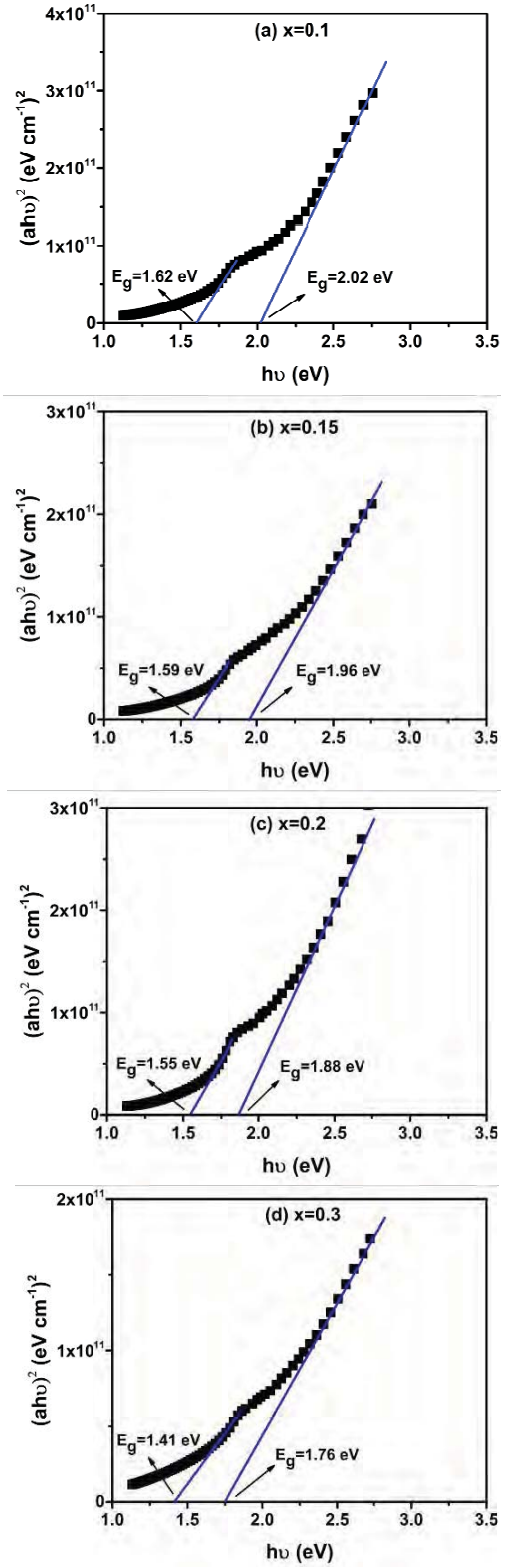
[3] Shu-Ying Gu, Xie-Feng Gao, Yi-Han Zhang, " synthesis and characterization of solvent-free ionic molybdenum disulphide (MoS2) nanofluids, materials chemistry and physics, Vol. 35, pp. 1-7, 2014.

[4] Z. Wang , J. Zhang , P. Chen , X. Zhou , Y. Yang , S. Wu , L. Niu , Y. Han , L. Wang , P. Chen , F. Boey , Q. Zhang , B. Liedberg , H. Zhang , Biosens. Bioelectron, Vol. 26, pp. 3881-3889, 2011

[5] K. Hong Hua, , Z. Liua, F. Huanga, X. G. Hub, Cheng Liang Hana, " Synthesis and photocatalytic properties of nano-MoS2/kaolin composite" , Chemical Engineering Journal, Vol. 162, pp. 836–843, 2012.

[6] Yumeng Shi , Hua Zhang , Wen-Hao Chang , Hyeon Suk Shin and Lain-Jong Li, MRS BULLETIN, Vol. 40, JULY 2015.

[7]Eric M. Vogel and Joshua A. Robinson, Guest Editors, MRS BULLETIN, Vol. 40, JULY 2015.



شکل ۴: محاسبه گاف انرژی لایه های MoS_2:W بعد از بازپخت در بخار سولفور و در جو آرگون

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۵۶-۱۰-A

مطالعه تجربی اثر میدان الکتریکی بر آهنگ ماده‌برداری از فلز قلع در محیط اتانول

دانیال قره‌بیگلو، محمدحسین مهدیه

دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، نارمک، تهران، ایران

چکیده-هدف اصلی این کار پژوهشی، بررسی تأثیر میدان الکتریکی بر روی آهنگ ماده برداری لیزری از فلزات در محیط مایع است. بدین منظور، ماده برداری از فلز قلع (۹۹/۹درصد) در محیط اتانول (۹۶درصد) با استفاده از تابش‌دهی لیزر پالسی نئودیومیاگ با طول موج ۱۰۶۴ نانومتر، طول پالس ۱۰ نانوثانیه و نرخ تکرار پالس ۱۰ هرتز در غیاب و حضور میدان الکتریکی انجام شد. تأثیر میدان الکتریکی برآهنگ ماده‌برداری لیزری و مشخصات حفره در حالت اعمال میدان الکتریکی عمود بر راستای پرتو لیزر موردبررسی قرار گرفته است. جهت بررسی آهنگ ماده‌برداری لیزری، پس از انجام فرآیند ماده‌برداری تحت شرایط آزمایشی متفاوت، اطلاعات حفره‌های (عمق و قطر) ایجاد شده بر روی سطح هدف فلز مورد استفاده قرار گرفت. نتایج این پژوهش بیانگر آن است که، آهنگ ماده‌برداری در حضور میدان الکتریکی به طور قابل ملاحظه‌ای افزایش پیدا می‌کند.

کلید واژه- آهنگ ماده‌برداری، اتانول، قلع، ماده‌برداری لیزری، میدان الکتریکی خارجی.

Experimental Study of the Effect of External Electric Field on the Ablation Rate of Tin Metal in Ethanol Environment

Gharah BiglooDanial, MahdiehMohammad Hossein

Department of Physics, Iran University of Science and Technology, Narmak, Tehran, Iran

Abstract- In the present work, the effect of external DC electric field on the ablation rate during nanosecond pulsed laser ablation of Tin in ethanol was studied. In this study, the target (Tin 99.9%), wasirradiated by 500 pulses ofNd:YAG laser beam with pulse duration of 10 ns and 10Hz repetition rate. The irradiation was performed in the presence and absence of external DC electric field. The effect of electric field strength on the material removal rate was investigated for the condition in which the electric field was perpendicular to the laser beam path. The craters formed on the target surface were characterized by using optical microscopy and image processing technique. The results indicated that pulsed laser ablation in the presence of an electric field significantly leads to higher material removal rate.

Keywords: Ablation Rate, Electric Field, Ethanol, Pulsed Laser Ablation, Tin.

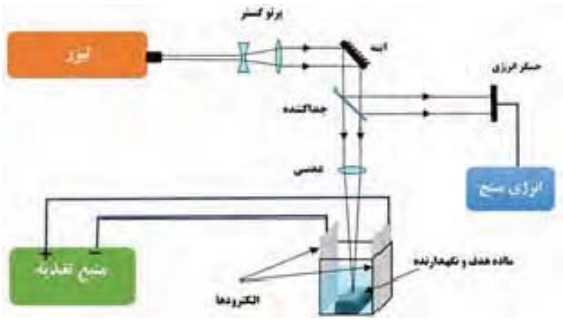
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

ماده‌برداری لیزری (یا کند و سوز لیزری) به طور ساده به فرایند برداشت مواد از روی سطح هدف به وسیلهتابش پرتو لیزر گفته می‌شود [۱]. ماده‌برداری لیزری در محیط‌های خلأ، گاز و مایع می‌تواند صورت پذیرد مشروط بر اینکه آن محیط (گاز یا مایع)، شدت (شارانرژی) پرتو لیزر را به مقدارقابل توجهی تضعیف نکند و اندازه‌ی شدت پرتو رسیده به سطح هدف برای ماده‌برداری کافی باشد [۲, ۳]. در برخی از کاربردهای ماده‌برداری لیزری (نظیر تولید نانو ذرات)، میزان آهنگ ماده‌برداری یا به عبارتی مقدار ماده‌ی برداشته شده از روی سطح بسیار حائز اهمیت می‌باشد. در واقع، یکی از زمینه‌های تحقیقاتی پر طرفدار در حوزه‌ی ماده‌برداری لیزری، یافتن روش‌هایی برای افزایش و کنترل آهنگ ماده‌برداری است. تحقیقات اخیر روش‌های گوناگونی را برای افزایش آهنگ ماده‌برداری پیشنهاد می‌کنند [۱, ۳]. همچنین تحقیقات نشان داده است، استفاده از محیط مایع در ماده برداری لیزری باعث افزایش آهنگ ماده برداری از روی سطح هدف و ایجاد حفره‌هایی با عمق و قطر بیشتر می‌شود [۴]. با این حال، تاکنون تحقیقات بسیار کمی در رابطه با امکان استفاده از میدان‌های خارجی (الکتریکی، مغناطیسی و دمایی) در آزمایش ماده‌برداری لیزری برای افزایش آهنگ ماده‌برداری گزارش شده است [۵]. در سال های اخیر تحقیقاتصورت گرفته نشان داده است، استفاده از میدان الکتریکی خارجی در فرایند ماده‌برداری لیزری می‌تواند به عنوان یک پارامتر تأثیرگذار در افزایش آهنگ ماده‌برداری لیزری مطرح باشد [۵-۷]. در این تحقیقات از فلز آلومینیوم در محیط‌های آب و اتانول و فلز مس در محیط آب استفاده شده بود. هدف از این پژوهش، بررسی تأثیر میدان الکتریکی خارجی بر فرایند ماده‌برداری لیزری و آهنگ ماده‌برداری می‌باشد. بدین منظور ماده‌برداری لیزری از هدف فلزی (قلع) در محیط اتانول در حضور و غیاب میدان الکتریکی خارجی عمود بر راستای تابش، مورد بررسی قرار گرفته است.

فعالیت‌های تجربی و آزمایش‌های انجام شده

در این آزمایش از فلز قلع با خلوص ۹۹/۹٪ به عنوان ماده‌ی هدف، مورد تابش دهی قرار گرفت. در تمامی آزمایش‌ها از ورقه‌ی قلع با ضخامت ۰/۵ میلی‌متر با ابعاد $1/5\times4\ cm^2$ استفاده شد. به منظور تولید حفره‌های حاصل از برهمکنش لیزر با سطح ماده‌ی هدف، در این آزمایش از لیزر نئودمیوم یاگ با طول پالس ۱۰ نانوثانیه استفاده شد. طول موج و نرخ تکرار پالس بکار رفته در این آزمایش، به ترتیب ۱۰ هرتز و ۱۰۶۴ نانومتر (طول موج اصلی) می‌باشد. برای ماده‌برداری از فلز قلع در محیط اتانول، درون سلول تا ارتفاع ۱۰ میلی‌متری از بالای سطح هدف (۹ میلی‌لیتر) با اتانول پرشد.



شکل ۱: طرحواره‌ی از چیدمان آزمایش.

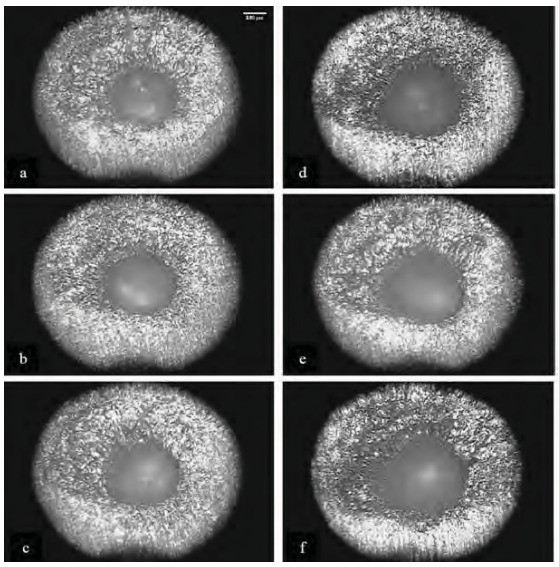
قطر لکه لیزر بر روی سطح ماده‌ی هدف حدود ۱۵۰ میکرومتر بوده و فرایند ماده‌برداری لیزری از هدف قلع با شار انرژی پالس $60\ J/cm^2$ و تابش‌دهی ۵۰۰ پالس صورت گرفت. برای ماده‌برداری در حضور میدان الکتریکی،به دو سر الکترودها اختلاف پتانسیل الکتریکی اعمال شد. ماده‌برداری لیزری در غیاب میدان الکتریکی خارجی و با حضور میدان‌های الکتریکی مختلف (۱۰ ،۲۰ ،۳۰ ،۴۰و ۵۰ V/cm) در شرایط کاملاً یکسان برای چندین حفره تکرار

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

شد. طرحواره کلی از چیدمان آزمایش در شکل۱آمده ست.

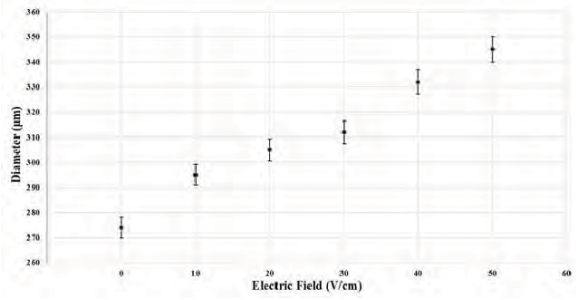
نتایج آزمایش و تفسیر آن‌ها

تصاویری از حفره‌های ایجاد شده بر روی هدف قلع در میدان‌های الکتریکی مختلف (۵۰ V/cm، ۴۰، ۳۰، ۲۰، ۱۰، ۰) و شرایط تابش‌دهی کاملاً یکسان در شکل ۲ نشان داده شده است. باید اشاره کرد که میدان الکتریکی V/cm ۰ به معنای تابش‌دهی ماده در غیاب میدان الکتریکی است.



شکل ۲: حفره‌های ایجاد شده بر روی هدف قلع در محیط اتانول در طی تابش‌دهی ۵۰۰ پالس در میدان های الکتریکی: a) V/cm b) ۰ V/cm c) ۱۰ V/cm d) ۲۰ V/cm e) ۳۰ V/cm f) ۴۰ V/cm ۵۰ V/cm.

قطر دهانه‌ی حفره‌های ایجاد شده با بررسی تصاویر حاصل از میکروسکوپ نوری به وسیله‌ی نرم افزار Image J اندازه‌گیری شد. نتایج حاصل از این اندازه‌گیری در شکل ۳ آمده است.

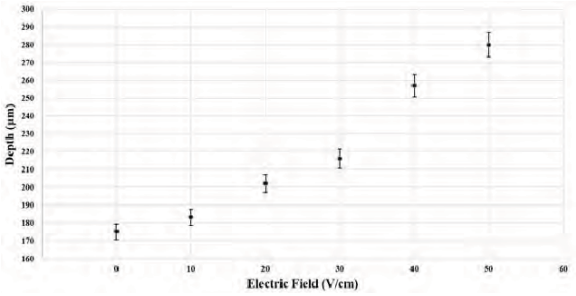


شکل ۳: نمودار اندازه‌ی قطر حفره‌ها بر حسب شدت میدان الکتریکی خارجی (حدود ۲٪خطا).

نتایج این آزمایش نشان می‌دهد که با افزایش شدت میدان الکتریکی، قطره حفره‌های ایجاد شده بر روی هدف افزایش می‌یابد. به طور مثال، قطر دهانه‌ی حفره طی ماده‌برداری در غیاب میدان الکتریکی حدود ۲۷۵ میکرومتر و در حضور بیشینه شدت میدان الکتریکی اعمال شده در این آزمایش قطر دهانه‌ی حفره حدود ۳۴۵ میکرومتر اندازه‌گیری شد که بیانگر افزایش ۷۰ میکرومتری در اندازه‌ی قطر دهانه‌ی حفره می‌باشد. انتقال انرژی به سطح هدف در ماده‌برداری لیزری به دو روش انتقال مستقیم انرژی پرتو به هدف و انتقال انرژی از طریق توده پلاسما صورت می‌پذیرد. اعمال میدان الکتریکی خارجی عمود بر راستای تابش می‌تواند باعث تغییر در توزیع فضایی (پهن شدگی) توده پلاسما در بالای سطح هدف شود. این پدیده به نوبه‌ی خود در مقایسه با حالت تابش‌دهی بدون میدان الکتریکی می‌تواند باعث شود ناحیه‌ی بیشتری از سطح هدف در معرض انرژی گرمایی پلاسما قرار گیرد[۷, ۸]. درنتیجه، این امر می‌تواند باعث افزایش قطر حفره‌ها با افزایش شدت میدان الکتریکی خارجی گردد.

عمق حفره‌ها به وسیله‌ی میکروسکوپ نوری در مقایسه با سطح هدف اندازه‌گیری شد. نتایج حاصل از اندازه‌گیری‌هایعمق حفره‌ها در شکل ۴نشان داده شده است.

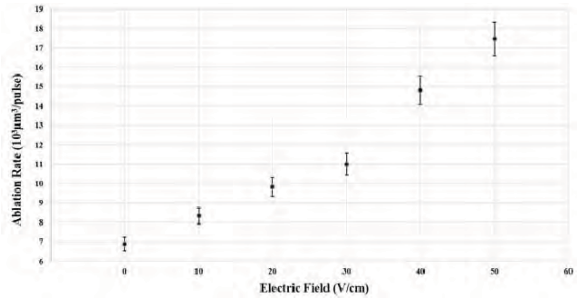
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۴: نمودار اندازه‌ی عمق حفره‌ها بر حسب شدت میدان الکتریکی خارجی (حدود ۳٪خطا).

همانطور که از نتایج آزمایش ملاحظه می‌شود، با افزایش شدت میدان الکتریکی عمق حفره‌ها افزایش می‌یابد. با توجه به شکل ۴، قطر حفره‌ها با اعمال بیشینه شدت میدان الکتریکی خارجی از حدود ۱۷۵ میکرومتر با افزایش تقریبی ۱۰۰ میکرومتری، تقریباً به ۲۸۰ میکرومتر می‌رسد. علت افزایش عمق حفره‌ها را می‌توان در فرایند جذب مستقیم پرتو لیزر توسط ماده‌ی هدف بررسی کرد.در ماده‌برداری با لیزر پالسی نانوثانیه، کمی پس از برخورد پالس لیزر با هدف، توده پلاسمایی در بالای سطح هدف ایجاد می‌شود.با ایجاد توده‌ی پلاسما در بالای سطح هدف پرتو لیزر برای رسیدن به هدف ابتدا باید از محیط پلاسمایی عبور کند. در حین انتشار پرتو لیزر در توده‌ی پلاسما بخشی از انرژی پرتو توسط توده پلاسما جذب می‌شود [۹].در نتیجه بخش بزرگی از طول پالس برای رسیدن به هدف از محیط پلاسمایی عبور می‌کند. با توجه به جهت میدان الکتریکی در این آزمایش می‌توان چنین استدلال کرد که حضور میدان الکتریکی سبب جدایش بارهای الکتریکی (یون‌ها و الکترون‌ها) موجود در توده پلاسما می‌شود. این تغییر در توزیع ذرات باردار توده پلاسما در حضور میدان الکتریکی، کاهش اثر حفاظ پلاسمایی را در پی دارد. به عبارتی دیگر،پرتو لیزر، انرژی کمتری را در برهمکنش با توده پلاسمای ایجاد شده در بالای سطح هدف از دست می‌دهد و درصد بیشتری از انرژی پرتو مستقیماً به سطح هدف می‌رسد، که باعث افزایش عمق حفره و ماده‌برداری می‌شود.

برای بررسی کمی تغییرات آهنگ ماده‌برداری در این آزمایش، شکل حفره‌ها بر روی سطح هدف به صورت مخروطی در نظر گرفته شد[۱۰]و آهنگ ماده‌برداری به صورت مقدار متوسط حجم ماده‌ی کنده شده در طی هر پالس لیزر محاسبه شد. نتایج حاصل در شکل ۵ نشان داده شده است. نتایج این تحقیق نشان می‌دهد که با افزایش میدان الکتریکی خارجی میزان آهنگ ماده‌برداری به طور چشمگیری افزایش می‌یابد.



شکل ۵: نمودار آهنگ ماده‌برداری بر حسب شدت میدان الکتریکی خارجی (حدود ۵٪خطا).

در واقع می‌توان چنین برداشت کرد که میدان الکتریکی خارجی عمود بر راستای تابش با تغییر در توزیع فضایی توده پلاسما در بالای سطح هدف، باعث افزایش قطر و از طرفی با تغییر در توزیع بارهای توده پلاسما، سبب رسیدن انرژی بیشتری از پالس لیزر و افزایش عمق حفره‌ها می شود. در نتیجه، برایند حاصل از تاثیرات میدان الکتریکی خارجی بر فرایند ماده‌برداری لیزری سبب افزایش در میزان آهنگ ماده برداری می‌شود.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، تأثیر میدان الکتریکی (عمود بر راستای پرتوی فرودی) بر آهنگ ماده‌برداری و مشخصات حفره‌ی ایجاد شده بر روی هدف قلع در محیط اتانول (با ارتفاع

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

۱۰میلی‌متر بالای سطح هدف) مورد بررسی قرار گرفت. نتایج حاصل از این بررسی بیانگر این است که با افزایش شدت میدان الکتریکی خارجی، آهنگ ماده‌برداری به طور قابل ملاحظه‌ای افزایش می‌یابد و در بیشینه میدان الکتریکی (۵۰ V/cm)، آهنگ ماده برداری تا بیش از ۲/۵ برابرنسبت به حالت بدون اعمال میدان الکتریکی افزایش می یابد.

مرجع‌ها

[1] Black, S.E., *Laser Ablation: Effects and Applications*. 2011: Nova Science Publishers...

[2] Singh, R. and R. Soni, *Laser-induced heating synthesis of hybrid nanoparticles*, in *Noble Metal-Metal Oxide Hybrid Nanoparticles*. 2019, Elsevier. p. 195-238.

[3] Yang, G., *Laser ablation in liquids: principles and applications in the preparation of nanomaterials*. 2012: CRC Press M. Lundstrom, *Fundamentals of Carrier Transport*, p. 44, Cambridge University Press, 2000.

[4] Zhu, S., et al., *Laser ablation of solid substrates in water and ambient air.* Journal of Applied Physics, 2001. **89**(4): p. 2400-2403.

[5] Mozaffari, H. and M.H. Mahdieh, *Enhancement of ablation rate and production of colloidal nanoparticles by irradiation of metals with nanosecond pulsed laser in presence of external electric field.* Physics Letters A, 2019. **383**(7): p. 646-654.

[6] Mahdieh, M.H. and H. Mozaffari, *Characteristics of colloidal aluminum nanoparticles prepared by nanosecond pulsed laser ablation in deionized water in presence of parallel external electric field.* Physics Letters A, 2017. **381**(38): p. 3314-3323

[7] Mozaffari, H. and M.H. Mahdieh, *Synthesis of colloidal aluminum nanoparticles by nanosecond pulsed laser and the effect of external electric field and laser fluence on ablation rate.* Optics & Laser Technology, 2020. **126**: p. 106083

[8] Mościcki, T., J. Hoffman, and Z. Szymański, *Modelling of plasma formation during nanosecond laserablation.* Archives of Mechanics, 2011. **63**(2): p. 99-116

[9] Allmen, M. and A. Blatter, *Laser-Beam Interactions with Materials: Physical Principles and Applications*. 2013: Springer Berlin Heidelberg.

[10] Mahdieh MH, Nikbakht M, Moghadam ZE, Sobhani M. *Crater geometry characterization of Al targets irradiated by single pulse and pulse trains of Nd: YAG laser in ambient air and water*. Applied Surface Science. 2010 Jan 1;256(6):1778

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۴۰-۱۰-A

تولید نانوذرات بوسیله تابش‌دهی فلز قلع در محیط اتانول با لیزر نانوثانیه و تاثیر میدان الکتریکی خارجی بر مشخصات آن‌ها

فرهاد محمدانی مروت، محمد حسین مهدیه

دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، نارمک، تهران، ایران

چکیده - در این پژوهش ازلیزر پالسی در محیط مایع به منظور تولید نانوذرات بر پایه فلز قلع در محیط اتانول، استفاده شده است. هدف اصلی در این پژوهش، بررسی تاثیر میدان الکتریکی خارجیDC بر مشخصات نانوذرات تولید شده، می‌باشد. به همین منظور آزمایش در دو حالت بدون حضور میدان الکتریکی و در حضور میدان الکتریکی انجام شد. از دو روش میکروسکوپ الکترونی روبشی و طیف سنجی جذبی فرابنفش-مریی جهت مشخصه‌یابی نانوذرات استفاده شده است. نتایج نشان می دهند که نانوذرات تولید شده شبه کروی بوده و تحت تاثیر میدان الکتریکی خارجی، متوسط اندازه آن‌ها کوچکتر شده است. علاوه بر آن مشاهده شد که در حضور میدان الکتریکی چگالی نانوذرات نیز افزایش چشم‌گیری می‌یابد.

کلید واژه- ماده‌برداری لیزری، محیط مایع، تولید نانوذرات، نانوذرات قلع، میدان الکتریکی خارجی

Production of nanoparticles by irradiation of tin metal in ethanol medium with nanosecond laser and the effect of external electric field on their properties

MohammadaniMorovatFarhad, Mahdieh Mohammad Hossein

Department of Physics, Iran University of Science and Technology, Narmak, Tehran, Iran

In this research, pulsed laser ablation in liquid (PLAL) method has been used to produce tin-based nanoparticles in ethanol medium. The main purpose of this study is to investigate the effect of external DC electric field on the properties of produced nanoparticles. The experiment was performed in two conditions; without and with the presence of an electric field. Scanning electron microscopy and UV-Visible absorption spectroscopy have been used to characterize the nanoparticles. The results show that the produced nanoparticles arequasi spherical in shape and their average size becomes smaller due to the external electric field. The results also show that in the presence of an electric field, the density of nanoparticles also increases significantly.
Keywords: laser ablation, liquid media, nanoparticle production, tin nanoparticles, external electric field

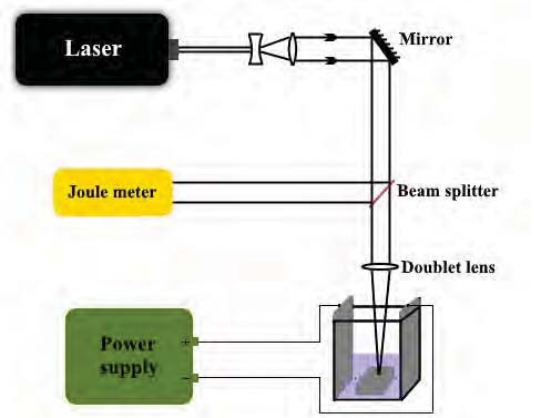
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

نانوذرات (ابعاد ۱۰۰-۱ نانومتر) خواص متفاوتی نسبت به حالت توده خود دارند [۱]. تولید نانوذرات بوسیله ماده‌برداری لیزری پالسی در محیط مایع به عنوان روشی تمیز و با کنترل‌پذیری بالا بر مشخصات نانوذرات، شناخته شده است. در این روش با برهمکنش پرتو لیزر با مواد مختلف(رسانا، نیمه‌رسانا و دی‌الکتریک) که در یک محیط مایع قرار گرفته‌اند، نانوذرات تولید می‌شوند. در این محیط نانوذرات تشکیل شده به صورت محلول کلوئیدی با پایداری نسبتا خوبی تشکیل می‌شوند [۲].در برهمکنش لیزر پالسی با مواد، به دلیل دما و فشار موضعی بسیار بالا، معمولا پلاسمایی چگال در آن ناحیه تشکیل می‌شود. این پلاسما در محیط‌های مایع به دلیل فشار بیشتر نسبت به گاز، دارای دما و فشار بیشتری می‌باشد و این عامل بر روی محصولات نهایی تاثیر بسزایی دارد. از مهمترین عوامل تاثیرگذار بر مشخصات نانوذرات، تغییر و تحول پلاسما در حین برهمکنش لیزر با ماده است [۳]. علی‌رغم تحقیقات گسترده‌ای که در زمینه تولید نانوذرات با ماده‌برداری لیزری در محیط مایع انجام شده است، تاثیر عوامل خارجی مانند میدان الکتریکی کمتر مورد توجه قرار گرفته است. این روش اولین بار توسط G.Yang و گروهش مورد استفاده قرار گرفت [۴]. آن‌ها این آزمایش را روی ژرمانیوم در محیط آب انجام دادند و مشاهده کردند که در شدت‌های مختلف میدان الکتریکی، اشکال متفاوتی از نانوذرات تولید می‌شود. پس از آن تحقیقات گوناگونی روی مواد مختلف انجام شد و تاثیر میدان الکتریکی با شدت های مختلف مورد بررسی قرار گرفت[۵-۷]. به عنوان مثال، Y.Li و همکاران [۵]با اعمال میدان الکتریکی خارجی دریافتند که با افزایش میدان الکتریکی اندازه نانوذرات کاهش می‌یابد. آزمایش های متعددی نیز توسط گروه ما در این زمینه اجرا شده است که نشان میدهند میدان الکتریکی تاثیر قابل توجهی بر مشخصات نانوذرات دارد. هدف اصلی در این تحقیق، بررسی تاثیر میدان الکتریکی بر مشخصات نانوذرات بر پایه فلز قلع در محیط اتانول می‌باشد.

روش تجربی

در این پژوهش، فلز قلع(۹۹.۹٪) به عنوان ماده هدف مورد تابش دهی به ابعاد ۵/۰×۱۵×۴۰ میلی‌متر استفاده شد. از سلولی از جنس پلکسی گلاس برای قرار گرفتن ماده هدف و محیط برهمکنش استفاده شد. محیط برهمکنش اتانول بوده که به میزان ۹ میلی‌لیتر درون سلول ریخته شد و به موجب آن ارتفاع مایع در بالای سطح هدف ۱۰ میلی‌متر شد.نمونه بوسیله یک لیزر ND:YAG(طول موج ۱۰۶۴ نانومتر، پهنای پالس ۱۰ نانوثانیه و نرخ تکرار ۱۰ هرتز) با ۲۵۰۰ پالس در ۵ نقطه متفاوت(۵۰۰ پالس در هر نقطه) مورد تابش‌دهی قرار گرفت. قطر باریکه لیزر روی ماده هدف ۱۵۰ میکرومتر اندازه گیری شد. به موجب آن شار لیزری ۶۰ ژول بر سانتی‌متر مربع در سطح ماده هدف محاسبه شد.



شکل۱: طرحواره‌ای از چیدمان آزمایش ماده‌برداری لیزری در میدان الکتریکی خارجی

همانگونه که در شکل ۱ دیده می‌شود، با اعمال اختلاف پتانسیل به دو سر الکترود، میدان الکتریکی یکنواختی در ناحیه برهمکنش ایجاد می‌شود.

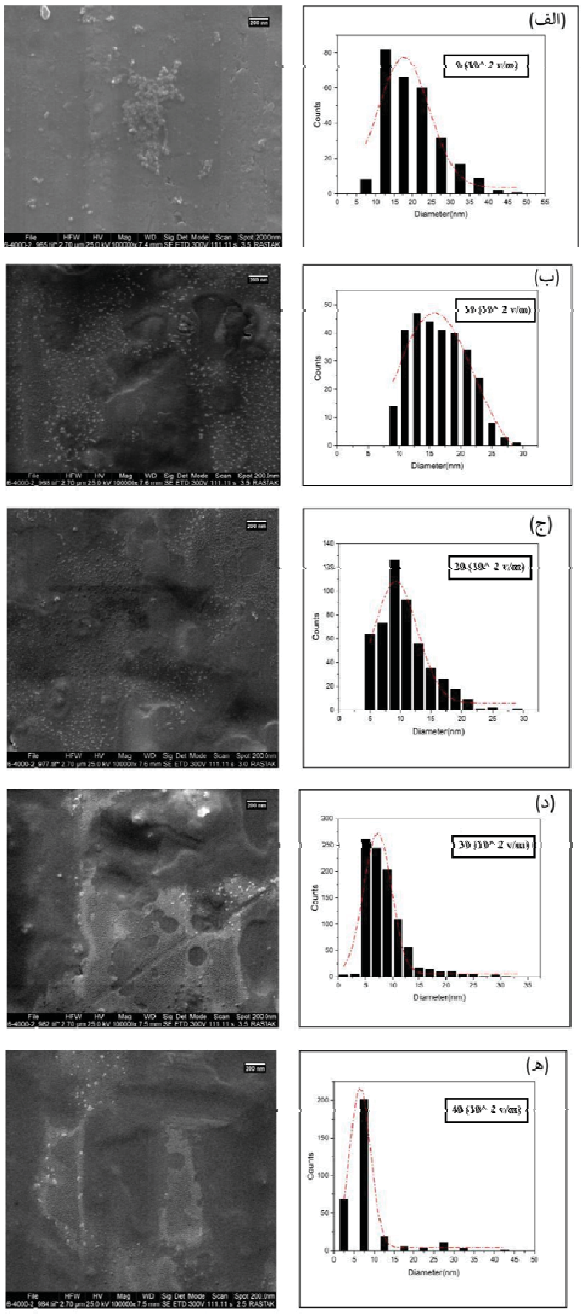
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

نتایج و بحث

شکل ۲ تصاویر مربوط به میکروسکوپ الکترونی روبشی را نشان می‌دهد. نتایج آنالیز تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی نشان داد نانوذرات تولید شده در همه مراحل شبه کروی بوده و با افزایش میدان الکتریکی متوسط اندازه نانوذرات تولید شده کوچکتر می‌شود. پلاسما به عنوان محیطی با درجه یونیزاسیون نسبتا بالا (وجود تعداد الکترون و یون بالا) می‌تواند تحت تاثیر میدان الکتریکی خارجی قرار گیرد. میدان الکتریکی باعث می‌شود توزیع فضایی و زمانی ذرات باردار پلاسما دستحوش تغییر شود. این تغییرات می‌تواند نانوذرات تولید شده در این فرآیند را نیز تحت تاثیر قرار دهد. درواقع در هنگام اعمال میدان الکتریکی، الکترون‌ها و ذرات باردار شتاب می‌گیرند و با برخورد به دیگر ذرات موجب یونیزه شدن آن‌ها می‌شوند. بدین ترتیب درجه یونیزاسیون نانوقطره‌های تولید شده افزایش می‌یابد[۶–۸].

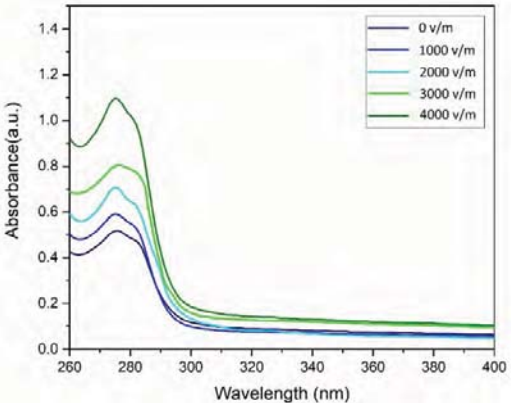
بر طبق ناپایداری بار رایلی در صورتی که مقدار بار نانوقطره از میزان $8\pi(\varepsilon_0\sigma r^3)^{1/2}$ عبور کند، نانوقطره شکسته شده و به ذرات کوچکتری تقسیم می‌شود[۹]. بدین ترتیب متوسط اندازه نانوذرات کاهش می‌یابد.

شکل ۳ تصویر مربوط به طیف جذبی اپتیکی نانوذرات را نشان می‌دهد.



شکل ۲:تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی نانوذرات تولید شده بر پایه فلز قلع. الف)میدان ۰ ولت بر متر. ب)میدان ۱۰۰۰ ولت بر متر. ج)میدان ۲۰۰۰ ولت بر متر. د)میدان ۳۰۰۰ ولت بر متر. ه)میدان ۴۰۰۰ ولت بر متر.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۳: طیف جذبی نانوذرات تولید شده بر پایه قلع با روش ماده‌برداری لیزری پالسی در مایع در حضور میدان الکتریکی

همانگونه که مشاهده می‌شود، با افزایش میدان الکتریکی ارتفاع بیشینه نمودار نیز افزایش می‌یابد که نشان‌دهنده افزایش چگالی نانوذرات است[۱۰].با اعمال میدان الکتریکی، توزیع فضایی الکترون‌ها و یون‌ها تغییر می‌کند و در دو جهت مخالف هم قرار می‌گیرند که موجب پخش شدگی پلاسما می‌شود. این عامل باعث می‌شود میزان انرژی رسیده به سطح هدف افزایش یابد و بنابراین میزان ماده برداری از سطح بیشتر می‌شود. علاوه برآن، موضع بیشینه نمودار در حالتی که میدان الکتریکی اعمال شده است، به سمت طول موج‌های کوچکتر جا به جا شده است که نشان‌دهنده کوچکتر شدن اندازه نانوذرات بوده و تایید کننده نتایج میکروسکوپ الکترونی روبشی می‌باشد.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، تاثیر میدان الکتریکی خارجی DC بر مشخصات نانوذرات تولید شده بر پایه فلز قلع با روش ماده‌برداری لیزری پالسی در محیط اتانول بررسی شد. مشاهده شده که با اعمال میدان الکتریکی، اندازه نانوذرات کاهش می‌یابد. علاوه بر آن مشخص شد که با افزایش میدان الکتریکی، چگالی نانوذرات نیز افزایش می‌یابد.

مرجع‌ها

[1] G. Yang, *Laser ablation in liquids: principles and applications in the preparation of nanomaterials*. CRC Press, 2012.
[2] H. Zeng *et al.*, ‘Nanomaterials via laser ablation/irradiation in liquid: a review’, *Adv. Funct. Mater.*, vol. 22, no. 7, pp. 1333–1353, 2012.
[3] M. Stafe, A. Marcu, and N. N. Puscas, *Pulsed laser ablation of solids: basics, theory and applications*, vol. 53. Springer Science & Business Media, 2013.
[4] P. Liu, C. X. Wang, X. Y. Chen, and G. W. Yang, ‘Controllable fabrication and cathodoluminescence performance of high-index facets GeO2 micro-and nanocubes and spindles upon electrical-field-assisted laser ablation in liquid’, *J. Phys. Chem. C*, vol. 112, no. 35, pp. 13450–13456, 2008.
[5] Y. Li, ‘Laser ablation in liquid of Germanium in externally applied electric fields’, PhD Thesis, 2013.
[6] M. H. Mahdieh and H. Mozaffari, ‘Characteristics of colloidal aluminum nanoparticles prepared by nanosecond pulsed laser ablation in deionized water in presence of parallel external electric field’, *Phys. Lett. A*, vol. 381, no. 38, pp. 3314–3323, 2017.
[7] H. Mozaffari and M. H. Mahdieh, ‘Synthesis of colloidal aluminum nanoparticles by nanosecond pulsed laser and the effect of external electric field and laser fluence on ablation rate’, *Opt. Laser Technol.*, vol. 126, p. 106083, 2020.
[8] J. Xiao, P. Liu, C. X. Wang, and G. W. Yang, ‘External field-assisted laser ablation in liquid: An efficient strategy for nanocrystal synthesis and nanostructure assembly’, *Prog. Mater. Sci.*, vol. 87, pp. 140–220, 2017.
[9] D. Sapkota, Y. Li, O. R. Musaev, J. M. Wrobel, and M. B. Kruger, ‘Effect of electric fields on tin nanoparticles prepared by laser ablation in water’, *J Laser Appl*, vol. 29, no. 012002, p. 1, 2017.
[10] C. S. Kumar, *UV-VIS and photoluminescence spectroscopy for nanomaterials characterization*. Springer, 2013.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۲۴۵۱-۱۰-A

بررسی ویژگی‌های طیفی تراگسیل و اثر فارادیدر ساختار شبه بلور فوتونی دودکانوچی حاوی گرافن

طاهره دژآلود[۱]،رضا عبدی قلعه[۱]

[۱]گروه مهندسی اپتیک و لیزر، دانشگاه بناب، بناب،آذربایجان شرقی

چکیده – دراین مقاله ویژگی‌های طیف تراگسیل و اثر فارادی در یک شبه بلور فوتونی یک بعدی دودکانوچی که از دو ماده‌ی SiO_2 و Graphene/TiO_2 تشکیل شده است، مورد بررسی قرار گرفته است، روش کاری ما بر پایه‌ی ماتریس انتقال 4×4 می‌باشد. نتایج ما نشان می‌دهد که با افزایش تحرک پذیری در شبه بلور فوتونی یک بعدی دودکانوچی، میزان تراگسیل و چرخش فارادی افزایش می‌یابد، اما با افزایش میدان مغناطیسی، چرخش فارادی حول فرکانس ورودی افزایش یافته و طیف تراگسیل تغییرات خیلی کوچکی دارد.

کلید واژه- شبه بلورفوتونی، دودکانوچی، تراگسیل، اثر فارادی، گرافن.

Investigation of spectral properties of transmission and Faraday effect on Dodecanacci photonic quasicrystal structure with graphene

TaherehDezhaloud[1], Reza Abdi-Ghaleh [1]

[1]Department of Laser and Optical Engineering, University of Bonab, Bonab

Abstract- In this paper, we investigate the spectral properties of transmission andFaraday effect on a one-dimensional Dodecanacci photonic quasicrystal consisting of two materials SiO2 and Graphene/TiO2. We investigated this problem using the 4 by 4 transfer matrix method. Our results show that as the mobility of the one-dimensional Dodecanacci photonic quasicrystal increase, the rate of transmission andFaraday rotation increases, but with increasing magnetic field, the Faraday rotation increases around the input frequency but thetransmissionspectrum changes very little.

Keywords: Photonic quasicrystal, Dodecanacci, Transmission, Faraday effect, Graphene.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

گرافن شبکه‌ای لانه زنبوری و تک لایه از اتمهای کربن است، که می‌تواند به عنوان ماده‌ای با پارامترهای قابل کنترل مطرح شود. گرافن تحت تاثیر میدان مغناطیسی خارجی، خاصیت ژیروتروپیک دارد، درنتیجه تانسور رسانندگی و گذردهی الکتریکی آن به صورت تانسوری ظاهر می‌شود که در نهایت اعمال میدان مغناطیسی خارجی باعث مشاهده چرخش فارادی در مقایسه با ضخامت گرافن می‌شود[۱]. از طرفی ساختارهای فوتونی شبه متناوب به‌خاطر ویژگیهای جالبی که دارند از اهمیت خاصی برخوردار می‌باشند [۲]. مطالعاتی که در مورد، ویژگی‌های مگنتواپتیکی ساختارهای دودکانوچی انجام شده است، اندک می‌باشند. در این مقاله ما به بررسی ویژگیهای طیفی تراگسیل و اثر فارادی یک شبه بلور فوتونی دودکانوچی یک بعدی حاوی تک لایه‌های گرافن می‌پردازیم.

روش محاسباتی

در این مقاله، ما روش ماتریس انتقال 4×4 را برای هر لایه از ساختار بکار می‌بریم. ماتریس انتقال کلی ساختار (M)، از ضرب کردن ماتریس‌های تک تک لایه‌ها حاصل می‌شود[۳]:

$$M=\left[D^{(\circ)}\right]^{-1}\left(S_A S_G S_B S_A S_G S_B \ldots\right)D^{(\circ)} \quad (۱)$$

ماتریس دینامیکی در هوا $D^{(\circ)}$ عبارتست از:

$$D^{(\circ)}=\begin{pmatrix}1 & 1 & 0 & 0\\ 1 & -1 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 1 & 1\\ 0 & 0 & 1 & -1\end{pmatrix} \quad (۲)$$

عناصر ماتریس انتقال برای بررسی ویژگیهای اپتیکی و زاویه‌ی فارادی عبارتند از:

$$S_j=\begin{pmatrix}\cos(\beta^+) & \frac{-i}{N_j^+}\sin(\beta^+) & 0 & 0\\ -iN_j^+\sin(\beta^+) & \cos(\beta^+) & 0 & 0\\ 0 & 0 & \cos(\beta^-) & \frac{-i}{N_j^-}\sin(\beta^-)\\ 0 & 0 & -iN_j^-\sin(\beta^-) & \cos(\beta^-)\end{pmatrix} \quad (۳)$$

که برای لایه‌ی jام، $\beta^+=\omega N_j^+ d_j/c$ و $\beta^-=\omega N_j^- d_j/c$ می‌باشند. و در نهایت طیف تراگسیل نور و زاویه‌ی فارادی از روابط زیر حاصل می‌شوند:

$$T=\frac{1}{2}\left(\left|\frac{1}{\mathrm{M}(1,1)}\right|^2+\left|\frac{1}{\mathrm{M}(3,3)}\right|^2\right) \quad (۴)$$

$$\theta_F=\left(-\tfrac{1}{2}\right)\arg\left(\mathrm{M}(3,3)\Big/\mathrm{M}(1,1)\right) \quad (۵)$$

باتوجه به این که گرافن، تحت میدان مغناطیسی خارجی خاصیت ناهمسانگردی دارد، گذردهی الکتریکی آن به صورت تانسوری ظاهر می‌شود. تحت این شرایط، تانسور گذردهی الکتریکی نسبی برای گرافن به‌صورت زیر بیان می‌شود:

$$\varepsilon_g=\begin{pmatrix}\varepsilon_1 & \varepsilon_2 & 0\\ -\varepsilon_2 & \varepsilon_1 & 0\\ 0 & 0 & \varepsilon_3\end{pmatrix} \quad (۶)$$

که درآن مولفه‌های ماتریس گذردهی عبارتند از:

$$\varepsilon_1=1+\left(i\sigma_{xx}\Big/\omega\varepsilon_\circ d_g\right),\varepsilon_2=\left(i\sigma_{xy}\Big/\omega\varepsilon_\circ d_g\right),\varepsilon_3=1 \quad (۷)$$

که برحسب رسانندگی گرافن بیان می‌شود. مولفه‌های قطری و غیرقطری تانسور رسانندگی سطحی گرافن که براساس فرمول کوبو بیان شده است عبارتند از[۱]:

$$\sigma_{xx}(\omega,\mathrm{B}_\circ)=\sigma_\circ\frac{1+\omega_c\tau}{(\omega_c\tau)^2+(1+j\omega\tau)^2} \quad (۸)$$

$$\sigma_{yx}(\omega,\mathrm{B}_\circ)=\sigma_\circ\frac{\omega_c\tau}{(\omega_c\tau)^2+(1+j\omega\tau)^2} \quad (۹)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$$\sigma_{\circ}=\frac{2e^2\tau}{\pi(\hbar)^2}k_BT\ln\left(2\cosh\frac{\mu_c}{2k_BT}\right) \qquad (۱۰)$$

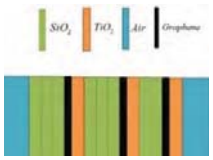
که در اینجا، e بار الکترون، τ زمان پراکندگی، k_B ثابت بولتزمان، $T=300K$ دما، μ_c پتانسیل شیمیایی، $B_{\circ}=2T$ و ω فرکانس زاویه‌ای نور فرودی است که در ناحیه‌ی THz می‌باشد. در نهایت ω_c فرکانس سیکلوترونی است که به اختلاف بین دو تراز متوالی مربوط می‌شود: $\omega_c=\frac{eB_{\circ}v_F^2}{\mu_c}$، بطوریکه $v_F=10^6\frac{m}{s}$ سرعت فرمی الکترون می‌باشد.

نتایج و بحث

یک ساختار فوتونی شبه متناوب دودکانوچی ،متشکل از لایه‌های A و B که به ترتیب نشانگر SiO_2 و Graphene/TiO_2 هستند، را در نظر می‌گیریم. محاسبات عددی این تحقیق، در ناحیه‌ی THz انجام شده است. در شکل ۱، شماتیکی از ساختار شبه بلور فوتونی مرتبه دوم ارائه شده است[۴]. تابع رشد عبارتست از:

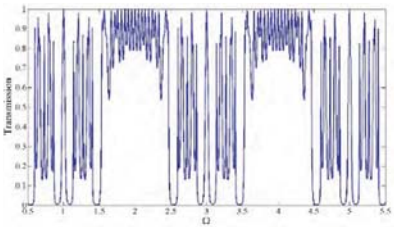
$S_n=(AS_{n-2}S_{n-1})^2S_{n-1}$ که $n\geq 3$ است. ضرایب شکست و تراوایی مغناطیسی نسبی لایه‌های SiO_2 و TiO_2 را به ترتیب به شرح زیر انتخاب می‌کنیم.

$$\mu_{SiO_2}=\mu_{TiO_2}=1, N_{SiO_2}=1.45, N_{TiO_2}=2.30 \qquad (۱۱)$$

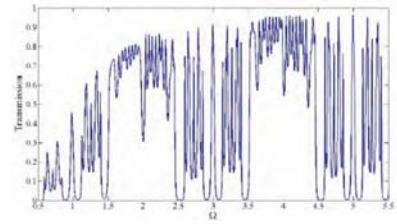


شکل ۱. شماتیکی از شبه بلور فوتونی دودکانوچی مرتبه‌ی دوم

در اینجا طول موج طراحی ما ۶۰ میکرومتر می‌باشد و همچنین برای ترسیم نمودارها فرکانس کاهش یافته‌ی $\Omega=\frac{\omega}{\omega_{\circ}}$ بکار بردیم که $\omega_{\circ}=2\pi c/\lambda_{\circ}\approx 31.4THz$ می‌باشد. ضخامت لایه‌ها به صورت ربع طول موج در نظر گرفته شده‌اند. در این‌صورت ضخامت لایه‌های دی‌الکتریک $d_{SiO2}=10.345\mu m$ ، $d_{TiO2}=6.52\mu m$ وضخامت لایه‌ی گرافن d_g=0.35nm می‌باشد. در ابتدا ضرایب تراگسیل برای شبه بلورهای فوتونی دودکانوچی مرتبه ۳ برای دو حالت بدون گرافن(شکل۲) و با گرافن(شکل۳)ترسیم شده است. باتوجه به شکل ۲، در طیف تراگسیل ویژگیهای فرکتالی مشاهده می‌شود وهمچنین دارای تقارن آینه ای در کل شبهبلورفوتونی و حول فرکانس کاهش یافته‌ی $\Omega=1$ هستیم. امّا با افزودن گرافن در شکل ۳ متوجه می‌شویم که تقارن آینه‌ایحول فرکانس کاهش یافته‌ی $\Omega=1$ نداریم و میزان تراگسیل نسبت به حالت قبل کاهش یافته است.



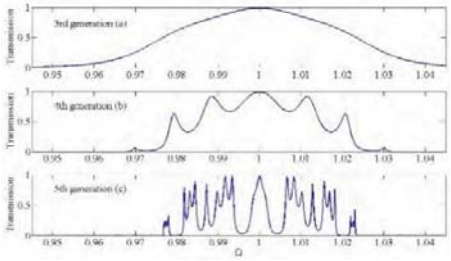
شکل ۲.طیف تراگسیل برای شبه بلور فوتونی دودکانوچی مرتبه سوم، بدون گرافن.



شکل ۳.طیف تراگسیل برای شبه بلور فوتونی دودکانوچی مرتبه سوم، با وجود گرافن.

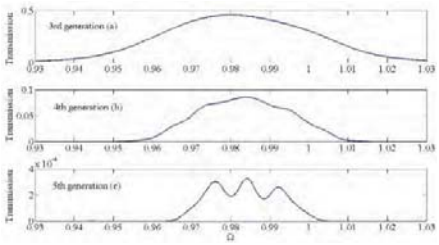
در شکل ۴ و ۵ طیف تراگسیل برای مراتب سوم، چهارم و پنجم در دو حالت بدون گرافن و باوجود گرافن ترسیم شده است. آنچه که از نمودار ۴ متوجه می‌شویم این است که طیف برای تمام مراتب دودکانوچی تکرار می‌شودو همچنین باتوجه به ازای مراتب بالاتر ویژگی‌های فرکتالی بیشتر نمایان می‌شوند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



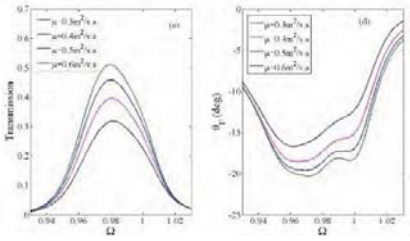
شکل ۴.طیف تراگسیل برای شبه بلور فوتونی دودکانوچی مرتبه سوم، چهارم و پنجم بدون گرافن.

اما در شکل ۵، وجود گرافن باعث کاهش تراگسیل می-شود. ماکزیمم تراگسیل در شکل ۴ حول فرکانس ورودی یک است اما در اینجا برای مرتبه سوم ۵. ٥می‌باشد و طیف تراگسیل حول فرکانس ورودی به سمت Ωهای کمتر از یک شیفت پیدا کرده است.

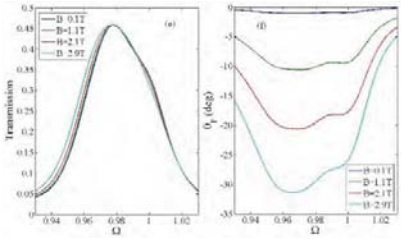


شکل ۵.طیف تراگسیل برای شبه بلور فوتونی دودکانوچی مرتبه سوم، چهارم و پنجم با وجود گرافن.

با توجه به شکل۶، در شبه بلور دودکانوچی مرتبه‌ی سوم با افزایش تحرک پذیری از $0.3\frac{m^2}{V.S}$ به $0.6\frac{m^2}{V.S}$، میزان تراگسیل و همچنین چرخش فارادی افزایش می‌یابد و همچنین باتوجه به شکل۷، با افزایش میدان مغناطیسی از $B_\circ = 0.1T$ به $B_\circ = 2.9T$، چرخش فارادی افزایش می‌یابد اما طیف تراگسیل نزدیک فرکانس ورودی تغییرات کوچکی دارد.



شکل ۶. (c) بررسی تغییرات تحرک پذیری در طیف تراگسیل(d)بررسی تغییرات تحرک پذیری در چرخش فارادی.



شکل ۷. (e) بررسی تغییرات میدان مغناطیسی در طیف تراگسیل (f)بررسی تغییرات میدان مغناطیسی در چرخش فارادی.

نتیجه گیری

با افزایش تحرک پذیری،میزان تراگسیل و همچنین چرخش فارادی افزایش می‌یابد و همچنین با افزایش میدان مغناطیسی، باوجود تراگسیل جزئی حول فرکانس ورودی، می‌توانیم چرخش فارادی تقویت یافته داشته باشیم.

مرجع‌ها

[1] L. Sounas, “Gyrotropy and Nonreciprocity of Graphene for Microwave Applications”,IEEE.,Vol. 60, No. 4, 901-914, 2012.

[2] C. Jin, B. Cheng, B. Man, Z. Li, D. Zhang, “Photonic Crystals: Physics, Fabrication and Applications”,Phys. Rev. B., Vol. 61, 10762-10767, 2000.

[3] S. Visnovsky, K. Postava, T. Yamaguchi, J.Czech,“Magneto-optic polar Kerr and Faraday effects in magnetic superlattices”,J. Phys.,Vol. 51, 917-949, 2001.

[4] E.F. Silva, M.S. Vasconcelos, C.H. Costa, D.H.A.L. Anselmo, V.D. Mello, “Effects of graphene on light transmission spectra in Dodecanacci photonic quasicrystals”, Opt. Mater., Vol. 98, 109450, 2019.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۱۹-۱۰-A

حالت‌های سطحی ناوارون بلور فوتونی مگنتواپتیکی در حضور گرافن

زهره اتابکی، علی سلطانی والا، بهروز رضائی

دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز

چکیده- در این مقاله حالت های سطحی ناوارون ایجاد شده در سطح مشترک بین یک بلور فوتونی مگنتواپتیکی یک بعدی نیمه بی نهایت و هوا در حضور تک لایه گرافن مورد بررسی قرار گرفته است. پیکربندی مورد مطالعه پیکربندی ویت در نظر گرفته شده و رابطه‌ی پاشندگی مربوط به حالت های سطحی از روش ماتریس انتقال به دست آمده است.حالت های سطحی برای انرژی های فرمی متفاوت مورد مطالعه قرار گرفته است و تنظیم پذیری این حالت ها با تغییر انرژی فرمی نشان داده شده است.

کلید واژه- بلور فوتونی مگنتواپتیکی، حالت سطحی، گرافن

Thenonreciprocal surface state of magneto-optic photonic crystal in the presence of graphene

ZohrehAtabaki, Ali SoltaniVala,Behrooz Rezaei

Faculty of physics, University of Tabriz, Tabriz

Abstract- In this paper the nonreciprocal surface states created at the interface between a semi-infinite one-dimensional magneto-optic photonic crystal and air in the presence of a monolayer graphene are investigated. The configuration under study is considered to be the Voigt configuration and the dispersion relation of surface states is derived from transfer matrix method. Surface states for different Fermi energies are studied and tunablityof those statesare demonstrated by changing the Fermi energy.

Keywords: Magneto-optic photonic crystal, Surface state, Graphene

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

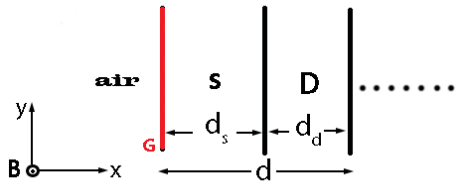
بلورهای فوتونی به عنوان ساختارهای تناوبی از موادی که ثابت دی‌الکتریک متفاوت دارند، قابلیت‌های جدیدی را برای کنترل و دستکاریِ موج الکترومغناطیسی فراهم می‌کنند. اگر در بلورهای فوتونی از موادی مانند نیم‌رساناها که تحت تاثیر میدان مغناطیسی خارجی رفتار مگنتواپتیکی از خود نشان می دهند، استفاده شود، بلورهای فوتونی مگنتواپتیکی تشکیل می شوند که مدهای سطحی ناوارون یکی از مشخصه‌های مهم این بلورها است[۱] .

گرافن یک تک لایه از اتم های کربن است که به صورت فشرده در یک شبکه لانه زنبوری دو بعدی قرار گرفته اند. در سال های اخیر این ماده ی بی نظیر به دلیل ویژگی‌های خارق العاده‌ای که دارد مورد توجه بسیاری از محققین در زمینه‌ی پلاسمونیک قرار گرفته است[۲]. رسانایی گرافن و پاشندگی پلاسمون های سطحی در گرافن را می توان با تغییرات انرژی فرمی تنظیم کرد. در واقع مهم ترین امتیاز گرافن، تنظیم پذیری پلاسمون های سطحی می باشد[۳]. تنظیم پذیری پلاسمون‌های سطحی ناوارون با بهره گیری از ویژگی های گرافن در ساختارهایی که شامل لایه‌های نیم‌رسانای مغناطیده می‌باشند، نظیر موجبرها اخیرا مورد توجه قرار گرفته است [۴و۵].

در این مقاله خصوصیات اپتیکی حالت های سطحی یک بلور فوتونی مگنتواپتیکی نیمه بی‌نهایت در پیکربندی ویت با حضور لایه ای از گرافن در سطح مشترک بین این بلور و هوا مورد بررسی قرار گرفته است. به منظور به دست آوردن معادله‌ی پاشندگی مربوط به حالت‌های سطحی برای قطبش TM، از روش ماتریس انتقال استفاده شده است.

مدل و محاسبات نظری

ساختار مورد مطالعه در شکل (۱) نشان داده شده استکه در آن بلور فوتونی از لایه‌های نیم‌رسانا و دی‌الکتریک با ضخامت‌های $d_s = 18.52\mu m$ و $d_d = 9.26\mu m$ تشکیل شده است و لایه ای از گرافن در مرز مشترک بین بلور و هوا قرار گرفته است. میدان مغناطیسی اعمال شده بر این ساختار در جهت محور z می باشد، بنابراین پیکربندی مورد بررسی پیکربندی ویت است که در آن میدان مغناطیسی موازی با سطح مشترک و عمود بر جهت انتشار موج می باشد.



شکل ۱: طرح شماتیک بلور فوتونی مگنتواپتیکی در پیکربندی ویت که از لایه های نیم‌رسانا S و دی‌اللتریک D تشکیل شده است. تک لایه ای از گرافن در مرز مشترک بین بلور و هوا قرار دارد.

در نتیجه ثابت دی‌الکتریک نیم‌رسانای مغناطیده به شکل زیر است:

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & 0 \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \qquad (۱)$$

که $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_\infty(1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2-\omega_c^2})$ ، $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_\infty(1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2})$ ،

$\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} = i\varepsilon_\infty(\frac{\omega_c\omega_p^2}{\omega(\omega^2-\omega_c^2)})$ ثابت دی‌الکتریک ε_∞ زمینه، ω بسامد نور، ω_c بسامد سیکلوترون و ω_p بسامد پلاسما است. میدان مغناطیسی برای قطبش TM به شکل زیر نوشته می شود:

(۲)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$$\begin{cases} H_{z0} = Fe^{\gamma_0 x}e^{iqy} & x \le 0 \\ H_{z1}(x) = (Ae^{i\gamma_s x} + Be^{-i\gamma_s x})e^{iqy} & 0 < x \le d_s \\ H_{z2}(x) = (Ce^{i\gamma_d (x-d_s)} + De^{-i\gamma_d (x-d_s)})e^{iqy} & d_s < x \le d \end{cases}$$

که A، B، C، D و F ثابت‌های میدان هستند و q ثابت انتشار می باشد. ثابت‌های میرایی برای دامنه‌های میدان در نیم‌رسانا، دی الکتریک و هوا به شکل زیر می باشند:

$$\gamma_0 = \sqrt{q^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{air}} \quad ,\gamma_s = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_V - q^2}\,, \quad \gamma_d = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_d - q^2} \qquad (۳)$$

ε_{air} و ε_d به ترتیب ثابت های دی الکتریک هوا و دی الکتریک هستند. $\varepsilon_V = \frac{\varepsilon_{xx}^2 + \varepsilon_{yy}^2}{\varepsilon_{xx}}$ ثابت دی الکتریک ویت است. با به کار بردن معادلات ماکسول می توان میدان الکتریکی مربوط به هر لایه را به دست آورد. با اعمال شرایط مرزی به صورت زیر:

$$\begin{cases} H_{z1}(0) - H_{z0}(0) = -\sigma E_{y1}(0) \\ E_{y1}(0) = E_{y0}(0) \end{cases} \qquad (۵)$$

که σ رسانندگی گرافن استواز روابط ارائه شده در مرجع [۳] به دست می‌آید، رابطه ی پاشندگی به دست آمده برای حالت‌های سطحی به شکل زیر است:

$$e^{ik_B d} = S_{11} + S_{12}\left(\frac{[i(1+\frac{i\sigma\gamma_0}{\omega\varepsilon_{air}\varepsilon_0})(\gamma_s - \frac{q\varepsilon_{xy}}{\varepsilon_{xx}}) - \frac{\gamma_0\varepsilon_V}{\varepsilon_{air}}]}{[i(1+\frac{i\sigma\gamma_0}{\omega\varepsilon_{air}\varepsilon_0})(\gamma_s + \frac{q\varepsilon_{xy}}{\varepsilon_{xx}}) + \frac{\gamma_0\varepsilon_V}{\varepsilon_{air}}]}\right) \qquad (۷)$$

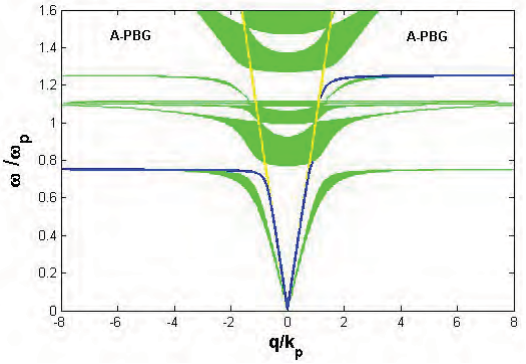
این رابطه نسبت به کمیت q رابطه‌ای فرد است و بنابراین ناوارونی نسبت به جهت انتشار را به وضوح نشان می دهد، k_B عدد موج بلوخ است. عناصر به دست آمده ی ماتریس انتقال S_{11} و S_{12} به شکل زیر نوشته می شوند:

$$S_{11} = e^{i\gamma_s d_s}[\cos(\gamma_d d_d) + \frac{i}{2}\sin(\gamma_d d_d)(\frac{\varepsilon_d\gamma_s}{\varepsilon_V\gamma_d} + \frac{\varepsilon_V\gamma_d}{\varepsilon_d\gamma_s} - \frac{q^2\varepsilon_{xy}^2\varepsilon_d}{\gamma_s\gamma_d\varepsilon_{xx}^2\varepsilon_V})] \qquad (۸)$$

$$S_{12} = -e^{-i\gamma_s d_s}\frac{i}{2}\sin(\gamma_d d_d)(\frac{\varepsilon_d\gamma_s}{\varepsilon_V\gamma_d} - \frac{\varepsilon_V\gamma_d}{\varepsilon_d\gamma_s} + \frac{q^2\varepsilon_{xy}^2\varepsilon_d}{\gamma_s\gamma_d\varepsilon_{xx}^2\varepsilon_V} + \frac{2\varepsilon_d q\varepsilon_{xy}}{\varepsilon_V\varepsilon_{xx}\gamma_d}) \qquad (۹)$$

نتایج و بحث

در این بخش حالت‌های سطحی مربوط به بلور فوتونی مگنتواپتیکی (شکل۱) مورد بررسی قرار گرفته است. برای لایه‌ی نیم‌رسانا ایندیم آنتیموان با $\varepsilon_\infty = 15.68$، $\omega_p = 12.6THz$ و $\omega_c = 0.5\omega_p$ و برای لایه‌ی دی‌الکتریک، هوا با ثابت دی‌الکتریک $\varepsilon_d = \varepsilon_{air} = 1$ انتخاب شده است. شکل۲ مدهای سطحی را در غیاب گرافن نشان می دهد.

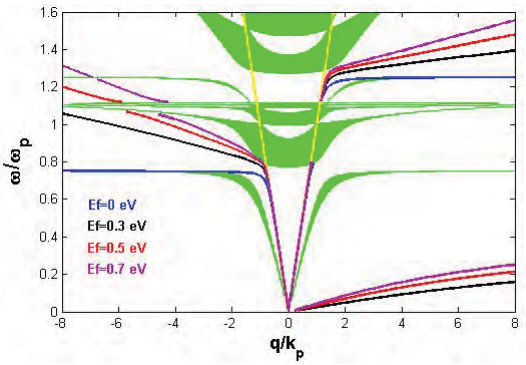


شکل ۲: منحنی‌های پاشندگی حالت‌های سطحی(منحنی های آبی رنگ) و ساختار نواری(منحنی های سبز رنگ) بلور فوتونی مگنتواپتیکی. خط زرد رنگ خط نور را نشان می دهد.

در این حالت مدهای سطحی تشکیل شده، ناوارون هستند و در دو جهت مثبت و منفی انتشار رفتار کاملا متفاوتی را نشان می دهند. در گاف دوم دو مد سطحی مشاهده می‌شود که از مبدا شروع می شوند و در مجاورت خط نور بالا می‌روند، مد سمت چپ خم شده و در مجاورت نوار مجاز اول ادامه می یابد و به مقدار مجانبی $\omega = 0.751\omega_p$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

میل می‌کند و مد سمت راست به باند مجاز بالایی می‌رسد و قطع می‌شود. در ساختار نواری تعداد زیادی نوار مجاز هموار در بازه ی فرکانسی $\omega/\omega_p = 1.11-1.116$ تشکیل شده است. گاف بالاتر از این نوارهای مجاز هموار را گاف A می نامیم. در گاف A مد سطحی فقط در جهت مثبت انتشار تشکیل می شود که از خط نور شروع شده ودر مقادیر بزرگ q به مقدار مجانبی $\omega=1.251\omega_p$ میل می کند. زمانی که یک لایه گرافن در مرز مشترک بلور فوتونی و هوا قرار می گیرد در حالت های سطحی تغییراتی ایجاد می شود که این تغییرات در شکل ۳ نشان داده شده اند.



شکل۳: منحنی‌های پاشندگی حالت‌های سطحی و ساختار نواری بلور فوتونی مگنتواپتیکی در حضور گرافن. خط زرد رنگ خط نور را نشان می دهد. حالت‌های سطحی برای انرژی فرمی‌های متفاوت با رنگ‌های متفاوت مشخص شده اند.

در حضور گرافن نیز ناوارونی در حالت‌های سطحی مشاهده می‌شود. در این حالت مدهای سطحی جدید یک سویه در q های مثبت داخل گاف اول ظاهر می شوند که در غیاب گرافن وجود نداشتند، در گاف‌های بالاتر حالت‌های سطحی برای انرژی فرمی های ۰/۳، ۰/۵ و ۰/۷ الکترون ولت با حالت سطحی مربوط به انرژی فرمی صفر مقایسه شده است. با افزایش انرژی فرمی مد سطحی سمت راست گاف دوم و بخشی از مد سطحی سمت چپ که نزدیک به خط نور است تغییر چندانی نشان نمی‌دهند، اما قسمت‌های هموار شاخه‌ی سمت چپ به سمت بسامدهای بالا جا به جا می‌شوند، همان‌طور که مشاهده می‌کنیم برای انرژی فرمی ۰/۵ و ۰/۷ ادامه‌ی مدهای سطحی در گاف‌های بالاتر ظاهر می‌شوند. در گاف A نیز با افزایش انرژی فرمی بازه‌ی بسامد حالت‌های سطحی افزایش پیدا می‌کند،در انرژی‌هایفرمی‌بالاتر افزایش بیشتری در محدوده‌ی بسامد مشاهده می‌شود. بنابراین حضور گرافن تاثیر بسزایی در تنظیم حالت‌های سطحی دارد.

نتیجه گیری

در این مقاله حالت‌های سطحی بلور فوتونی مگنتواپتیکی در پیکربندی ویت مورد مطالعه قرار گرفت و اثر حضور گرافن در مرز مشترک بین بلور و هوا بر حالت‌های سطحی بررسی شد. نتیجه ی به دست آمده نشان داد که حالت‌های سطحی ویژگی ناوارونی دارند. حضور گرافن حالت‌های سطحی جدیدی را در گاف ممنوعه‌ی اول ایجاد می کند که یک سویه هستند. با تغییر انرژی فرمی می توان حالت‌های سطحی را تنظیم کرد.

مرجع‌ها

[1] R.F.Wallis , J.J.Quinn, “Surface magnetoplasmon polaritons in truncated semiconductor superlattices”, Phys. Rev BVol. 38, No. 6, pp. 4205-4211, 1988.

[2] X. Luo, T. Qiu, W. Lu, Z. Ni,“Plasmons in graphene: Recent progress andapplications Materials”, Science and Engineering RVol. 74, No. 11, pp. 351-376, 2013.

[3] Y. Xiang, J. Guo, X. Dai, S. Wen, and D.Tang,“Engineered surface Bloch waves ingraphenebased hyperbolicmetamaterials”, Optics Express, Vol. 22, No. 3, pp. 3054-3061, 2014.

[4] C. Bhagyaraj, V. Mathew, “Nonreciprocal propagation of surface plasmon mode guided through graphene layer on magnetized semiconductor”, Superlattices Microstructure, Vol. 101, pp. 1-7, 2017.

[5] Z. A. Aminabad, J. Barvestani, A. SoltaniVala, “Surface magnetoplasmons in a slit waveguide with graphene monolayers”, Superlattices Microstructure, Vol. 130, pp. 221-231, 2019.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۴۱-۱۰-A

ساخت بستره نانوذرات طلا ، جهت بررسی کمی طیف سنجی رامان تقویت یافته سطحی و کاهش فلروسانس Rhodamine6G

عباس شمس ، حسین خادم، سید حسن توسلی

تهران، ولنجک، دانشگاه شهید بهشتی، پژوهشکده لیزر و پلاسما

چکیده –در این مقاله با استفاده از ساخت بستره های نانوذرات طلا به روش کاهش سیتراتبه بررسی کمی طیف سنجی رامان تقویت یافته سطحی نمونه فلورسانسی Rhodamine6G پرداختیم. فلورسانس زیاد رودامین باعث عدم مشاهده رامان می‌شوددر نتیجه نیاز به کاهش فلورسانس و تقویت رامان داریم وجود بستره نانوذرات طلا به تقویت پراکندگی سطحی رامان و کاهش فلورسانس از طریق فرایند انتقال انرژی غیرتابشی نانو مواداز نمونه به نانوذرات می انجامد. همچنین سانتریفیوژ نانوذرات به یکنواختی و تکرارپذیری این بستر ها منجر گردید. پایداری نانوساختار ها در زمان های متفاوت و نمودار کالیبراسیون غلظت نمونه نسبت به شدت رامان نیز به دست آمده است. امکان سنجش در این روش برای نمونه تا ۱ nM وجود داشته است.

کلید واژه-«انتقال انرژی سطحی نانومواد»، «رودامین»، طیف سنجی رامان تقویت یافته سطحی»،«طیف سنجی رامان»، «نانوذرات طلا»

Fabrication of gold nanoparticle substrate for quantitative investigation of surfaceenhanced Raman spectroscopy and reduction of Rhodamine6Gfluorescence

Abbas Shams, Hossein Khadem, Seyed Hassan Tavassoli

ab.shams@mail.sbu.com, Khadem.photonics@gmail.com, h-tavassoli@sbu.ac.ir

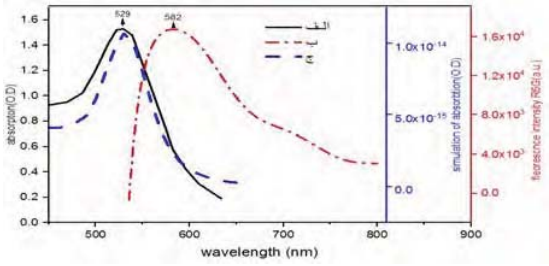
In this paper, by fabricating substrates of gold nanoparticles by citrate reduction method, we quantitatively investigate the surface enhanced Raman spectroscopy of the Rhodamine6G fluorescence sample. High fluorescence of Rhodamine causes no observation of Raman, so we need to reduce fluorescence and strengthen Raman. The presence of a gold nanoparticle substrate is done to enhance the Raman surface scattering and reduce fluorescence by Nanomatrial SurfaceEnergy Transfer from the sample to the nanoparticles. Also, nanoparticle centrifuges could work on the uniformity and reproducibility of these substrates. Stability of nanostructures at different times and calibration diagrams, sample concentration relative to Raman intensity are also obtained. It is possible to measure in this method for samples up to 1 nM.

Keywords:Nanomatrial Surface Energy Transfer,Rhodamine,Surface Enhanced Raman spectroscopy, Raman Spectroscopy, gold nanoparticles.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه وتئوری

زمانی که نور از یکماده پراکنده می‌شود،مقدار کمی از فوتون‌ها (تقریباًیک فوتون از ده میلیون) با طول موج متفاوت (معمولا بیشتر) و انرژی و فرکانس متفاوت(معمولا کمتر) تحت عنوان پراکنده رامان شناخته می‌شوند. برای برخی نمونه‌هابه علت فلورسانس و ضعیف بودن پراکندگی رامان لازم است از روش های مختلفی جهت تقویت طیف رامان آن‌ها استفاده شود.اگر از پیشرفت های ابزاری صرف نظر کنیم،تابه امروزراه های گوناگونی مانند پراکندگی رامان تقویت یافته سطحی، رامان تشدیدی و ... در جهت تقویت سیگنال رامان به کار رفته است. بعد از ظهور روش پراکندگی رامان تقویت یافته سطحی تاریخ جدیدی برای طیف‌سنجی نمونه‌های که مناسب رامان نیستند و آشکارسازی غلظت‌های بسیار پایینِ نمونه ها باز شد[۱]. برای نمونه‌های یکه فلورسنت هستند، لیزر با طول موج در ناحیه جذب ماده باعث ایجاد یک طیف فلورسانس شده که میتواند کامل یا جزئی طیف رامان را پوشش دهد. با توجه به امکان جذب انرژی فلوروفور توسط نانو ساختارهای پلاسمونی طی فرآیند انتقال انرژی سطحی نانوذره، امکان کاهش فلورسانس وجود دارد. انتقال انرژی نانوساختارهای فلزی پلاسمونی مثل طلا و نقره، جذبِ زیادی در محدوده‌ی مرئی دارند و برای دریافت انرژی فلوروفورها مناسب هستند.در فرایند انتقال انرژی باید طیف جذب نانوساختار با طیف فلورسانس فلوروفور همپوشانی داشته باشد(مانند شکل (۱) برای نمونه‌یRhodamione6G)،همچنین فاصله بین آنها، نوع،شکل و اندازه نانو ذرات و...تاثیر گذارخواهند بود.در این مقاله طیف پراکندگی رامان تقویت یافته سطحی نمونه ی شدیدا فلورسنتیRhodamione6Gدر ناحیه مرئی روی بستر بعد از خشک شدن وبرای غلظت های مختلف به دست آمده و نقش دو عامل پراکندگی رامان تقویت یافته سطحی و فرآیند انتقال انرژی سطحی نانوذره درمشاهده‌ی طیف این رنگ دانه بررسی و بحث شده است. تقویت حاصل از سازکار پراکندگیر امان تقویت یافته توسط فاکتور تقویت شدت میدان محلی به صورت معادله (۱) هست که در آنE(r)میدان در حضور نانو ذراتو $E_0(r)$میدان نوری لیزر است. در بحث انتقال انرژی غیرتابشی سطحی نانو مواد، ضریب کوانتو میان تقال انرژی در این حالت به صورت معادله (۲) تعریف شده که d_0 مسافتی است که در آن فلوروفور دارای احتمال یکسان برای تابش و انتقال انرژی به نانو ذره می‌باشد و d نیز فاصله نانوذره و فلوروفوراست[۳,۲].



شکل ۱: **الف)**طیف جذب حاصل از نانوذرات طلا سنتز شده با اندازه میانگین ۲۰ نانومتر.**ب)**شبیه سازی جذب طیف نانوذرات طلا.**ج)** طیف حاصل از چیدمان طیف سنجی رامان برایRhodamine6G که به علت فلورسانس قوی، طیف رامان قابل مشاهده نیست.

$$EF \sim \frac{E(r)^4}{E_0(r)^4} \quad (۱)$$

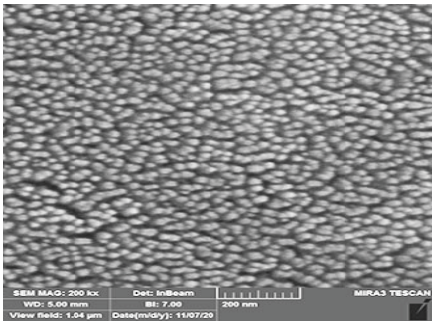
$$\emptyset_{Tr} = \frac{1}{1+(\frac{d}{d_0})^4} \quad (۲)$$

مواد و روش ساخت

برای ساخت بستره‌های پراکندگی رامان تقویت یافته سطحی از نانو ذرات طلا که به روش کلوئیدی تولید

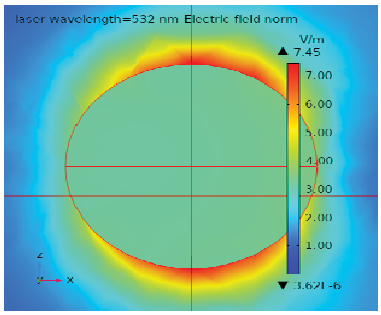
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

سنتز می‌شوند از تری‌سدیم‌سیترات($Na_3C_6H_5O_7$)، کلروآریک‌اسید($HAuCl_4$)، آب(HPLC)استفاده شده است.یک سی سی از محلول ۲۰ mM کلروآریک اسید با ۱۹ سی سی آب دو بار یونیزه ترکیب شده و به دمای جوش رسیده و ۰.۵ گرم سدیم سیترات در ۵۰ سی سی آب حل می گردد و در نهایت دو سی سی از آن به محلول اضافه می شود تا نانوذرات شکل بگیرند.کنترل دمایی و نحوه اضافه کردن سدیم سیترات در اندازه نانوذرات تاثیر گذار است. به دلیل اینکه این نانوذرات به صورت کلوئیدی هستند، برای شکل‌گیری بهتر نقاط داغ باید فاصله بین نانو ذرات کم شود، به همین منظور از دستگاه سانتریفیوژ استفاده میشود، تا چگالی تعداد نانو ذرات زیاد گردد . سپس به صورت قطره روی سیلیکون شسته شده با آب دیونیزه و آستون ریخته می‌شوند[۴]. بعد از ساخت بستره، محلول استانداردRhodamine6Gکه غلظت های متفاوتی دارند با استفاده از آب دوبار یونیزه رقیق شده و روی بسترههای ساخته شده خشک میشود.برای بررسی بهتر سطح بستره از آن تصویر SEMگرفته می شود که در شکل زیر نشان داده شده.



شکل ۲: تصویر SEM از بستر نانوذرات طلا که روی سیلیکون خشک شده‌اند ، ابعاد نانوذرات در حدود ۲۰ nm هستند.

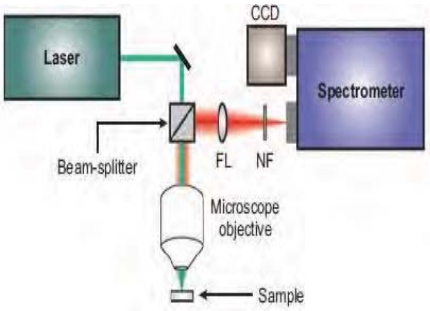
شبیه سازی میدان ناشی از لیزر ۵۳۲ نانومتر برای نانوذرات طلا ۲۰ نانومتری گواه تشکیل نقاط داغ اطراف نانوذرات است که در شکل زیر مشاهده میکنید. همچنین طیف جذب نانوذرات در شبیه سازی و تجربی همخوانی بسیار خوبی دارد.



شکل۳شبیه سازی میدان الکتریکی اطراف نانوذرات طلا ۲۰ نانو متر ناشی از لیزر ۵۳۲ .

نحوه طیف گیری رامان

برای طیف سنجی رامان، از میکروسکوپ رامان با طول موج لیزری ۵۳۲ نانومتر (هماهنگ‌دوم Nd:YAG) استفاده میشود. عملکرد طیف سنجی این دستگاه، پراکندگی نور است .توان لیزر ۵۰میلی وات میشود .زمان طیف گیری ۱ ثانیه و تعداد میانگین گیری برای ثابت شدن طیف و کاهش نویز ۱۰ بار تنظیم می شود .نور لیزر بعد از گذر از مقسم نور توسط یک شیئیِ X ۶۰ روی نمونه متمرکز و سیگنال رامان پراکنده شده از طریق همان شیئی جمع آوری و بعد از عبور از فیلتر ناچ برای تجزیه و تحلیل به طیف سنج فرستاده شد.

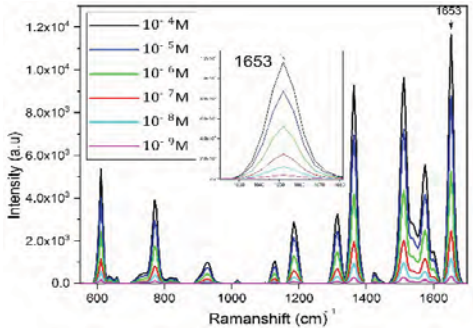


شکل ۴: شمایی از چیدمان آزمایشگاهی برای طیف سنجی رامان۵۳۲ نانومتر.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

نتایج و بحث تجربی

ازRhodamine6Gاستاندار با غلظت مختلف و برای هر غلظت از ۱۰ نقطه نمونه عمل طیف گیری و میانگین گیری انجام شد و خط پایه طیف از آن کسر شود، پیک های ظاهر شده که در جدول ۱ آورده شده و در شکل ۵ مشاهده می‌شود مشخصهRhodamine6Gاست .

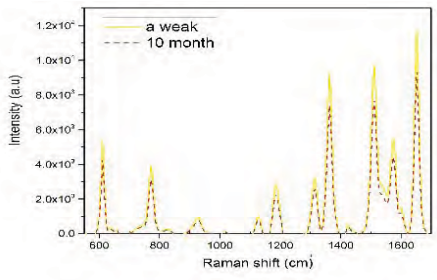


شکل ۵: میانگین طیف رامان ۱۰ نقطه بستره ها، که روی آن محلولRhodamine6G با غلظت مختلف خشک شده است.

جدول۱: مد های ارتعاشی مولکولRhodamine6G.

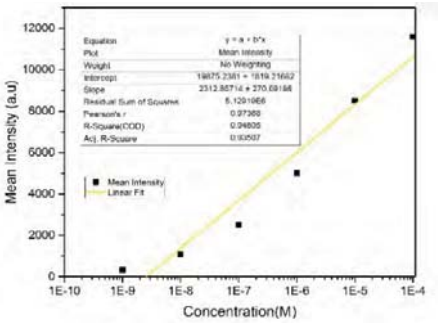
مدهای ارتعاشی رامان	آزمایش	مرجع
کشش حلقوی C-C	1653	1651
کشش حلقوی C-C	1559	1557
کشش حلقوی C-C	112	1509
کشش حلقوی C-C	1365	1363
هیبریدی	1316	1312
خمش داخل صفحه C-H	1190	1187
خمش داخل صفحه C-H	1130	1127
خمش خارج از صفحه C-H	774	772
کشش حلقوی C-C	615	612

همچنین پایداری نانوذرات بعد از ده ماه نیز قابل قبول بود ،در زیر طیف نانوذرات Rhodamine6G بعد از ۱۰ ماه با طیف یک هفته آنها مقایسه شده .



شکل ۶: مقایسه طیف رامان Rhodamine6G با غلظت 10^{-4}مولار یک هفته پس از سنتز و یک ماه پس از سنتز

برای رسم منحنی کالیبراسیون، به طور جداگانه به روی چهاربستره، محلولهایRhodamine6G با غلظتهای 10^{-6}، 10^{-4}، 10^{-5}، 10^{-7}، 10^{-8}، 10^{-9}مولار خشک و از آنها طیف گرفته میشود .پس از آن با اعمال روش میانگین شدت در$1653cm^{-1}$برای هر یک از آنها به طور جداگانه محاسبه میشود و منحنی کالیبراسیون،که نشان دهنده‌ی رابطه‌ی افزایشی شدت در$1653cm^{-1}$ نسبت به غلظت Rhodamine6G است، رسم می‌شود.



شکل ۷: منحنی کالیبراسیون غلظت Rhodamine6G نسبت به شدت، در جابجایی رامان $1622cm^{-1}$.

مرجع‌ها

[1] E. Le Ru and P. Etchegoin, *Principles of Surface-Enhanced Raman Spectroscopy*: and related plasmonic effects. Elsevier, 2008.

[2] Xu Y. et al, Maximizing dye fluorescence via incorporation of metallic nanoparticles in solution , 1115, 124–184.2007.

[3] Sen T., S upama S., Patra A., Surface energy transfer from Rhodamine 6G to gold nanoparticles:A spectroscopic ruler,Appl. Ph, Lett. 15, 143114 (2112).

[4] Martin, M. N., Basham, J. I., Chando, P., & Eah, S.-K. Charged Gold Nanoparticles in Non-Polar Solvents: 10-min Synthesis and 2D Self-Assembly. Langmuir,26(10),7410–7417. doi:10.1021/la100591h.(2010).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۴۷-۱۰-A

بهبود نورزایی هیبریدهای آلی-معدنی دوبعدی با استفاده از لایه‌ی نازک طلا و پلاتین

زهره عباسخانی[۱]،صغری میر ارشادی[۲]،فرهاد ستاری[۱]،مقصود سعادتی نیاری[۱]

[۱]گروه فیزیک،دانشکده علوم،دانشگاه محقق اردبیلی،اردبیل

[۲]گروه علوم مهندسی،دانشکده فناوری‌های نوین،دانشگاه محقق اردبیلی،نمین

Email:zohreh.abbaskhani@yahoo.com

چکیده – در این مقاله خاصیت نورزایی هیبریدهای آلی-معدنی دو بعدی $(PEA)_2PbI_4$,$(PEA)_2PbBr_4$,$(BA)_2PbI_4$با پوشش‌دهی فیلم نازکی از این ساختارها توسط لایه‌ی نازکی از طلا به ضخامت ۲۰ و ۳۰ نانومتر ونیز پلاتین به ضخامت ۲۰ نانومتر بررسی شده است. بر اساس نتایج به دست آمده در این پژوهش، پوشش دهی فیلم های نازک این ساختارها با لایه‌ای از پلاتین به ضخامت ۲۰ نانومتر دارای بیشترین میزان بهبود نورزایی در مقایسه با پوشش‌دهی با فیلم های نازک طلا بوده است. این میزان افزایش برای $(PEA)_2PbBr_4$ در حدود ۲.۲ برابر شدت اولیه و برای $(PEA)_2PbI_4$و $(BA)_2PbI_4$ در حدود ۱.۷ برابرشدت اولیه به دست آمده است.

کلیدواژه-خاصیت نورزایی،لایه‌ی نازک طلا و پلاتین،هیبرید آلی-معدنی دوبعدی

Enhancing luminescene of two-dimentional organic-inorganichybridsby Auand Pt thin films

Zohreh Abbaskhani[1], Soghra Mirershadi[2], Farhad Sattari[1], Maghsoud Saadati-Niari[1]
[1]Department of physics, Faculty of science, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabil
[2]Department of Engineering Sciences, Faculty of Advanced Technologies, University of Mohaghegh Ardabili,Namin
Email:zohreh.abbaskhani@yahoo.com

Abstract-In this paper, the luminescence of two-dimensional $(PEA)_2PbI_4$, $(PEA)_2PbBr_4$ and $(BA)_2PbI_4$organic-inorganic hybrids is investigated by deposited Au thin film with 20 and 30 nm and Pt with 30 nm thickness. Based on the obtained results in this study, the coating of organic-inorganic hybrids by a layerof platinum with 20 nm thickness has the highest improvement in luminescence compared to others.This increase is about 2.2 times for $(PEA)_2PbBr_4$ and about 1.7 times for $(PEA)_2PbI_4$ and $(BA)_2PbI_4$.

Keywords:Luminescence properties, Thin film of Au and Pt, Two-dimensional organic-inorganic hybrid.

مقدمه

برای نخستین بار ساختار دوبعدی از لایه های معدنی احاطه شده توسط مولکول‌های آلی با ثابت دی‌الکتریک پایین و انرژی گاف بالابه منظور افزایش انرژی پیوند اکسایتونی توسط هانامورا و همکارانش در سال ۱۹۸۸معرفی شد[۱].در این ساختارها، صفحات نیم‌رسانای معدنی به عنوان چاه‌های کوانتومی و لایه‌های آلی به عنوان سد پتانسیل عمل می‌کنند. بطور کلی ساختارهای دوبعدی هیبریدی آلی-معدنی دارای فرمول عمومی به صورت$(C_nH_{2n+1}NH_3)_2(CH_3NH_3)_{m-1}M_mX_{3m+1}$هستند،که در آن Mبیانگر فلزات دوظرفیتی جدول تناوبی مانند $Cu^{2+},Ni^{2+},Co^{2+},Fe^{2+},Pd^{2+},Cd^{2+},Ge^{2+},Sn^{2+},Pb^{2+},Eu^{2+}$ بوده و Xاز عناصر هالوژنی می‌باشد.به دلیل وجود چنین ساختار لایه ای آلی-معدنی با انرژی بستگی اکسایتونی بالا،این مواد خواص فوتولومینسانس بالایی حتی در دمای اتاق از خود نشان می‌دهند.همین امر باعث شده تا این مواد کاندیدای مناسبی جهت استفاده در ادوات اپتوالکترونیکی مختلف مانند دیودهای نور گسیل و ... باشند[۲-۴]. در این ساختارها هر زنجیره‌ی آلکیلی توسط برهمکنش واندروالسی با زنجیره‌ی مجاور برهمکنش داشته و این برهمکنش بسته به اندازه‌ی یون‌های لایه‌ی معدنی و مولکول‌های کاتیون می‌تواند موجب همپوشانی یا عدم همپوشانی گردد.در این پژوهش فیلم‌های نازکی از ساختارهای هیبریدی آلی-معدنی دوبعدی، به وسیله‌ی لایه‌های نازکی از طلا و پلاتین با ضخامت ۲۰ و ۳۰ نانومتر، پوشش‌دهی شده ومیزان بهبود نورزایی این مواد بررسی شده است.

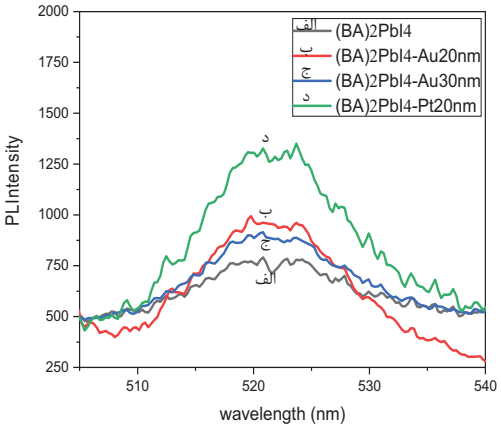
روش آزمایش

در مرحله‌ی نخست ساختارهای هیبریدی آلی-معدنی دو بعدی$(BA)_2PBI_4$, $(PEA)_2PbI_4$, $(PEA)_2PbBr_4$که در آن‌ها کاتیون آلی بوتیل آمین $CH_3(CH_2)_3NH_3$=BAو کاتیون آلی فنتیل آمین $C_6H_5(CH_2)_2NH_3$=PEA نشان داده شده، به روش شیمیایی خودسامان‌ده سنتز شدند [۵]. در ادامه به منظور بررسی خاصیت نورزائی این ساختارها،فیلم نازکی از این ساختارها بر روی لام شیشه‌ای به روش غوطه وری ساخته شد. در ادامه لام ها در آون با دمای ۵۰ درجه‌ی سانتی‌گراد و به مدت ۲۰ ساعت قرار داده شدند. سپس به منظور مطالعه بهبود خاصیت نورزایی این فیلم‌های نازک، لایه‌های نازکی از طلا با ضخامت ۲۰ و ۳۰ نانومتر و نیز پلاتین به ضخامت ۲۰ نانومتر به روش اسپاترینگ بر روی ساختارهای هیبریدی، لایه نشانی شد. در ادامه برای بررسی میزان بهبود خاصیت نورزایی هیبریدهای آلی-معدنی لایه نشانی شده با طلا و پلاتین از چیدمان تجربی ایجاد شده در آزمایشگاه بهره گرفته شد.این چیدمان شامل دستگاه اسپکتروفوتومتر فیبر نوری مدل Aurora 4000 متصل به یک کامپیوتر مجهز به نرم افزار Spectral Analysisبود. همچنین از نور لیزر بنفش با طول موج حدود ۴۰۰ نانومتر و لامپ UV با طول موج حدود ۳۸۶ نانومتر به عنوان منبع تحریکی استفاده شد.

بحث و بررسی

در شکل ۱ طیف‌های نورزایی به دست آمده از هیبرید آلی- معدنی دوبعدی$(BA)_2PbI_4$تحت تحریک با منبع نوری با طول موج در حدود ۴۰۰ نانومتر نشان داده شده است. نتایج بدست آمده از شکل ۱ نشان می‌دهد که بیشترین میزان بهبود نورزایی توسط پلاتین با ضخامت ۲۰ نانومتر بوده است واین بهبود نورزایی در مقایسه با ساختار هیبریدی بدون پوشش، در حدود ۱.۷ برابر می‌باشد. همچنین میزان بهبود نورزایی ساختار هیبریدی با لایه‌ی نازکی از طلا به ضخامت ۲۰ نانومتر، ۱.۲۵ برابر شدت اولیه و میزان بهبود نورزایی در ضخامت ۳۰ نانومتر، ۱.۱۵ برابر شدت اولیه به دست آمده است.

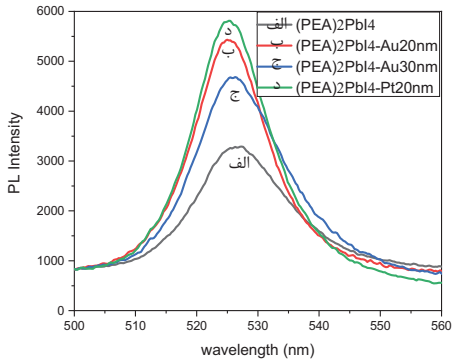
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



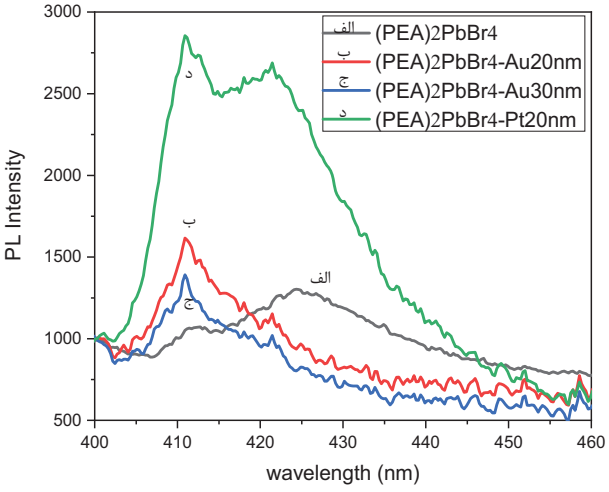
شکل۱: مقایسه‌ی طیف فوتولومینسانس ماده‌ی نورزای هیبریدی آلی-معدنی دو بعدی $(BA)_2PbI_4$ الف) بدون پوشش‌دهی، ب) و ج) با پوشش‌دهی طلا به ترتیب به ضخامت‌های ۲۰ و ۳۰ نانومتر. د) با پوشش‌دهی پلاتین به ضخامت ۲۰ نانومتر.

در شکل ۲ طیف‌های نورزایی به دست آمده از هیبرید آلی-معدنی دو بعدی $(PEA)_2PbI_4$تحت تحریک با منبع نوری با طول موج حدود ۴۰۰ نانومتر نشان داده شده است. بیشترین میزان بهبود نورزایی ساختار هیبریدی یاد شده، توسط پوشش‌دهی آن با لایه‌ی نازکی از پلاتین به ضخامت ۲۰ نانومتر است. همچنین این افزایش در نورزایی در حدود ۱.۷۲ برابر نورزایی ساختار هیبریدی بدون پوشش‌دهی بوده است. همچنین میزان بهبود نورزایی ساختار$(PEA)_2PbI_4$که با لایه‌ی نازکی از طلا به ضخامت ۲۰ و ۳۰ نانومتر پوشش‌دهی شده بود،به ترتیب در حدود ۱.۶ و ۱.۳۸ برابر شدت اولیه به دست آمده است.

در شکل ۳ طیف‌های نورزایی به دست آمده از هیبریدهای آلی-معدنی دو بعدی $(PEA)_2PbBr_4$ تحت تحریک با منبع نوری با طول موج حدود ۳۸۶ نانومتر نشان داده شده است. نتایج حاصل از طیف‌های نورزایی نشان می‌دهد که بیشترین میزان بهبود نورزایی این ساختار لایه‌ای آلی-معدنیبا پوشش‌دهی توسط لایه‌ی نازکی از پلاتین به ضخامت ۲۰ نانومتر حاصل شده است. همچنین این تقویت نورزایی در حدود ۲.۱۸ برابر نورزایی ساختار $(PEA)_2PbBr_4$بدست آمده است. علاوه بر این میزان بهبود نورزایی در فیلم نازک پوشش‌دهی شده با لایه‌ی نازکی از طلا به ضخامت ۲۰ نانومتر، ۱.۲۴ برابر شده و با افزایش ضخامت لایه طلا به ۳۰ نانومتر، میزان نورزایی کاهش یافته و به میزان ۱.۰۶ برابر شدت اولیه رسیده است.



شکل۲: مقایسه‌ی طیف فوتولومینسانس ماده‌ی نورزای هیبریدی آلی-معدنی دو بعدی $(PEA)_2PbI_4$الف) بدون پوشش‌دهی، ب) و ج) با پوشش-دهی طلا به ترتیب به ضخامت‌های ۲۰ و ۳۰ نانومتر. د) با پوشش‌دهی پلاتین به ضخامت ۲۰ نانومتر.



شکل۳: مقایسه‌ی طیف فوتولومینسانس ماده‌ی نورزای هیبریدی آلی-معدنی دو بعدی $(PEA)_2PbBr_4$الف) بدون پوشش‌دهی، ب) و ج) با پوشش-دهی طلا به ترتیب به ضخامت‌های ۲۰ و ۳۰ نانومتر. د) با پوشش-دهی پلاتین به ضخامت ۲۰ نانومتر.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

از سوی دیگر در شکل ۳ یک جابه‌جایی محسوس به سمت طول موج‌های کوتاه در قله نورزائی این ماده پس از پوشش‌دهی با لایه نازک طلا و پلاتین مشاهده شده است. طول موج پیک نورزایی فیلم نازک ماده $(PEA)_2PbBr_4$ در حدود ۴۲۴ نانومتر به دست آمده و پس از پوشش‌دهی، این طول موج در حدود ۴۱۱ نانومتر دیده شده است.نتایج به دست آمده در مورد افزایش و بهبود نورزایی مواد به دلیل تحریک(LSPs)(پلاسمون‌های سطحی موضعی) توسط لیزر در طول موج تشدید پلاسمون‌های سطحی موضعی می‌باشد که باعث پراکندگی شدید نور و ظهور نوارهای جذب شدید پلاسمون سطحی و افزایش میدان-های الکترومغناطیسی موضعی می‌شود. پلاسمون‌های سطحی موضعی، مربوط به چگالی بار محدود به نانوذرات فلزی و نانوساختارهای فلزی هستند. فرکانس و شدت نوارهای جذب پلاسمون سطحی وابسته به نوع مواد (معمولا طلا، نقره یا پلاتین) بوده و به اندازه، توزیع اندازه و شکل نانوساختارها و همچنین محیطی که آن‌ها را احاطه کرده بسیار حساس است[۶-۸]. از این رو می‌بینیم که میزان بهبود با پوشش‌دهی توسط پلاتین موجب بیشترین افزایش در نورزایی شده و همچنین پوشش‌دهی با لایه‌ی نازکی از طلا با ضخامت ۲۰ نانومتر میزان بهبود نورزایی بیشتری نسبت به پوشش دهی با لایه‌ی نازکی از طلا به ضخامت ۳۰ نانومتر را در هر سه ساختار هیبریدی آلی-معدنی موجب شده است.

نتیجه گیری

در این پژوهش میزان نورزایی مواد هیبریدی آلی-معدنی دوبعدی $(PEA)_2PbBr_4$, $(PEA)_2PbI_4$, $(BA)_2PbI_4$ مورد مطالعه قرار گرفته و میزان نورزائی این ساختارهای هیبریدی با پوشش‌دهی لایه‌ی نازکی از طلا با ضخامت-های ۲۰ و ۳۰ نانومتر و لایه‌ی نازکی از پلاتین با ضخامت ۲۰ نانومتر، بهبود یافته است، که بیشترین میزان افزایش در شدت نورزایی با پوشش دهی توسط پلاتین با ضخامت ۲۰ نانومتر بدست آمده است.

مرجع‌ها

[1] E. Hanamura, N. Nagaoka, M. Kumagai, T. Takagahara, "Quantum wells with enhanced exciton effects and optical non-linearity", J. Mater. Sci. Engng: B, Vol. 1, No. 4, pp. 255-258, 1988.

[2] T. Ishihara, J. Takahashi, T. Goto, "Optical properties due to electronic transitions in two-dimensional semiconductors $(C_n\ H_{2n+1}\ NH_3)_2PbI_4$", Phys. Rev. B, Vol. 42, pp. 11099-11107, 1990.

[3] T. Ishihara, J. Takahashi, T. Goto, "Exciton state in two-dimensional perovskite semiconductor $(C_{10}H_{21}NH_3)_2PbI_4$", Solid State Commun, Vol. 69, pp. 933-936, 1989.

[4] B. Peng, L. Li, Q. Li, K. P. Loh, Y. Li, "Spin-Valley Locking Effect in Defect States of Monolayer MoS_2", RSC Advances, Vol. 30, pp. 2129-2136, 2017.

[۵]ز. صفرزاده، ف. عبدالله زاده، ص. میرارشادی، ف. ستاری، "مطالعه ی گاف انرژی در ساختارهای هیبریدی آلی- معدنی دوبعدی و سه بعدی"، چهاردهمین کنفرانس ماده چگال ایران دانشگاه شهید چمران اهواز سال۱۳۹۷

[6] S. Underwood, P. Mulvaney, "Effect of the Solution Refractive Index on the Color of Gold Colloids", Langmuir**,** Vol.10, pp. 3427-3430, 1994.

[7] U. Kreibig, M. Vollmer, *Optical Properties of Metal Clusters,* Springer-Verlag, Berlin, Germany 1995.

[8] P. Mulvaney, "Surface Plasmon Spectroscopy of Nanosized Metal Particles", Langmuir, Vol. 12, pp. 788-800, 1996.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین
کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : A-۱۰-۲۵۲۵-۱

بررسی اثر ضخامت لایه¬های کلریدنقره بر ویژگی¬های اپتیکی لایه¬های نازک نقره-کلریدنقره

مهتاب عظیم‌زاده[۱]، راضیه طالبی[۱و۲]

[۱] دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان ، خیابان هزار جریب ،اصفهان

[۲] گروه اپتیک کوانتومی، دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان، خیابان هزار جریب ،اصفهان

چکیده - در این مقاله، اثر ضخامت لایه¬ی کلریدنقره بر ویژگی¬های نوری لایه¬های نازک کلریدنقره بارگذاری شده با نانوذرات نقره که تحت تابش پرتو عمودی لیزر Nd:YAG با طول موج ۵۳۲ نانومتر قرار گرفته¬اند، بررسی می¬شود. دراین لایه¬ها با تابش پرتو لیزر کم توان با قطبش خطی، ناهمسانگردی القاء می¬شود. ناهمسانگردی القاء شده در این لایه¬ها ناشی از تشکیل نانوساختارهای دوره¬ای است که خطوط آن در جهت قطبش نور فرودی است. مدهای انتشاری در لایه¬ی موجبری کلریدنقره و ویژگی¬های ساختاری و نوری نانوساختارهای دوره¬ای القاءشده، وابسته به ضخامت لایه¬ی کلریدنقره است. با افزایش ضخامت لایه¬ی کلرید نقره، مدهای مرتبه¬ی بالاتر در موجبر کلریدنقره منتشر می¬شوند. بنابراین، با تغییر ضخامت لایه¬ی کلریدنقره، ناهمسانگردی القاء شده بر سطح نمونه و ویژگی¬های اپتیکی آن مانند دوفامی خطی، قابل کنترل است. دوفامی خطی القاء شده در این نانوساختارها توسط پرتو آزمون با طول موج¬های مختلف اندازه¬گیری شده است که نتایج نشان می¬دهد بیشترین مقدار دوفامی خطی در طول موج ۵۳۲ نانومتر که طول موج پرتو فرودی است، مشاهده می¬شود.

کلید واژه-موجبر تخت کلریدنقره، نانوذرات نقره، دوفامی خطی، ناهمسانگردی

Investigating the thickness effect of AgCl on the optical properties of Ag-AgCl thin film

M. Azimzadeh[1], R. Talebi[1,2]

[1]Department of Physics, University of Isfahan, Isfahan

[2] Quantum optics group, Department of Physics, University of Isfahan, Isfahan

Abstract- In this report, the effect of the thickness of AgCl thin fimon the optical properties of AgCl thin films loaded by silver nanoparticles, irradiated by Nd:YAG laser beam at wavelength 532 nm, is investigated. Anisotropy is induced in these films by irradiating linearly polarized low power laser beam. The induced anisotropy in these thin films is due to the formation of periodic nanostructures. The structural and optical properties of induced periodic nanostructures, depend on the thickness of the AgCl film. By increasing the thickness of AgCl film, the higher-order modes propagate in AgCl waveguide. Therefore, changing the thickness of AgCl thin film, the induced anisotropy formed on surface of the sample and its optical properties such as linear dichroism can be manipulated. The induced linear dichroism of these nanostructures is measured by probe beams with different wavelengths, which the results show the highest amount of linear dichroism is seen at wavelength 532 nm, the same wavelength of incident beam.

Keywords- AgCl plane waveguide, Silver nanoparticles, Linear dichroism, Anisotropy

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

۱-مقدمه

تشکیل نانو ساختارهای دوره‌ای در لایه‌های نازک نقره-کلریدنقره باتابش پرتو نور قطبیده خطی، درسال ۱۹۹۵ میلادی برای اولین بار توسط آگه‌یفومیلواسلاوسکی مطالعه شد [۱]. اساس تشکیل نانوساختارهای دوره‌ای در لایه‌های نازک نقره-کلریدنقره، تداخل موج فرودی و موج منتشر شده در لایه موجبری کلریدنقره است [۱]. دوره‌ی تناوب ساختارهای نظم‌یافته‌ی نقره-کلریدنقره به طول موج پرتو لیزر فرودی [۲]، زاویه‌ی تابش لیزر فرودی [۳] و ضخامت لایه‌ی کلرید نقره [۴]، وابسته است.

مدهای انتشاری در لایه‌ی موجبری کلریدنقره و ویژگی-های ساختاری و اپتیکی نانوساختارهای دوره‌ای ایجاد شده، وابسته به ضخامت لایه‌ی کلریدنقره است؛ به گونه‌ای که با افزایش ضخامت لایه‌ی موجبری کلرید نقره، انتشار مدهای مرتبه‌ی بالاتر در موجبر امکان‌پذیر می‌شود [۱]. نانو ذرات نقره تمایل دارند در نقاط تاریک طرح تداخلی جای بگیرند.

ساختارهای توری‌مانند در سطح لایه‌ی نازک نقره-کلریدنقره، به دلیل عدم تقارن نسبت به محور عمود بر این سطح، یک ساختار ناهمسانگرد است [۱]. ناهمسانگردی این نمونه‌ها سبب چرخش قطبش نور فرودی می‌شود که اصطلاحاً آن را چرخش نوری می‌نامیم [۲]. چرخش نوری در محیط‌های ناهمسانگرد متناسب با اختلاف جذب دو پرتو با قطبش‌های خطی عمود بر هم است که اصطلاحاً آن را دوفامی خطی می‌نامند [۵].

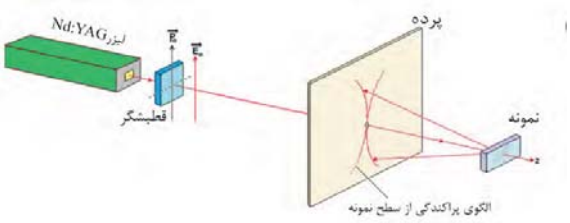
در این مقاله، اثر تغییر ضخامت لایه‌ی کلرید نقره بر دوره-ی تناوب نانوساختارهای القاء شده بر سطح نقره-کلریدنقره، تحت تابش پرتو عمودی لیزرNd:YAG با قطبش خطی و طول موج ۵۳۲ نانومتر بررسی شده است.

۲- روش ساخت لایه‌ی نازک نقره-کلریدنقره

لایه‌ی کلریدنقره و لایه‌ی نازک نقره در دو مرحله‌ی مجزا به روش تبخیر حرارتی در دمای اتاق و فشار خلاء 5×10^{-5} میلی بار بر روی لام شیشه‌ای قرار می‌گیرد [۱]. کلرید نقره با سه ضخامت ۴۸±۲ نانومتر،۲۳۰±۲ نانومتر و ۴۲۸±۲ نانومتر به روش تبخیر حرارتی بر زیر لایه‌ی شیشه‌ای لایه‌نشانی می‌شود. این ضخامت‌ها به گونه‌ای تعیین شده‌اند که در ضخامت ۴۸ نانومتر تنها مد صفر (TE_0) عبور کند، در ضخامت ۲۳۰ نانومتر مد صفر (TE_0) و مد اول (TE_1) عبور کند و در ضخامت ۴۲۸ نانومتر مدصفر (TE_0)، مد اول (TE_1) و مد دوم (TE_2) عبور کند.در مرحله‌ی دوم، لایه‌ی نازکی از نقره با ضخامت ۱۰±۱ نانومتر روی لایه‌ی کلریدنقره لایه‌نشانی می‌شود. هنگامی‌که لایه‌ی نقره را روی لایه‌ی نازک کلریدنقره لایه-نشانی کنیم، نانوخوشه‌های نقره را روی سطح ایجاد می-کنند.

۳-نوردهی لایه‌های نازک نقره-کلریدنقره

در لایه‌ی نقره-کلریدنقره تحت تابش پرتو قطبیده‌ی لیزر، به دلیل تداخل پرتو نور فرودی با مد یا مدهای انتشاری نانوساختارهای نظم‌یافته روی سطح تشکیل می‌شوند. در شکل ۱، چیدمان نوردهی نمونه نشان داده شده است.



شکل ۱)چیدمان نوردهی به نمونه و ایجاد نانوساختارهای نظم-یافته‌یدوره‌ای.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

نمونه‌ها تحت تابش عمودی نور لیزر Nd:YAG با توان خروجی ۵۰ میلی وات به مدت ۱۵ دقیقه قرار می‌گیرد. لیزر Nd:YAG در طول موج هارمونیک دوم(۵۳۲ نانومتر) در بخش سبز رنگ طیف مرئی کار می‌کند. از یک قطبشگر برای ایجاد پرتو قطبیده خطی، استفاده می‌شود.

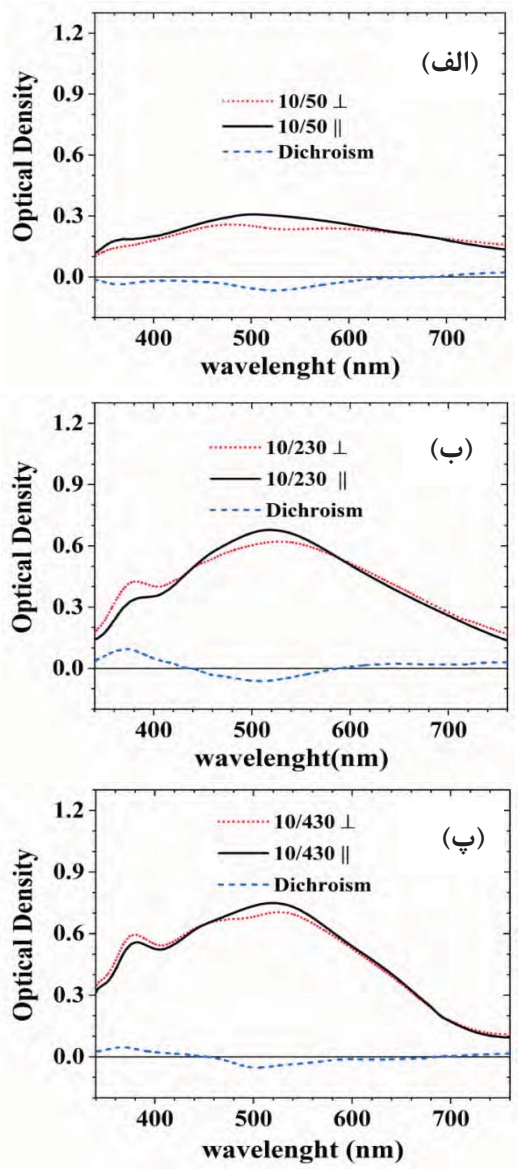
۴- بیناب جذب نمونه‌ها

بیناب‌های جذب نمونه‌های نقره-کلریدنقره پس از تابش پرتو لیزر، توسطدستگاه بیناب‌سنج نوری UV/VIS/NIR JASCO V-670 اندازه‌گیری می‌شود. بیناب جذب توسط پرتو آزمون قطبیده‌ی عمودی در دو جهت‌گیری از نمونه اندازه‌گیری می‌شود. حالت اول، قطبش پرتو آزمون در امتداد خطوط توری (∥)و حالت دوم، قطبش پرتو آزمون عمود بر خطوط توری (⊥) است. بیناب جذب محیط ناهمسانگرد در دو جهت متعامد از نمونه، به دلیل تفاوت بخش موهومی تابع دی‌الکتریک برای دو جهت متعامد در محیط ناهمسانگرد، پاسخ تشدید پلاسمونی متفاوتی دارد است. بنابراین، اختلاف جذب با ویژگی دوفامی خطی نانوساختارها رابطه دارد[۶].

در شکل ۲، بیناب جذب نمونه‌هایبا ضخامت‌های متفاوت کلریدنقره، نشان داده شده است. یک فرورفتگی در نزدیکی طول موج نور فرودی در بیناب جذب تمام نمونه دیده می‌شود. با مقایسه‌ی بیناب جذب عمودی و افقی نمونه‌های نوردهی شده در شکل ۲، یک جابجایی طیفی واضح از قله‌های تشدید را برای هر دوجهت‌گیری نمونه می‌توان مشاهده کرد.بنابراین، باتابش پرتو لیزر به نمونه‌ها، ناهمسانگردی ایجاد می‌شود.

اختلاف جذب در دوجهت متعامد در یک محیط را دوفامی خطی می‌گویند که با $\Delta A = A_{\square} - A_{\perp}$ نشان داده می‌شود. مطابق شکل ۲، بیشترین مقدار دوفامی خطی در نزدیکی طول موج فرودی است.

دربیناب جذب نمونه با ضخامت ۵۰ نانومتر کلریدنقره، بیشترین مقدار دوفامی خطی در طول موج ۵۳۲ نانومتر است. با افزایش ضخامت کلرید نقره به ۲۳۰ نانومتر و ۴۳۰ نانومتر،مقدار دوفامی خطی کمی به سمت طول موج‌های کوتاه‌تر جابجا می‌شود.



شکل ۲- بیناب جذب اندازه-گیریشدهباپرتوآزمونعمودیدردوجهتبراینمونه-هاینوردهیشدهباطولموج ۵۳۲ نانومتردرضخامت‌هایالف) ۵۰ نانومتر کلریدنقره و ۱۰ نانومتر نقره، ب) ۲۳۰ نانومتر کلریدنقره و ۱۰ نانومتر نقره و پ) ۴۳۰ نانومتر کلریدنقره و

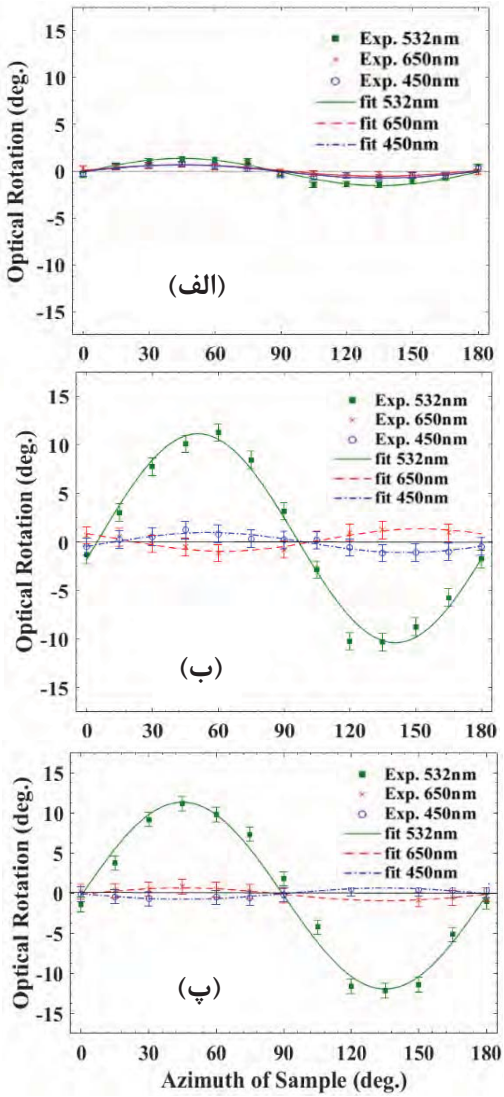
۵- بررسی نمودارهای تجربی چرخش نوری

زاویه‌ی چرخش نوری بر حسب زاویه‌ی سمت‌گیری نمونه از یک تابع سینوسی به صورت a[sin(-2 (pi/180))

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

[(x)تابعیت می‌کند. مطابق شکل ۳، زاویه‌ی چرخش نوری برای

پرتوپرتو آزمون سبز با طول موج ۵۳۲ نانومتر که همان طول موج نور فرودی به نمونه‌ها است، در مقایسه با پرتو آزمون قرمز و آبی بیشترین دامنه را دارد.



شکل ۳- چرخش نوری درجهت‌گیری‌های مختلف نمونه برای نمونه نقره-کلرید نقره با ضخامت(الف) ۵۰ نانومتر کلرید نقره و ۱۰ نانومتر نقره(ب) ۲۳۰ نانومتر کلریدنقره و ۱۰ نانومتر نقره (پ) ۴۳۰ نانومتر کلریدنقره و ۱۰ نانومتر نقره.

دامنه‌ی این تابع مقدار دوفامی خطی را مشخص می‌کند. با افزایش ضخامت لایه‌ی کلریدنقره، دوفامی خطی نیز افزایش پیدا کرد. برای پرتو آزمون سبز که طول موج آن با پرتو فرودی به نمونه یکسان است، بیشترین دوفامی خطی را نسبت به سایر پرتوهای آزمون مشاهده می‌کنیم.

۶- نتیجه‌گیری

در این گزارش، اثر ضخامت لایه‌ی کلریدنقره بر ویژگی‌های نوری لایه‌های نازک کلریدنقره بارگذاری شده با نانوذرات نقره که تحت تابش پرتو عمودی لیزر Nd:YAG با طول موج ۵۳۲ نانومتر قرار گرفته‌اند، بررسی شد. زاویه‌ی چرخش نوری و دوفامی خطی در نمونه‌های نقره-کلرید نقره که با ضخامت‌های مختلف از کلرید نقره ساخته شده است، به طور تجربی اندازه‌گیری شده است. نتایج نشان می‌دهد با افزایش ضخامت لایه‌ی کلریدنقره، ناهمسانگردی در نمونه‌ها افزایش می‌یابد و در نتیجه دوفامی خطی نیز افزایش یافته است.

۷- مراجع

1.L. A. Ageev and V. K. Miloslavsky, “photoinduced effects in light-sensitive films,” Opt. Eng. **34**, 960-972 (1995).
2.A. Nahal, and R. Talebi, “Ellipticity-dependent laser-induced optical gyrotropy in AgCl thin films doped by silver nanoparticles,” J. Nanoparticle Res. **16**, 2442-2454 (2014).
3.R. Talebi and S. Izadi, “Investigating surface morphology of Ag-AgCl thin film by scattering pattern at normal and oblique incident angles”, Appl. Opt. **57**, 10355-10363 (2018).
4.A. Nahal, B. Asaakareh and M. Miri, “Temporal evolution of photoinduced optical chirality in nanostructured lightsensitive waveguide thin films: Simultaneous excitation of TE_0 and TE_1 modes,” J. Appl. Phys. **125**, 123101-123113 (2019).
5.M. Ren, E. Plum, J. Xu, and N. I. Zheludev, “Giant nonlinear optical activity in a plasmonic metamaterial,” Nat. commun.**3**, 1-6 (2012).
6.M. Ranjan, M. Bhatnagar, and S. Mukherjee, “Localized surface plasmon resonance anisotropy in template aligned silver nanoparticles: A case of biaxial metal optics,” J. Appl. Phys.**117**, 103106 (2015).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۱۸-۱۰-A

اعتبارسنجی اپتیکی نقاط کوانتومی گرافنی تولیدشده با روشی نوین و مقایسه با روش‌های متداول

فاطمه کلانتری[۱]، مینا امیرمزلقانی[۱و*]

۱-آزمایشگاه نانوالکترونیک، دانشکده مهندسی برق، دانشگاه شهید رجایی، لویزان، تهران

چکیده -در این پژوهش نقاط کوانتومی گرافنی با دو روش تولید شده و خواص اپتیکی آن‌ها مورد بررسی قرار گرفته‌است. در روش اول که روش متداولی است نقاط کوانتومی گرافنی با استفاده از حرارت‌دهی به اسید و سپس خنثی‌سازی محلول تولید شده‌است. در روش دوم که روش نوینی است، نقاط کوانتومی گرافنی با استفاده از اسید سیتریک و ماده اتیلن‌دی‌آمین تولید شده و خواص نوری آن با روش اول مقایسه شده‌است. از محلول تصویرTEMگرفته و سایز ذرات مشخص شده‌است. طیف FTIR وجود گروه‌های عاملی کروموفور در محلول‌ها را نشان می‌دهد که عامل لومینسانس محلول‌ها هستند. طیف UV-Visنیز دو پیک در ناحیه فرابنفش را نشان داده‌است که ناشی از گذارهای الکترونی مربوط به این ناحیه است. هم‌چنین شکاف انرژی دو محلول ۳/۹۸ و ۴/۰۴ الکترون ولت به‌دست آمده‌است.

کلیدواژه- روش حرارت دهی، طیف سنجی، لومینسانس نوری، نقاط کوانتومی گرافنی

Optical validation of graphene quantum dots produced by a new method and comparison with conventional methods

Fatemeh Kalantari, Mina Amirmazlaghani*

fatemeh_kalantari@hotmail.com , * amirmazlaghani@gmail.com

Abstract - In this research, graphene quantum dots have been produced by two methods and their optical properties have been investigated. In the first method, which is the common method, graphene quantum dots are produced by pyrolyzing acid and then neutralizing the solution. In the second method, which is an almost new method, the graphene quantum dots are produced using citric acid and ethylenediamine, and its optical properties are compared with the first method. The TEM image is taken from the solution and the particle size is specified. The FTIR spectrum indicates the presence of chromophore functional groups in the solutions that cause the luminescence of the solutions. The UV-Vis spectrum also shows two peaks in the ultraviolet region due to electron transitions in this region. Also, the energy gap of two solutions were obtainedas 3.98 and 4.04 eV.

Keywords:Graphene Quantum Dots, Photoluminescence, pyrolyzing, spectroscopy

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

۱-مقدمه

نقاط کوانتومی(QDs) ذرات نیمه‌هادی کروی شکلی با ابعاد چند نانومتر هستند که دارای خاصیت لومینسانس می‌باشند و در صورتی که تحریک شوند از خود نور ساطع می‌کنند. طول موج و شدت این نور بسته به نوع ماده تغییر می‌کند. یکی از معروف‌ترین انواع این نقاط، نقاط کوانتومی گرافنی(GQDs) است که در طی سال‌های اخیر توجه بسیاری به خود جلب کرده‌است. نقاط کوانتومی گرافنی که به‌عنوان مواد کربنی نزدیک صفر بعدی(near-0-dimensional) تعریف می‌شوند شامل صفحات گرافنی با ابعاد زیر ۱۰۰ نانومتر و معمولا کمتر از ۵ نانومتر می‌باشند، این نقاط دارای مشخصات نوری عالی هستند و پایداری بالایی دارند[1]. صفحه‌های گرافن با ابعاد کوچکتر از ۱۰۰ نانومتر محدودیت کوانتومی را از خود نشان می‌دهندکه برخلاف ویژگی شناخته شده شکاف باند صفر درصفحه‌های گرافن با اندازه‌های بسیار بزرگ‌تر، باعث ایجاد شکاف باند در ساختارهای باند الکترونیکی این ماده می‌شود[2].باتوجه بهویژگی‌های جالبGQD ها، این مواد در انواع کاربردهای پیشرفته مانند ترانزیستور تک الکترون، اسپینترونیک، تبدیل انرژی، حافظه، الکترونیک نوری، سنجش و تصویربرداری زیستی از پتانسیل بالایی برخوردار هستند[2].

روش‌های ساخت نقاط کوانتومی گرافنی به دو دسته کلی تقسیم می‌شوند: روش‌های بالا به پایین، و روش‌های پایین به بالا[3-1].روش‌های بالا به پایین شامل برش یا تکه‌تکه-شدن صفحه‌های بزرگ‌تر گرافن به نقاط کوانتومی گرافنی هستند[4-1]. این روش‌ها معمولاً روش‌های محکمی هستند اما کنترل کمتری روی اندازه و پراکندگی نقاط حاصل دارند[1].در مقابل روش‌های پایین به بالا شامل روش‌های جدید ساخت نقاط کوانتومی گرافنی از مواد اولیه مولکولی غیرگرافنی هستند، این استراتژی امکان تهیه ذراتی با اندازه مشخص و پراکندگی کم را فراهم می-کند[4-1].

در این پژوهش، دو روش کم‌هزینه و قابل بازتولید آسان برای ساخت نقاط کوانتومی گرافنی بررسی شده‌است. در ابتدا این ماده با استفاده از روش گرمایی ذکرشده در مراجع ساخته شده‌است، سپس روشی تقریبا جدید و با استفاده از ماده‌ای متفاوت از روش اول ساخته شده‌است و دو محلول از نظر خاصیت لومینسانس و اندازه شکاف انرژی و طیف سنجی‌های مختلف مورد بررسی قرار گرفته-اند.

۲-فعالیت‌های تجربی

۲-۱- ساخت نمونه اول نقاط کوانتومی گرافنی

نقاط کوانتومی گرافنی با تجزیه حرارتی ماده اولیه کربنی تهیه می‌شود[5-3-1]. ابتدا یک گرم از اسید سیتریک در بشر شیشه‌ای ریخته شده و تحت حرارت در دمای ۲۰۰درجه سانتی‌گراد روی هات پلیت قرار داده می‌شود. بعد از حدود پنج دقیقه، اسید به حالت مایع در می‌آید و رنگ آن به زرد کمرنگ تغییر می‌کند. با ادامه دادن فرایند گرمادهی رنگ اسید از زرد کمرنگ به نارنجی تغییر می-یابد که نشان‌دهنده تولید نقاط کوانتومی گرافنی می‌باشد. پس از مشاهده محلول نارنجی رنگ و زمانی که دمای آن به دمای محیط می‌رسد، به این محلول قطره قطره ۱۲ میلی لیتر از محلول یک مولار سود سوزآور(۱۰۰میلی لیتر از ۱۰ NaOHmg/mL) تحت هم‌زدن اضافه می‌شود تا PHمحلول به ۷ رسیده و خنثی شود. محلول آبی نقاط کوانتومی گرافنی آماده است.

۲-۲- ساخت نمونه دوم نقاط کوانتومی گرافنی

مانند حالت قبل، یک گرم از اسید سیتریک در بشر ریخته و حرارت داده می‌شود تا به‌حالت مایع در آید. در این لحظه بشر از روی هات پلیت برداشته می‌شود و به آن نیم میلی‌لیتر(حدود ۱۱ قطره) اتیلن‌دی‌آمین قطره قطره اضافه می‌شود. در گام بعد به اندازه ۲۰-۳۰ میلی‌لیتر آب مقطر به مواد اضافه می‌شود و پس از آن به مدت حدود ۵ دقیقه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

در گرما قرار داده می‌شود. محلول آبی نقاط کوانتومی گرافنی‌آماده است.

۳-نتایج و بحث

با استفاده از روش گرمادهی دو محلول مختلف از نقاط کوانتومی گرافنی ساخته شد. شکل۱ مربوط به تصویر TEMمحلول نمونه دوم است. با توجه به تصویر، اندازه حدودی ذره‌های نقاط کوانتومی گرافنی تولید شده در نمونه دو به‌طور میانگین در حدود ۶ نانومتر است.TEMهای مختلفی نیز از روش اول که متداول است در مقاله‌ها گزارش شده‌است و اندازه نانوذرات در این روش در حدود ۱۵نانومتر است[3].طیف سنجی FTIRبرای تعیین گروه‌های عاملی موجود در محلول نقاط کوانتومی گرافنی انجام شد. همانطور که از شکل ۲ مشخص است محلول‌ها ارتعاشهای کششی مربوط به گروههای عاملی کربونیل و هیدروکسیل را از خود نشان می‌دهند. گروه‌های عاملی اکسیژن‌دار نیز در هردو محلولحضور دارند. در طیف محلول نمونه دوم نیز پیک‌های مربوط به تغییرات ناشی از گروه عاملی آمین(NH_2) مشخص است.

با ساخت نقاط کوانتومی از گرافن شکاف انرژی از صفر افزایش می‌یابد. با تابش نور فرابنفش به آن‌ها، الکترونی برانگیخته شده و هنگام برگشت انرژی خود را به‌صورت نور آزاد می‌کند. با توجه به شکاف انرژی ایجاد شده در ساختار، این گسیل نور دارای رنگ‌های متفاوتی خواهد بود. نقاط کوانتومی با ابعاد بزرگتر طول موج‌های بلندتر با رنگ‌هایی چون قرمز و نارنجی و نقاط کوانتومی با ابعاد کوچکتر طول موج‌های کوتاه‌تر با رنگ‌هایی چون سبز و آبی از خود گسیل می‌کنند. هرچه اندازه نقاط کوانتومی کوچک‌تر باشد نور بیشتری از خود ساطع می‌کنند.شکل ۳ محلول‌های نمونه اول و دوم را تحت تابش نور فرابنفش(۳۶۵نانومتر) نشان می‌دهد. هر دو نمونه نور آبی(طول موج ۴۶۰نانومتر) از خود گسیل می‌کنند. با توجه به ابعاد به‌دست آمده از تصویر TEMاندازه ذرات در نمونه دوم کوچکتر بوده و نور ساطع شده از آن اندکی بیشتر است.

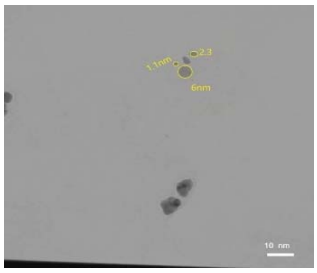
طیف سنجی مرئی-فرابنفش(UV-Vis) مورد بررسی قرار گرفت و پس از آن شکاف انرژی محلول‌ها محاسبه شد. شکل۴ نتایج حاصل از طیف سنجی محلول‌ها را نشان می‌دهد. هردو محلول دارای دو پیک در ناحیه فرابنفش هستند. محلول اول دارای پیک در طول موج‌های ۲۴۳ و ۳۳۸ نانومتر و محلول دوم دارای پیک در طول موج‌های ۲۵۶ و ۳۵۲ نانومتر است. پیک اول مربوط به گذار الکترونی $\pi\rightarrow\pi^*$ در پیوند C=Cاست که بیانگر حضور گروه‌های کروموفور در ساختار ماده است که مرتبط با گسیل نور ماده است. جذب در طول موج‌های پس از ۳۰۰ نانومتر در ناحیه UVکاهش چشم‌گیری دارد. پیک دوم مربوط به انتقال $n\rightarrow\pi^*$است که مرتبط با گروه‌های عاملی اکسیژن‌دار و نیتروژن‌دار موجود در ساختار محلول می‌باشد. در نهایت نیز نمودار دارای امتدادی در ناحیه مرئی است. نمودارهای موجود در گوشه تصویر نمودار تاک (Tauc Plot) مربوط به محاسبه شکاف انرژی ماده است. این نمودار رابطه میان $(\alpha h\nu)^{1/n}$ و $h\nu$را نشان می‌دهد.همان‌طور که اعداد به‌دست آمده نشان می‌دهد شکاف انرژی در نمونه اول برابر۳/۹۱ eV و در نمونه دوم برابر ۴/۰ eVاست. میزان شکاف انرژی در محلول نمونه دوم بیشتر از محلول نمونه اول است. این اختلاف در شکاف انرژی در کنار سایز کوچک‌تر منجر شده تا نمونه دوم خاصیت لومینسانس قوی‌تری نسبت به نمونه اول داشته باشد.

نتیجه‌گیری

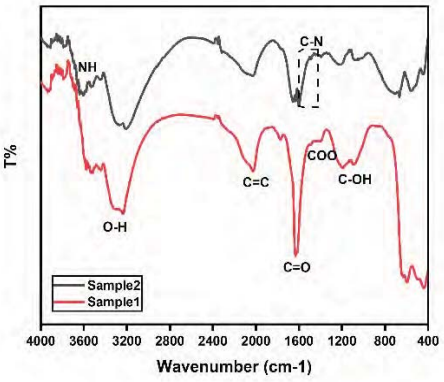
دو نمونه محلول نقاط کوانتومی گرافنی با استفاده از روش‌های آسان و کم‌هزینه در گروه روش‌های پایین به بالا ساخته شد. محول‌ها توسط تصویر برداریTEM، طیف سنجی FTIRو طیف سنجی UV-Visمورد بررسی قرار گرفتند. نتایج طیف سنجی‌ها بیانگر حضور گروه‌های تولید کننده نور(کروموفور) در ساختار محلول‌ها بود. شکاف انرژی محلول‌ها با نمودار تاک محاسبه شد و درمورد تاثیر اختلاف در شکاف انرژی دو محلول در اثر فوتولومینسانس بحث شد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

تصاویر



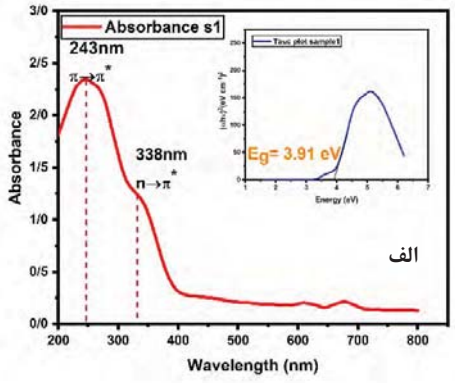
شکل۱- تصویر TEMمحلول نقاط کوانتومی گرافنی مربوط به نمونه دوم

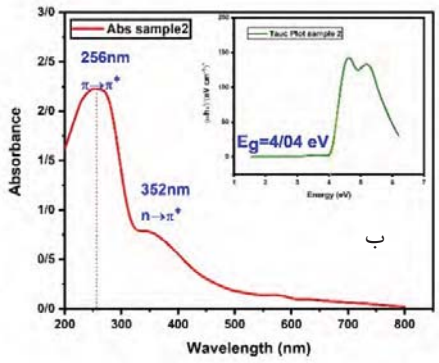


شکل۲-طیف FTIRمحلول‌ها.نمودار قرمز نمونه اول و مشکی نمونه دوم



شکل۳- خاصیت لومینسانس الف) نمونه اول و ب)نمونه دوم تحت تابش نور فرابنفش. پ) محلول در نور مرئی





شکل۴-طیف UV-Vis الف)نمونه اول و ب)نمونه دوم

مرجع‌ها

[1] Faezeh Askari, Abbas Rahdar, Mohadeseh Dashti, John F. Trant, "Detecting Mercury (II) and Thiocyanate Using "Turn-on" Fluorescence of Graphene Quantum Dots", J. Fluoresc., Vol. 30, pp. 1181-1187, 2020.

[2] Shujun Wang, Zhi-Gang Chen, Ivan Cloe, Qin Li, "Structural evolution of graphene quantum dots during thermal decomposition of citric acid and the corresponding photoluminescence", Carbon, Vol. 82, pp. 304-313, 2015.

[3] Yongqiang Dong, Jingwei Shao, Congqiang Chen, Hao Li, Ruixue Wang, Yuwu Chi, Xiaomei Lin, Guonan Chen, "Blue luminescent graphene quantum dots oxide prepared by tuning the carbonization degree of citric acid", Carbon, Vol. 50, No. 12, pp.4738-4743, 2012.

[4] Mahesh P. More, Pravinkumar H. Lohar, Ashwini G. Patil, Pravin O. Patil, Prashant K. Deshmukh, "Controlled synthesis of blue luminescent graphene quantum dots from carbonized citric acid: Assessment of methodology, stability, and fluorescence in an aqueous environment", Mater. **Chem**. Phys., Vol. 220, pp. 11-22, 2018.

[5] Faezeh Askari, Abbas Rahdar, John F. Trant, "L-tryptophan adsorption differentially changes the optical behavior of pseudo-enantiomeric cysteine-functionalized quantum dots: Towards chiral fluorescent biosensors", Sens Bio-sens Res., Vol. 22, 100251, 2019.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۸۵-۱۰-A

القاء دوفامی و دوشکستی در لایه‌های نازک نقره-نقره‌کلریدتحت تابش لیزرNd:YAGبا قطبش‌های بیضوی و دایره‌ای

مرضیه معینی[۱]، راضیه طالبی[۱و۲]

[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان ، خیابان هزار جریب ،اصفهان
[۲] گروه اپتیک کوانتومی، دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان، خیابان هزار جریب ،اصفهان

چکیده- باتابش پرتو نور قطبیده به سطح لایه‌ی نازک نقره-کلرید نقره، نانوساختارهای دوره‌ای منظم تشکیل می‌شوند. نقره-کلرید نقره یک محیط حساس به نور است که با تابش پرتو لیزر کم توان می‌توان فعالیت نوری و ناهمسانگردی در آن القاء کرد. در این مقاله، به منظور القاء فعالیت نوری و ناهمسانگردی در لایه‌ی نازک نقره-کلرید نقره، این لایه را تحت تابش عمودی پرتو لیزر Nd:YAGبا قطبش‌های دایره‌ای و بیضوی قرار دادیم. همچنین، ویژگی‌های نوری نانوساختارها، مانند دوشکستی و دوفامی به صورت تجربی مورد بررسی قرار داده شد. دوشکستی دایره‌ای و دوفامی دایره‌ای نانوساختارها ناشی از فعالیت نوری آن‌ها و دوشکستی خطی و دوفامی خطی ناشی از ناهمسانگردی نانوساختارها است. نتایج تجربی به دست آمده نشان می‌دهد که با افزایش زاویه‌ی قطبش بیضوی پرتو فرودی، دوفامی خطی و دوشکستی خطی کاهش می‌یابد که نشان دهنده‌ی کاهش ناهمسانگردی نانوساختارهای دوره‌ای است.

کلید واژه-تشدید پلاسمون سطحی ، قطبش بیضوی ، لیزر Nd:YAG ، لایه‌ی نازک نقره – کلرید نقره ، چرخش نوری

Inducing dichroism and birefringence inAg-AgCl thin films by irradiating Nd: YAG laser with elliptical and circular polarization

Marzieh Moeini[1] and Razieh Talebi[1,2]

[1]Department of Physics, University of Isfahan, Isfahan
[2] Quantum optics group, Department of Physics, University of Isfahan, Isfahan

Abstract-By irradiating light to the surface of the Ag-AgCl thin film, ordered periodic nanostructures are formed.Ag-AgCl thin film is a light-sensitive medium that optical activity and anisotropy can be induced by irradiating low power laser beam. In this report, in order to induce optical activity and anisotropy in Ag-AgCl thin films, this layer is exposed to normal incidence of Nd: YAG laser beam with elliptically and circularly polarized light. Furthermore, optical properties of nanostructures, such as birefringence and dichroism, have been experimentally investigated. Circular birefringence and circular dichroism of nanostructures are due to optical activity and linear birefringence and linear dichroism are due to the anisotropy of the nanostructures. Experimental results show that by increasing polarization angle of the elliptically polarized light (the more it becomes elliptical), the contribution of linear dichroism decreases. It shows that increasing the angular polarization of the incident beam reduces the anisotropy of the periodic nanostructures.

Keywords: Surface Plasmon resonance, Elliptical polarization, Nd: YAG laser, Ag-AgCl thin films, Optical rotation

۱- مقدمه

لایه‌ی نازک نقره-کلرید نقره، از جمله لایه‌های حساس به نور نقره-هالید نقره است که با تابش پرتو نور قطبیده‌ی تکفام به آن، ساختارهای منظم با ویژگی‌های اپتیکی جالب ایجاد می‌شوند [۱]. با تابش نور به سطح لایه‌ی نقره-کلرید نقره، ابتدا پرتوهای نور توسط نانوذرات نقره پراکنده می-شوند.سپس،وارد لایه‌ی موجبری کلرید نقره شده و انتشار می‌یابند. موج منتشر شده در لایه‌ی موجبری کلرید نقره با موج فرودی تداخل می‌کنند و نقش تداخلی در سطح نمونه ایجاد می‌شود. نانوذرات نقره در فریزهای تاریک نقش تداخلی انباشته می‌شوند و نانوساختارهای دوره‌ای منظم ایجاد می‌کنند [۱و۲].

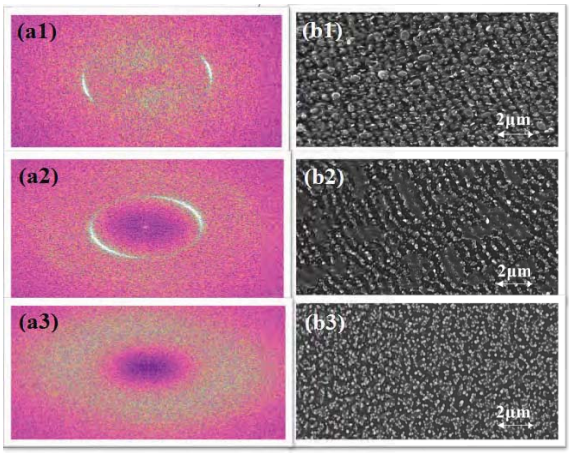
با تابش پرتو لیزرکم توان قطبیده به لایه‌ی نقره-کلرید نقره می‌توان فعالیت نوری و ناهمسانگردی در آن القاء کرد. میزان چرخش نوری در این ساختارها به پارامترهای مختلفی مانند زاویه‌ی تابش، طول موجو قطبش پرتو نور فرودی بستگی دارد. در این مقاله،اثر قطبش پرتو را بررسی کرده‌ایم. نشان خواهیم داد که با نوردهی نمونه‌ها تحت تابش پرتوهای نور قطبیده‌ی بیضوی و دایره‌ای ساختارهای ناهمسانگرد القاء می‌شوند که می-توانند صفحه‌ی قطبش نور آزمون را بچرخانند [۲].

۲-روش تهیه نمونه

برای تهیه‌ی لایه‌ی حساس به نور نقره-کلرید نقره بر زیرلایه‌ی شیشه‌ای، پس از تمیز کردن زیرلایه، ضریب شکست لایه‌ی کلرید نقره توسط زاویه‌ی بروستر تعیین شد.ضخامت لایه‌ی موجبری برای انتشار مد پایه‌ی الکتریکی عرضی پرتو لیزر سبز با طول موج ۵۳۲ نانومتر تقریباً ۵۰ نانومتر به دست می‌آید[۳]. ابتدا لایه‌ی کلرید نقره و سپس ۱۰ نانومتر نقره به روش تبخیر حرارتی لایه نشانی می‌شود.

نمونه‌ی نقره-کلرید نقره تحت تابش لیزر Nd:YAGبا طول موج ۵۳۲ نانومتر با قطبش‌های بیضوی و دایره‌ای راستگرد قرار می‌گیرد.

نانوساختارهای ایجاد شده توسط پرتو لیزر بر سطح لایه‌ی نازک نقره-کلریدنقره را می‌توان با استفاده از میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM) در ابعاد میکروسکوپی مشاهده کرد. همچنین، دوره‌ی تناوب نانوساختارها را می‌توان با تحلیل تبدیل فوریه‌ی سریع (FFT)که تبدیل فضایی تصاویر SEMبه فضای وارون است، محاسبه کرد. در شکل ۱ تصاویر SEM و FFT نمونه تحت تابش نور قطبیده‌ی بیضوی با زاویه-ی 15^{o}(a)،30^{o}(b) و(c)قطبش دایره‌ای نشان داده شده-است. خطوط شبکه در شکل۱(a) و ۱(b) موازی با محور بزرگ قطبش بیضوی پرتو نور فرودی است. همانطور که در شکل۱(c) مشخص است برای نمونه تحت تابش پرتو نور قطبیده‌ی دایره‌ای جهت‌گیری نانوذرات تصادفی است و جهت‌گیری خاصی ندارند.



شکل۱: تصاویر(a1)، (a2)، (a3) ویژگی FFTاست و (b1)، (b2)،(b3) تصاویر SEM نمونه‌های تحت تابش پرتو نور قطبیده به ترتیب با قطبش ۱۵ درجه‌ی چپگرد، ۳۰ درجه‌ی چپگرد و ۴۵ درجه‌ی چپگرد است.

با تابش پرتو نور قطبیده،نانوساختارهای دوره‌ای مورب ایجاد می‌شوند که به بررسی چرخش نوری و بیضویت در این ساختارها خواهیم پرداخت.

۳-چرخش نوری

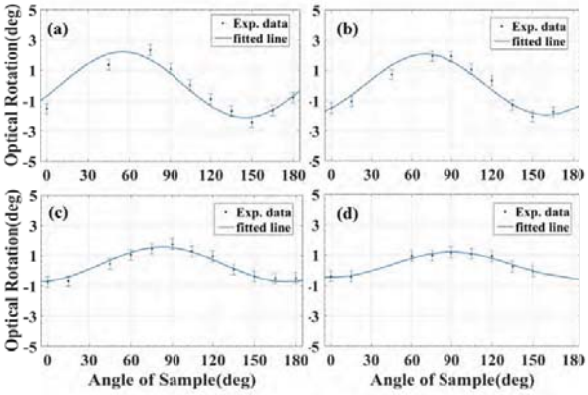
پدیده‌ی چرخش صفحه‌ی قطبش پرتو فرودی در یک محیط، چرخش نوری نام دارد. با عبور پرتو نور قطبیده‌ی خطی از محیط‌های فعال نوری و محیط‌های ناهمسانگرد، زاویه‌ی سمتی قطبش پرتو نور عبوری از این محیط‌ها می-چرخد. در محیط‌های فعال نوری با تغییر جهت نمونه، میزان چرخش نوری تغییر نمی‌کند. اما، در محیط‌های

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

ناهمسانگرد، میزان چرخش نوری به جهت‌گیری نمونه وابسته است. در این حالت، اندازه‌گیری قطبش در زوایای مختلف پرتو نور فرودی انجام می‌شود.

چرخش نوری، نمونه‌های ایجاد شده با نور قطبیده‌ی بیضوی و دایره‌ای تحت سمت‌گیری‌های مختلف نمونه،توسط پرتو نور آزمون قرمز با طول موج ۶۳۲.۸ نانومتر اندازه‌گیری و نتایج در شکل ۲آورده شده‌است وتابع سینوسی زیر بر نقاط تجربی برازش شد. در این رابطه،a دامنه‌ی تابع سینوسی و بیشینه‌ی چرخش نوری نمونه است،b راستای محور اپتیکی محیط ناهمسانگرد است و d میزان فعالیت نوری نمونه است [۴].ضرایبaو d در رابطه‌ی (۱)،به ترتیب،میزان دوفامی خطی و دوشکستی دایره‌ای را نشان می‌دهد.

$$\Theta = a\,\mathrm{Sin}(-2(\pi/180)(x-b)) + d, \qquad (1)$$

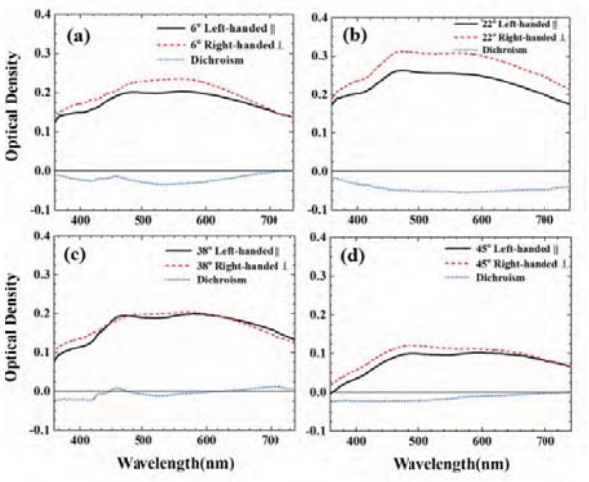


شکل ۲: نمودارهای چرخش نوری بر حسب سمتگیری نمونه با پرتو نور آزمون قرمز برای نمونه‌های راستگرد با قطبش ^{o}۶(a)، ^{o}۲۲(b)، ^{o}۳۸(c)، ^{o}۴۵(d) .

نتایج برازش تابع سینوسی نشان می‌دهد که چرخش نوری در نمونه‌ها طبق شکل ۲، به طور عمده ناشی از ناهمسانگردی نمونه‌ها است و سهم فعالیت نوری ناچیز است ($a \square d$).جابجایی (d) برای نمونه‌ها از مرتبه‌ی خطای اندازه‌گیری (۳.°درجه) است. با افزایش زاویه‌ی قطبش دامنه تقریباً روندی کاهشی دارد. بنابراین، با افزایش زاویه‌ی قطبش بیضوی،سهم ناهمسانگردی در نمونه کاهش می‌یابد و در قطبش دایره‌ای به کمترین مقدار خود می‌رسد. در همه‌ی نمونه‌ها b (که راستای محور اپتیکی محیط ناهمسانگرد است) منفی است و با توجه به زاویه‌ی بیضویت می‌توان گفت که مقدار bتقریباً از مرتبه‌ی قطبش نمونه‌ی مورد نظر است.

۳-۱ اندازه‌گیریبیناب جذب و دوفامی

بیناب جذب نانوساختارهای حاوی نانوذرات فلزی،حاوی اطلاعاتی از ویژگی‌های اپتیکی آن‌ها است. تشدید پلاسمون سطحی نانوذرات فلزات نجیب مانند نانوذرات نقره جذب قابل توجهی را در ناحیه‌ی مرئی دارند [۵]. بیناب جذب محیط ناهمسانگرد در دوجهت متعامد از نمونه، پاسخ تشدید پلاسمونی متفاوتی را نشان می‌دهد [۵]. اختلاف جذب با ویژگی دوفامی‌خطی نانوساختارها مرتبط است.بیناب جذب و دوفامی خطی برای نمونه‌های نوردهی شده با قطبش‌های بیضوی و دایره‌ای تحت زاویه-های مختلف (^{o}۶،^{o}۲۲،^{o}۳۸و^{o}۴۵) اندازه‌گیری شده و نتایج در شکل۳ آورده شده‌است.



شکل۳: بیناب جذب و دوفامی خطی اندازه‌گیری شده برای نمونه تحت تابش پرتو نور فرودی با قطبش‌های بیضوی (a) ^{o}۶، (b) ^{o}۲۲، (c) ^{o}۳۸ و دایره‌ای (d) ^{o}۴۵ .

دربیناب‌جذب همه نمونه‌ها یک فروفتگی در اطراف طول‌موج پرتو نور فرودی (۵۳۲ نانومتر) مشاهده می‌شود. برای نمونه با قطبش^{o}۳۸ و ^{o}۴۵ بیناب دوفامی در ناحیه‌ی مرئی به دلیل ناهمسانگرد نبودن نمونه‌ها تقریباً نزدیک به صفر است.

۴- بیضویت

پرتو نور قطبیده‌ی خطی در عبور از محیط فعال نوری جاذب، قطبیده‌ی بیضوی می‌شود. پرتو نور قطبیده‌ی

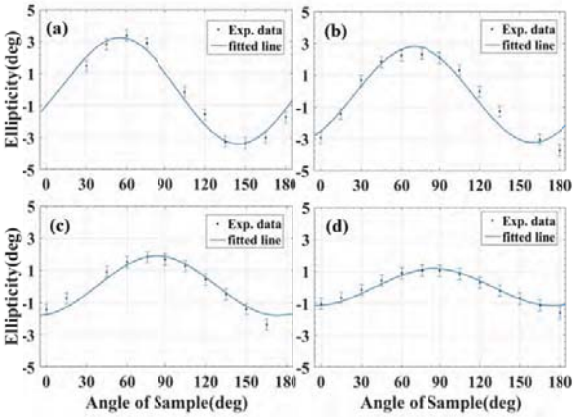
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیضوی از مؤلفه‌های پرتو نور قطبیده‌ی دایره‌ای راستگرد و چپگرد با دامنه‌ی متفاوت تشکیل می‌شود [۶]. ایجاد بیضویت به دلیل اختلاف جذب پرتو نور قطبیده‌ی دایره‌ای راستگرد و چپگرد است. همچنین، در محیط‌های دوشکستی بیضویت ناشی از دوشکستی خطی، تفاوت ضریب شکست برای دو مؤلفه با قطبش خطی متعامد است.

برای اندازه‌گیری زاویه‌ی بیضویت از پرتو نور آزمون قرمز با طول موج ۶۳۲.۸ نانومتر استفاده شده است. به منظور تعیین دوشکستی خطی و دوفامی دایره‌ای از نمودارهای بیضویت در شکل۴، برای نمونه‌های قطبیده‌ی بیضوی و دایره‌ای راستگرد، تابع سینوسی زیر را بر داده-های تجربی برازش می‌کنیم [۴]

$$\eta = a\,\mathrm{Sin}(-2(\pi/180)(x+b))+d, \qquad (۲)$$

که در آن رابطه،aدامنه‌ی نمودارمتناسب با دو شکستی خطی در نمونه است و d مقدار جابجایی نمودار متناسب با دوفامی دایره‌ای است.



شکل۴:نمودار های بیضویت بر حسب سمتگیری نمونه با قطبش 6^{o}(a) راستگرد، 22^{o}(b) راستگرد و 38^{o}(c) راستگرد، 45^{o}(d).

با افزایش زاویه‌ی بیضویت پرتو نور فرودی برای نمونه-ها دامنه‌ی نمودار که بیانگر مقدار دوشکستی خطی القایی در نمونه است،کاهش می‌یابد. کاهش دوشکستی خطی بیانگر کاهش ناهمسانگردی القایی در نمونه‌ها است وdمقدار جابجایی در این نمونه‌ها از مرتبه‌ی خطای اندازه-گیری است.

۴-۱ محاسبه‌ی دوشکستی

میزان دوشکستی خطی نمونه که اختلاف ضریب شکست عادی و غیر عادی محیط است، به شکل زیر با a رابطه دارد [۲]

$$a = \frac{\pi}{\lambda}\Delta n d, \qquad (۳)$$

با توجه به دامنه‌ی نمودار مقدار دوشکستی برای نمونه‌ی 6^{o}، 22^{o} ، 38^{o} و 45^{o} به ترتیب ۰.۲۰، ۰.۱۷، ۰.۱۳ و ۰.۰۷ است.

۵- جمع بندی

در این مقاله، نشان دادیم با تابش پرتو لیزر قطبیده‌ی بیضوی و دایره‌ای به لایه‌های نازک نقره-کلرید نقره دوشکستی و دوفامی خطی القاء می‌شود. دوفامی در این نمونه‌ها سبب چرخش نوری و دوشکستی سبب بیضویت می‌شود. همچنین، نشان داده شد که با افزایش زاویه‌ی قطبش پرتو فرودی به نمونه‌ها به دلیل کاهش ناهمساتگردی القایی، دوفامی و دوشکستی کاهش می‌یابد. همچنین، با اندازه‌گیری بیناب جذب و محاسبه‌ی دوشکستی نشان داده شد که به ترتیب دوفامی و دوشکستی خطی برای نمونه با قطبش دایره‌ای کمترین مقدار است.

مراجع

1. L.A. Ageev and V. K. Miloslavsky, “Photoinduced effects in light-sensitive films,” Opt. Eng. **34**(4), 960-972 (1995).
2. A. Nahal, and R. Talebi, “Ellipticity-dependent laser-induced optical gyrotropy in AgCl thin films doped by silver nanoparticles,” J. Nanopart. Res. **16**, 2442 (2014).
3. T. Tamir, *Integrated optics*, (Springer.1979).
4. Yu. P. Svirko, and N. I. Zheludev, *Polarization of light in nonlinear optics* (John Wiley & son1998).
5. U. Kreibig and M. Vollmer, *Optical properties of metal cluster*, (Springer. 1995).
6. L. D. Barron, *Molecular light scattering and optical activity,* (Cambridge university press.2004).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۶۳-۱۰-A

جاذب کامل در ناحیه فروسرخ میانه بر مبنای پلاسمون‌های سطحی ناشی از جفت شدن گرافن و فسفرن در ساختار فوتونیک بلور یک بعدی نانومیله‌ای

یاسمن جراحی زاده[۱]،زینب صادقی[۱]، حسین شیرکانی[۱]، محسن محرابی[۱]

گروه[۱] فیزیک، دانشگاه خلیج فارس، بوشهر

shirkani@pgu.ac.ir

چکیده - در این مقاله،یک ساختار نانو میله دی الکتریک دوره‌ای که اطراف آن با گرافن و فسفرن جفت پوشانده شده، پیشنهاد شده و به بررسی پلاسمون‌های سطحی گرافن و فسفرن در نانو میله با روش المان محدود پرداخته شده‌است. تحریک پلاسمون‌های سطحی موضعی به طورچشمگیری می‌تواند برهمکنش بین نور و فسفرن را تقویت کند. با ایجاد تغییر در طول نانو میله مشاهده شد که در طول نانو میله ۱۲۰ nm هر دو قله تشدید بطور بحرانی جفت می‌شوند و مقدار جذب کل ساختار در طول موج $9.75\ \mu m$ ، ۹۳٪می‌شود و یک ساختار با جذب بالا حاصل شده‌است. سپس در بررسی تغییرات زاویه نور فرودی در زاویه ۵۰°،مقدار جذب ساختار به حدود ۱۰۰ درصد بر اثر جفت شدن گرافن و فسفرن رسیده است.

کلید واژه-جاذب کامل، فروسرخ میانه، فسفرن، نانو میله.

Mid-IR Perfect Absorber Based on the Surface Plasmon Due to the 1D-Nano-rodsPhotonic Crystal

Yasaman Jarahizadeh[1], Zeynab Sadeghi[1], Hossein Shirkani[1], Mohsen Mehrabi[1]

Physics[1] Department, Persian Gulf University, Iran (shirkani@pgu.ac.ir)

Abstract- In this paper, a periodic dielectric nano-rod structure surrounded by graphene and phosphorene is simulated and the surface plasmons of graphene and phosphorene in nanorods are investigated by finite element method. Excitation of localized surface plasmons can dramatically enhance the interaction between light and phosphorene.by varying the length of the nanorod it was observed that the nanorod at t = 120 nm both peaks of resonance are critically coupled and the absorption value of the whole structure at 9.75 µm wavelength reaches 93% and we reach a high absorption structure. Then, the study of changes in the angle of irradiated light shows that at an angle of α = 50 °, the amount of structural absorption reaches about 100% due to the coupling of graphene and phosphorene.

Keywords: Perfect Absorption, Mid-IR, Phosphorene, Nanorod

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

مواد دو بعدی (2D) مواد بلوری هستند که فقط از یک یا چند لایه اتم تشکیل شده‌اند. از زمان اولین لایه‌برداری گرافن در سال ۲۰۰۴، تلاش‌های قابل توجهی برای بررسی خصوصیات مکانیکی، الکتریکی و نوری غیرمعمول گرافن و سایر مواد 2D شبه گرافن انجام شده است. در حال حاضر، بیشترین مواد مورد مطالعه و امیدوارکننده دوبعدی شامل گرافن، دی‌کلکوژنیدهای فلزات واسطه (TMD ها، مانند MoS_2، $MoSe_2$، WSe_2 و WS_2)، فسفرن (تک لایه فسفر سیاه [BP]) و نیترید بور شش ضلعی است (h-BN). [۲,۱]

فسفر سیاه به عنوان پایدارترین ماده لایه‌ای2D در بین آلوتروپ‌های فسفر شناخته می‌شود، دارای یک ساختار لایه‌ای لانه‌زنبوری انباشته است که توسط برهمکنش لایه-ای نیروهای وان‌درووالس نگه داشته می‌شود.پنج الکترون ظرفیت در اوربیتال‌های3p اتم فسفر وجود دارد و هر اتم با تشکیل یک پیوند کووالانسی اشباع می‌شود، که از آن هیبریداسیونsp^3 اتم فسفر در ساختار فسفرن حاصل می-شود، از این رو ساختار هرمی مثلثی ایجاد می‌کند.[۳] فسفرن دارای تحرک پذیری بالا$\sim 1000 cm^2/V{\cdot}s$ است و دارای شکاف باند مستقیم وابسته به لایه در طیف وسیعی از انرژی از مقدار0.3 eV برای حالت بالک BP تا 2.0 eV برای تک لایه فسفرناست.[۵,۴]بسیاری از خصوصیات آن به تعداد لایه‌های انباشته شده بستگی دارد وماهیت آن به شدت ناهمسانگرد است و این باعث می‌شود بسیاری از خواص آن در دو جهت اصلی به شدت متفاوت باشند وباعث کاربرد فسفرن برای توسعه ترانزیستورهای فیلم نازک، فوتودتکتورها، دستگاه‌های الکترونیکی، ذخیره انرژی، سنسورها و جاذب‌های کامل شده‌است. [۵, ۶]

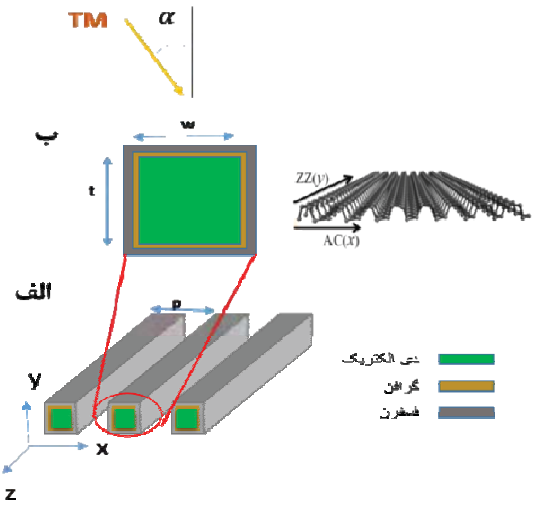
با وجود اندازه این نوع مواد، آن‌ها همچنان می توانند به دلیل اثر متقابل قوی ماده و نور در مقیاس طول موج، به میزان قابل توجهی پاسخ دهند و بنابراین می‌توانند به عنوان کاندیداهای مناسب در طراحی جاذب‌هایفروسرخ میانه در نظر گرفته شوند.[۷]جاذب‌های کامل در ناحیه‌ی فروسرخ میانه به دلیل کاربردهای گسترده آن‌ها در سلول-های خورشیدی فتوولتائیک، سنسورهای پلاسما، سوئیچ-های نوری، تصویربرداری پزشکی، انتشاردهنده‌های حرارتی انتخابی، آشکارسازهای نوری و فیلترها به شدت مورد مطالعه قرار گرفته‌اند.[۸]فسفرن با دوپینگ مناسب می‌تواند پلاسمون‌های سطحی موضعی که امواج الکترومغناطیسی با حامل‌های بار فسفرن جفت می‌شوند، پشتیبانی کند. تحریک پلاسمون‌های سطحی موضعی به طورچشمگیری می‌تواند برهمکنش بین نور و فسفرن را تقویت کند.[۸,۶] در این مقاله با طراحی نانو میله و جفت کردن فسفرن با گرافن و برانگیخته‌کردن پلاسمون در سطح گرافن در ناحیه فروسرخ میانه به ساختار جاذب کامل می‌رسد.

ساختار و روش شبیه سازی

ساختار طراحی شده در این تحقیق در شکل ۱ نشان داده شده‌است. ساختار دارای نانو میله دی الکتریک با ضریب شکست $n_1=1.6$در محیط هوا(n=1) است که با دوره p=250 nm تکرار می‌شود. در اطراف نانو میله‌های دی الکتریک به ترتیب با گرافن و فسفرن پوشانده شدهکه ضخامت آن‌ها به ترتیب 0.34 nm و 0.7 nm است. عرض نانو میله در ساختار w=145 nm و طول نانو میله t=170 nm است. شبکه‌های چروکیده فسفرن منجر به ایجادجرم موثر نابرابر در جهت‌های آرمیچر (AC) و زیگزاگ (ZZ) می‌شود. در اینمقاله، جهت ACمربوط به محور x و جهت ZZمربوط به محور yفسفرن است. موج الکترومغناطیسی تخت با قطبش TM تحت زاویه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

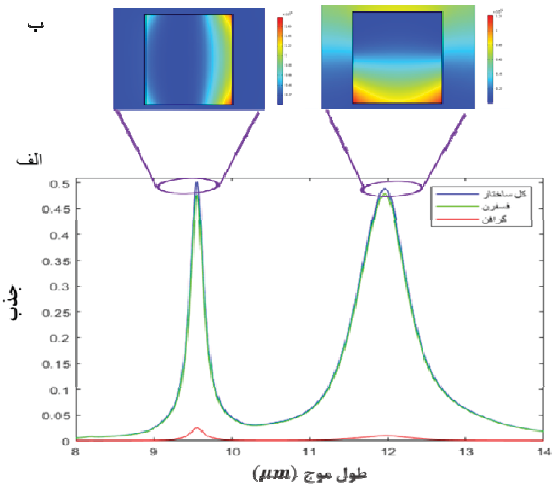
تابش $\alpha = 40°$ به ساختار تابیده شده‌است. برای بررسی جذب ساختار از روش المان محدود برای شبیه‌سازی استفاده شده‌است.



شکل ۱: نمایششماتیک ساختار طراحی شده. الف) نمای سه بعدی نانو میله‌های دی الکتریک که در اطراف آنهابه ترتیب با گرافن و فسفرن پوشانده شده. ب) نمای دو بعدی نانو میله.

بحث و بررسی نتایج

در این مقاله، نانو میله دی الکتریک که در اطراف آن با گرافن و فسفرن جفت پوشانده شده‌است، شبیه سازی شد. از نظر تئوری به بررسی پلاسمون‌های سطح گرافن و فسفرن در نانو میله، با روش المان محدود پرداخته شده است. طیف جذببرای عرض نانو میله دی‌الکتریک w=145 nm و طول t=170 nm برای کل ساختار، فسفرن و گرافن در شکل ۲-الف نشان داده شده‌است که دو قله را نشان می‌دهد. الگوی شدت میدان مغناطیسی در شکل ۲-ب برای هر دو قله نشان داده شده که شدت میدان در طول موج $9.55\ \mu m$ تشدید پلاسمون سطحی در سطح گرافن ناشی از برخورد نور با زاویه مایل به ساختار را نشان می‌دهد و شدت میدان مغناطیسی در طول موج $11.95\ \mu m$ تشدید پلاسمون سطحی ناشی از جفت شدگی گرافن و فسفرن را نشان می‌دهد. در طول موج $9.55\ \mu m$ مقدار جذب کل ساختار 50%است که مقدار سهم جذب فسفرن از آن 47%و گرافن 2%است و در طول موج $11.95\ \mu m$ مقدار جذب کل ساختار 48%است که سهم فسفرن از این مقدار 47%و گرافن 1%است.

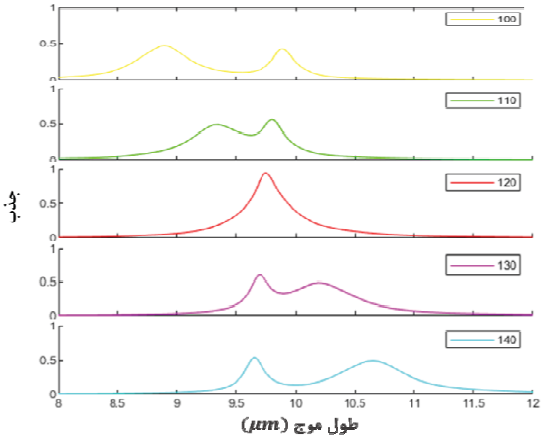


شکل ۲:الف) طیف جذب نانو میله دی الکتریک با عرض w=145 nm و طول t=170 nm ب) الگوی شدت میدان مغناطیسی در طول موج‌های تشدید $9.55\ \mu m$ و $11.95\ \mu m$

همانطور که در شکل ۳ نشان داده شده است طیف جذب برای طول‌های 100, 110, 120, 130و 140 nm مورد بررسی قرار گرفته‌اند. نشان داده‌شده که قله تشدید پلاسمون سطحی در سطح گرافن ناشی از برخورد نور با زاویه مایل در محدوده $9.5\ \mu m$ تا $10\ \mu m$ است و قله تشدید پلاسمون سطحی ناشی از جفت شدگی گرافن و فسفرن با تغییر طول نانو میله تغییرات بیشتری در مکان آن‌ها رخ می‌دهد. با توجه به نمودار طیف جذب در طول نانو میله t=120 nmهر دو قله تشدید بطور بحرانی جفت می‌شوند و باعث افزایش مقدار جذب کل ساختار در طول موج $9.75\ \mu m$ به93% و جذب فسفرن 91%می‌شود و طیف در این حالت دارای پهنای $0.35\ \mu m$می‌باشد. پس پدیده جاذب کامل در ساختار ظاهر شده‌است.

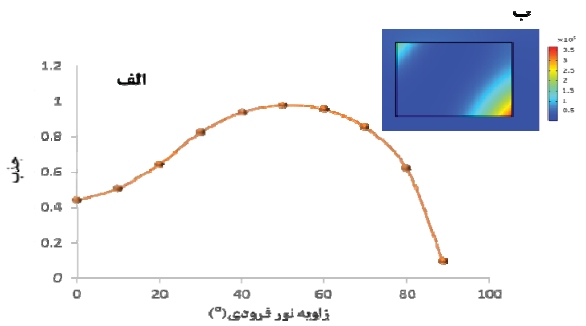
طیف جذب برای تغییرات زاویه نور فرودی به ساختار را از $\alpha = 0°$ تا $\alpha = 89°$در شکل ۴ نشان داده شده‌است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۳: طیف جذب برای طول های نان میله 100, 110, 120, 130 و 140 nm

مشاهده شده‌است که در زاویه‌ی $\alpha = 50°$ مقدار قله تشدید بحرانی که بر اثر جفت شدگی دو قله ایجاد شده در طول موج $9.75\ \mu m$ به 98%رسیده و مقدار سهم فسفرن 95%است. الگوی شدت میدان مغناطیسی در این مقدار در شکل ۴-ب نشان داده شده است.



شکل ۴:الف) نمودار جذب بر حسبتغییرات زاویه نور فرودی ب) الگوی شدت میدان مغناطیسی در زاویه‌ی $\alpha = 50°$

نتیجه‌گیری

در این مقاله،یک ساختار نانو میله دی الکتریک دوره‌ای که در اطراف آن با گرافن و فسفرن جفت پوشانده شده، شبیه‌سازی شده‌است و به بررسی پلاسمون‌های سطحی گرافن و فسفرن در نانو میله، با ایجاد تغییر در طول نانو میله و زاویه نور فرودی به ساختار با روش المان محدود پرداخته شده‌است. مشاهده شده که در طول نانو میله $t=120\ nm$ هر دو قله تشدید بطور بحرانی جفت می‌شوند و باعث افزایش مقدار جذب کل ساختار در طول موج $9.75\ \mu m$ به 93%می‌شود و یک ساختار جاذب کامل بدست آمده‌است. علاوه بر این، با بررسی تغییرات زاویه نور فرودی به ساختار در زاویه $\alpha = 50°$،مقدار جذب ساختار به مقدار 98% می‌رسد و یک ساختار جاذب کامل بر اثر جفت شدن گرافن و فسفرن بوجود آمده است.

مرجع‌ها

[1] Abdelsalam, H., et al. (2018). "Multilayer phosphorene quantum dots in an electric field: Energy levels and optical absorption." Journal of Applied Physics**124**(12): 124303.

[2] P. Chen, N. Li, X. Chen, W.-J. Ong, X. Zhao, *2D Mater.* **2018**, *5*,014002.

[3] Qiu, M., et al. (2017). "Current progress in black phosphorus materials and their applications in electrochemical energy storage." Nanoscale**9**(36): 13384-13403.

[4] Li, J., Chen, C., Liu, S., Lu, J., Goh, W. P., Fang, H. Lu, J. (2018). Ultrafast Electrochemical Expansion of Black Phosphorus toward High-Yield Synthesis of Few-Layer Phosphorene. Chemistry of Materials, 30(8), 2742–2749.

[5] *Akhtar, M., Anderson, G., Zhao, R., Alruqi, A., Mroczkowska, J. E., Sumanasekera, G., & Jasinski, J. B. (2017).* Recent advances in synthesis, properties, and applications of phosphorene. Npj 2D Materials and Applications, 1(1).

[6] *Wang, J., & Jiang, Y. (2019). A phosphorene-based metasurface absorber operating in ultra-wideband terahertz regime. The European Physical Journal D, 73(12).*

[7] Khandelwal, A., et al. (2017). "Phosphorene–The two-dimensional black phosphorous: Properties, synthesis and applications." Materials Science and Engineering: B**221**: 17-34.

[8] *Li, Z., Ruan, B., Zhu, J., Guo, J., Dai, X., & Xiang, Y. (2019). Tunable mid-infrared perfect absorber based on the critical coupling of graphene and black phosphorus nanoribbons. Results in Physics, 102677.*

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۹۱-۱۰-A

طراحی یک تار بلور فوتونی برای تولید ابرپیوستار در توموگرافی همدوس نوری دندانپزشکی با وضوح بالا

زهراالسادات فاطمی پناه، حسن پاکارزاده

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، بلوار مدرس، شیراز
Yeganefatemipanah_1994@yahoo.com, pakarzadeh@sutech.ac.ir

چکیده - در این مقاله، به طراحییک تار بلور فوتونی(PCF) جهت تولید ابرپیوستار درطول موج مرکزی۱۳۰۰nm برای کاربرد توموگرافی همدوس نوری (OCT) با وضوح بالا در دندانپزشکی می‌پردازیم. این PCF با استفاده از تکنیک تزریق سیال نوری، به وسیله نرم‌افزار لومریکال طراحی و سپس تولید ابرپیوستار با استفاده از حل معادله غیرخطیشرودینگر تعمیمیافته به‌روش فوریه گام مجزا شبیه‌سازی می‌شود. در این تحلیل به منظور شبیه‌سازی هرچه دقیق‌تر طیف، ضرایب پاشندگی تا مرتبه‌ی‌هشت، پراکندگی رامان و خودسرازیری در نظر گرفته می‌شود. در نهایت،با تغییر پارامترهای‌طیف ورودی، وضوح طولی حاصل ازطیف ابرپیوستار خروجی را به‌دست‌می آوریم و به مناسب‌ترین پارامترهای ورودی برایمطلوب‌ترین وضوح طولی تصاویر در OCT برای کاربردهای دندانپزشکی خواهیم رسید.

کلید واژه- تارهای‌بلور فوتونی، توموگرافی همدوس نوری، تولید ابر پیوستار، وضوح طولی.

Designing a Photonic Crystal Fiber for Supercontinuum Generation in High-Resolution Dental Optical Coherence Tomography

Fatemipanah Zahra Sadat, Pakarzadeh Hassan

Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz
Yeganefatemipanah_1994@yahoo.com , pakarzadeh@sutech.ac.ir

Abstract- In this paper, we design a photonic crystal fiber(PCF) for supercontinuum generation (SCG) at a central wavelength of 1300 nm for application inhigh-resolution dental optical coherence tomography (OCT). This PCF is designed using Lumerical software by the technique of optofluidicinfiltration and then we simulate the supercontinuum generation by solving generalized nonlinear Schrodinger equation(GNSE) via split-step Fourier method. In this analysis, to obtain more accurate SCG, dispersion coefficients up to the 8thorder, Raman scattering and self-steepening are taken into account.Finally, by changing the parameters of the input spectrum, we obtain the axial resolution obtained from the output supercontinuumgeneration and reach the most appropriate input parameters for the most optimal image axial resolution in OCT for dental applications.

Keywords: Photonic Crystal Fibers, Optical Coherent Tomography, Supercontinuum Generation, axial resolution, dentistry

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

تارهای‌بلور فوتونی(PCFs)[۱] نسل جدیدی از تارهای نوری معمولی اند؛ با این تفاوت که دارای غلافی با آرایش منظم و متناوب از حفره‌های هوا موازی با محور تار هستند[۲،۱]. محبوس شدن نور درون مغزی تار بلور فوتونی باعث ایجاد اثرات غیر خطی می‌شود. PCFها یکی از مهم‌ترین محیط‌های غیرخطی برای تولید ابرپیوستار(SCG)[۲] محسوب می‌شوند. ابرپیوستار نتیجه گسترش طیف اصلی از انتشار پالس های لیزری در محیط غیرخطی و پاشنده است[۳]. پهن ترین طیف هنگامی بدست می‌آید که طول موج پالس پمپ شده نزدیک به طول موج با پاشندگی صفر (ZDW)[۳] محیط غیر خطی باشد[۳]. تولید ابرپیوستار در تارهای نوری، به علت ذات همدوس پالس هاودرخشندگی بالا به عنوان یک منبع ایده‌آل برای بسیاری از کاربردها، شبیه پایدارسازی فاز پالس‌های‌فمتوثانیه‌ای، توموگرافی همدوس نوری(OCT)[۴] و ساختارهای‌فوتونی به شمار می‌آید[۳]. OCT یک فناوری جدید برای تصویربرداری مقطعی در پزشکی است که مهم‌ترین مزایای این روش، تصویربرداری غیرتهاجمی و وضوح عرضی و طولی بالاست. وضوح طولیOCT به وسیله طول همدوسی منبع نوری تعیین می‌شود. برایبک منبع با توزیع طیفی گاوسی، وضوح طولیl_c برابر است با :

$$l \qquad (۱)$$

که$\Delta\lambda$ پهنای باند منبع نور و λ طول موج مرکزی منبع است. پس وضوح طولی بالا با استفاده از منابع نوری پهن باند می‌تواند به دست آید[۴].برای بهبود وضوح طولی، باید پهنای طیفی افزایش و یا طول موج مرکزی کاهش یابد.بنابراین، طیفSCG ناشی از PCFها می‌تواند به عنوان منبع نور در دستگاه OCT مورد استفاده قرار بگیرد.

در این مقاله، یک تاربلور فوتونی با پارامتر های مشخص را با استفاده از تکنیک تزریق سیال نوری[۵] طراحی میکنیم و هر بار با تغییر در یکی از پارامترهای طیف ورودی و با حل عددی معادله غیرخطی شرودینگر تعمیم یافته به روش فوریهی گام مجزا(SSFM)[۶] ، به شبیه‌سازیSCGحاصل از پارامترمی پردازیم. سپس با استفاده از رابطه شماره(۱)، وضوح طولی را به دست می‌آوریم و در نهایت با توجه به اینکه ناحیه طول موجی۱۳۰۰nm برای کاربرد OCT در دندانپزشکی مناسب است؛ از بین پارامترهای ورودی، پارامترهایی که مطلوب‌ترین وضوح طولی را در ناحیه دندانپزشکی فراهم می‌کند را مشخص می‌کنیم.

مبانی نظری

برای شبیه سازی تولید ابرپیوستار به حل معادله غیرخطی شرودینگر تعمیمیافته(*GNSE*[۷]) به روش فوریه گام مجزا می‌پردازیم.

معادله غیرخطی شرودینگر تعمیم یافته به شکل زیر است [۶،۵،۱]:

$$\frac{\partial A(z,T)}{\partial z} = -\left(\sum_{m=2} \beta_m \frac{i^{m-1}}{m!}\frac{\partial^m}{\partial T^m} + \frac{\alpha}{2}\right) \times A(z,T) + i\gamma\left(1+\frac{i}{\omega_0}\frac{\partial}{\partial T}\right) \times \left(A(z,T)\int_{-\infty}^{+\infty} R(t')|A(z,T-t')|^2\,dt'\right) \qquad (۲)$$

[۱] Photonic Crystal Fibers
[۲] Supercontinuum Generation
[۳] Zero-Dispersion Wavelength
[۴] Optical Coherence Tomography
[۵] Optofluidic
[۶] Split-Step Fourier Method
[۷] generalized nonlinear Schrodinger equation

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

که در آن A پوش پالس، t زمان، z مکان در راستای محور تار، α ضریب افت، β_m ضریب پاشندگی مرتبه m و R(t) بیانگر اثر رامان در سیلیکا است که به صورت

$$R(t) = (1 - f_R)\,\delta(t) + f_R h_R(t)$$

تعریف می‌شود،

f_R=۰/۱۸ بیانگر سهم مشارکت $h_R(t)$ به عنوان پاسخ رامان تأخیری است که می‌توان آن را به صورت زیر تخمین زد:

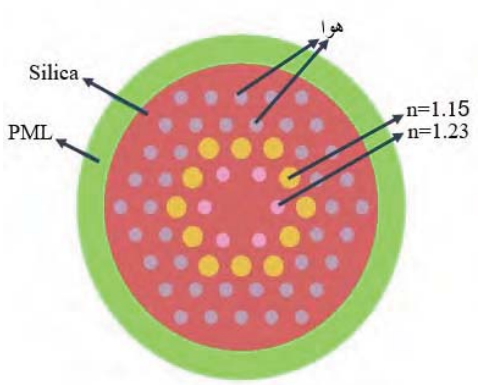
$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1^2 \tau_2^2} \exp\left(\frac{-t}{\tau_2}\right) \sin\left(\frac{t}{\tau_1}\right) \qquad (۳)$$

که $\tau_1 = 12.2fs$ و $\tau_2 = 32fs$ است.

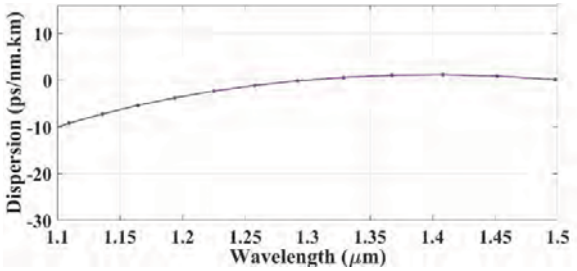
در اینمقاله،با توجه به هدف مورد نظر، سیالی با ضریب‌شکست مطلوب داخل حفره‌های PCF تزریق می‌شود[۷].

نتایج شبیه سازی و بحث

ابتدا یک PCF از جنس سیلیکا و ناحیه PML، دارای تعدادی حفره هوا با اندازه‌های مساوی طراحی کرده و با تغییر قطر حفره ها به دنبال منحنی تقریباً مسطح در طول موج $1/3\mu m$ هستیم. در نهایت با روش آزمون و خطا و امتحان کردن اندازه های مختلف حفره ها و جایگزین کردن سیال های با ضرایب شکست مختلف در حفره های هوا، یک PCF دارای چهار ردیف بر اساس تکنیک تزریق سیال نوری(سیال با n=۱/۲۳ در حفره‌های ردیف اول و با n=۱/۱۵ در حفره‌های ردیف دوم)، جهت استفاده در OCT دندان طراحی شده است. دلیل چنین طراحی دستیابی به مسطح‌ترین منحنی پاشندگی در طول‌موج مرکزی ۱/۳μm برای OCT دندان است. شکل۱ سطح مقطع این PCF را نشان می دهد.گام شبکه ردیف اول و دوم به ترتیب برابر با ۱/۳۲ و ۱/۱۸ میکرومتر در نظر گرفته ایم. چنانکه در شکل۲ دیده می شود،منحنی پاشندگی PCF طراحی شدهدر اطراف $1/3\mu m$ مسطح و با پاشندگی نزدیک صفر است.



شکل ۱: سطح مقطع PCF طراحی شده برای OCT دندانپزشکی که در ردیف اول و دوم حفره‌هاتوسط سیال نوری پر شده است.

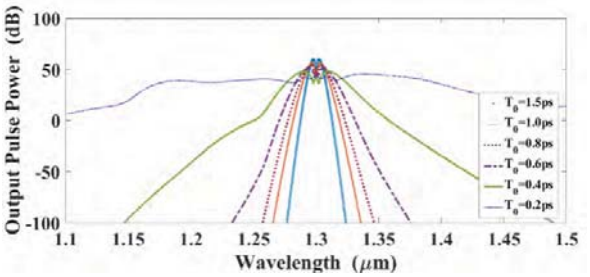


شکل۲: منحنی پاشندگی PCF طراحی شده در طولموج مرکزی ۳/۱μm جهت OCT دندان.

پس از طراحی PCF مورد نظر و رسم منحنی پاشندگی، طیف ابرپیوستار را با وارد کردن پالس ورودی به شکل $A(0,t) = \sqrt{P_0}\, sech^2(\frac{t}{T_0})$، رسم می‌کنیم و سپس با استفاده از پهنای‌طیف در ۱۰dB- و معادله(۱) وضوح‌طولی را برای OCT دندان به ازای هریک از پارامترها به صورت جداگانه، به دست خواهیم آورد. ابتدا طیف ابرپیوستار را با وارد کردن پالس ورودی با توان قله P_0=۵۰ W در PCF به طول L=۵m، برای T_0های متفاوت از T_0=۱/۵ps تا T_0=۰/۲ps در شکل۳ شبیه‌سازی کرده‌ایم. همانطور که مشاهده می‌شود، با کاهش مقدار T_0، پهنای طیف ابرپیوستار بیشتر و در نتیجه وضوح‌طولی

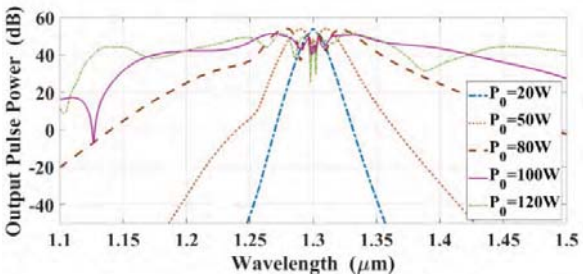
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بالاتری حاصل می‌گردد. بنابراین، با استفاده از رابطه(۱) بهترین وضوح‌طولی به ازایT_0=۰/۴ps برابر با ۱۶/۲۱μm می‌باشد.



شکل ۳: تغییرات طیف ابرپیوستارPCF به طول ۵m و توان قله ورودی۵۰ W برایT_0های مختلف.

در مرحله بعد، با ثابت نگه داشتن T_0=۰/۴ps و L=۵m، تغییرات را روی توان قله ورودی اعمال می‌کنیم. در شکل۴ تغییرات طیف ابرپیوستارPCF با P_0های متفاوت از ۲۰ W تا ۱۲۰ W قابل مشاهده است.



شکل ۴: تغییرات طیف ابرپیوستارPCF تزریق شده با سیال، به ازایP_0های متفاوت در T_0=۰/۴m و L=۵m ثابت.

تعیین پهنای باند در طیف مربوط به توان قله ورودی ۱۲۰ W و بالاتر، به علت وجود فرو رفتگی بیش از ۱۰–dB و ناهمواریدر مرکز طیف امکان پذیر نیست؛ لذا بهترین طیف در بازه بررسی شده طیف P_0 =۱۰۰ W می‌باشد. با استفاده از رابطه(۱) بهترین پهنای باند منجر به بهترین وضوح طولی برابر با l_c=۳/۲μm برای OCT دندان می‌شود.بنابراین با وارد کردن پالس ورودی به شکل $sech^2$ با توان قلهP_0=۱۰۰ W و پهنایT_0=۰/۴ps به PCF طراحی شده به طول L=۵m، در طول‌موج λ=۱/۳μm، بهترین وضوح طولیOCT دندان با مقدار l_c=۳/۲μm حاصل می‌شود.

نتیجه گیری

یکPCF در ناحیه طول‌موجیOCT دندان (λ=۱/۳μm) با تزریق سیال نوری، طراحی و معرفی شد. سپس بااستفاده از معادله غیرخطی شرودینگر تعمیم یافته طیف ابرپیوستار این PCF درT_0و P_0 های مختلف مورد بررسی قرارگرفت و با مقایسه پهنای باند ابرپیوستار در هر یک از این پارامترها، نتیجه نهایی به این صورت گزارش شد که با وارد کردن پالس ورودی به شکل $sech^2$ با اندازه P_0=۱۰۰ W و T_0=۰/۴ps به PCF طراحی شده به طول L=۵m، در طول‌موج λ=۱/۳μm، بهترینوضوح طولیOCT دندان با مقدار l_c=۳/۲μm حاصل می‌شود.

مرجع‌ها

[1]G.PAgrawal, *Nonlinear fiber optics*, p.440, Academic press, 2007.

[2]F.Mitschke, *Fiber Optics*, p.251, Springer, 2016.

[3]J.M. Dudley, G.Genty and S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber", Rev. Modern. Phys., Vol. 78, No. 4, 1135-1184, 2006.

[4]D. Egret, P. Didelon, B.J.McLean, J.L.Russell,"The Tycho Input Catalogue-Cross-matching the Guide Star Catalog with the hipparcos INCA Data Base", Appl. Phys.,Vol. 258, 217-222, 1992.

[5]M. Conforti, C.M. Arabi, A. Mussot, A. Kudlinski, "Fast and accurate modeling of nonlinear pulse propagation in graded-index multimode fibers", Opt. Lett.,Vol 42, No. 19, 4004-4007, 2017.

[6] A.S. Ahsan, G.P.Agrawal, "Graded-index solitons in multimode fibers", Opt. Lett.Vol. 43, No. 14, 3345-3348, 2018.

[7]C. Monat, P. Domachuk, and B.Eggleton, "Integrated optofluidics: A new river of light", Nat. Photonics, Vol. 1,No.2, 106-114 ,2007.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۵۲-۱۰-A

طراحی یک حسگر زیستی با استفاده از بلور فوتونی جهت تشخیص گلوکز خون

محمد مقیمی، میر مجتبی میرصالحی

دانشکده مهندسی، دانشگاه فردوسی مشهد

mohammad.moghimi@mail.um.ac.ir

mirsalehi@um.ac.ir

چکیده – در سالهای اخیر علم پزشکی به سمت تشخیص سریع بیماری ها پیشرفت کرده است. یکی از روش های تشخیص سریع استفاده از ادوات نوری بخصوص بلور های فوتونی می‌باشد. در این مقاله یک حسگر زیستی جهت تشخیص گلوکز خون بر اساس بلور فوتونی دو بعدی ارائه شده است. حسگر پیشنهادی از یک مشدد حلقوی و دو موجبر تشکیل شده است. قرار گیری نمونه خون در محل مشخص شده باعث عبور طول موج های معینی می‌شود. با اندازه گیری طول موج های خروجی می‌توان غلظت گلوکز خون را تعیین کرد. این طرح دارای حساسیت۱۳۱۱.۸۱nm/RIU است که نسبت به حسگر های ارائه شده در مقالات مشابه برتری دارد.

کلید واژه- حسگر زیستی، بلور فوتونی، گلوکز، مشدد حلقوی

Design of a Biosensor for Detection of Blood Glucose Using Photonic Crystal

Mohammad Moghimi, Mir MojtabaMirsalehi
Faculty of Engineering, Ferdowsi University of Mashhad, Iran

mohammad.moghimi@mail.um.ac.ir
mirsalehi@um.ac.ir

In recent years, medical science has advanced towards the rapid diagnosis of diseases. One of the methods of rapid diagnosis is the use of optical devices, especially photonic crystals. In this paper, a biosensor which is based on a two-dimensional photonic crystal is designed and analyzed to detect blood glucose. The proposed sensor consists of aring resonator and two waveguides. Placing the blood sample in the specified location causes specific wavelengths to be passed. By measuring the output wavelengths, the blood glucose concentration can be detected. This design hasa sensitivity of 1311.81nm/RIU which is superior to the sensors presented in similar papers.

Keywords: Biosensor, Glucose, Photonic Crystal, Ring Resonator

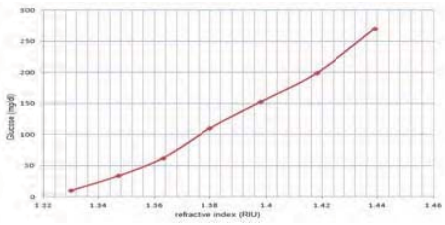
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

در سالهای اخیر حسگر های زیستی که قابلیت تشخیص بیماری ها را در کمترین زمان ممکن داشته باشد در دستور کار پژهشگران قرار گرفته است.افراد بسیاری بر روی حسگر های زیستی کار کرده اند [1,2]. از طرفی با توجه به نقش مهم گلوکز خون در بدن و آسیب های جبران ناپذیر ناشی از کم یا زیاد شدن این ماده در خون تشخیص این ماده نیز بسیار مهم است. طبق آمار سازمان سلامت جهانی حدود ۱۸۰ میلیون نفر از افراد سرتاسر دنیا دارای دیابت هستند[3].درنتیجه کنترل مداوم و سریع غلظت خون بسیار اهمیت دارد.روش های قدیمی دارای سرعت پایین و هزینه زیاد می‌باشند یکی از روش های قدیمی دستگاه گلوکومتر است که برای هر بار مصرف نیاز به صفحه مخصوص دارد. حسگر های زیستی بر اساس بلور های فوتونی به دلیل واکنش سریع یکی از گزینه های بسیار مهم در تشخیص گلوکز خون هستند. دانشمندان بسیاری بر روی تشخیص گلوکز خون کار کرده اند. از جمله تحقیقات انجام شده تشخیص گلوکز خون با استفاده از بلور فوتونی توسط آرونکومار [4] و همچنین فیبر فوتونی مانند ساختار استرلیدیا[5]را می‌توان نام برد. در این تحقیق از بلورهای فوتونی استفاده می کنیم، زیرا قابلیت نصب داخل بدن و پایش مداوم نیز می‌تواند برای آن میسر شود. اولویت کار افزایش حساسیت در تشخیص گلوکز خون است که بر این پایه حسگر زیستی بر اساس مشدد حلقوی را پیشنهاد می‌دهیم.

جدول۱: ضریب شکست خون در غلظت های مختلف گلوکز

ضریب شکست (RIU)	میزان گلوکز در خون (mg/dl)	درصد گلوکز خون(%)
۱,۳۴۷	۳۳.۶۸	۱۰
۱,۳۶۳	۶۲.۲۵	۲۰
۱,۳۸۰	۱۰۹.۸۸	۳۰
۱,۳۹۸	۱۵۲.۲۲	۴۰
۱,۴۱۸	۱۹۸.۵۹	۵۰
۱,۴۳۹	۲۷۰.۲۳	۶۰



شکل۱ : نسبت غلظت به ضریب شکست خون

ارتباط ضریب شکست و غلظت گلوکز خون

برای محاسبه ضریب شکست خون در غلظت های مختلف گلوکز از رابطه(۳) استفاده می‌شود که در آن n_{gl} ضریب شکست گلوکز است. n^{Hb} ضریب شکست هموگلوبین است که از ضریب شکست خون n_p طبقرابطه(۲) به دست می آید. همچنین n_p ضریب شکست خون در طول موج مورد نظر است که از رابطه (۱) محاسبه می شود [7] [6]. C_{hb} و C_{gl} به ترتیب غلظت هموگلوبین و گلوکز برحسب g/l هستند و α نیز ضریبی ثابت برابر با ۰.۱۹۴۲ و واحد آن l/g است. نتایج این فرمول توسط تنموژیبا [8] در جدول۱ آورده شده است. از روی این پارامترها شکل۱رسم شده استکه ارتباط خطی بین ضریب شکست و غلظت گلوکز خون را نشان می دهد. با توجه به میزان غلظت خون در یک فرد عادی که در زمان ناشتا ۸۰ – ۹۰ و در حالت عادی ۱۲۰-۱۴۰ میلی گرم بر دسی‌لیتر است، ضریب شکست ۱.۳۳ تا ۱.۴۴ که بیانگر گلوکز کم و زیاد خون در بدن است انتخاب و پارامتر مورد آزمایش قرار می‌گیرد.

$$n_p(\lambda) = 1.3254 + \frac{8.4052\times10^{3}}{\lambda^{3}} - \frac{3.9572\times10^{8}}{\lambda^{4}} - \frac{2.3617\times10^{13}}{\lambda^{6}} \quad (۱)$$

$$n_p^{Hb}(\lambda) = n_p(\lambda) + \alpha C_{Hb} \quad (۲)$$

$$n_{gl}(\lambda) = n_p^{Hb}(\lambda) + 0.1515 C_{gl} \quad (۳)$$

طراحی حسگر زیستی

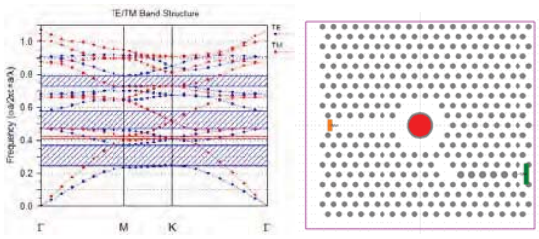
ساختار حسگر زیستی طراحی شده (شکل۲- الف) از یک تشدیگر حلقوی و دو موجبر تشکیل شده است. موجبر ورودی با حذف ۷ میله و موجبر خروجی با حذف سه میله

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

و با زاویه ۱۱۰ درجه نسبت به موجبر ورودی و افزایش شعاع آنها به ۱.۶۸ میکرومتر تشکیل شده است. تشدیدگر مرکزی با حذف سومین میله از میله مرکزی شکل گرفته است. جنس میله های به کار رفته سیلیکون (Si) با ضریب شکست ۳.۴۵ و شعاع۱.۳۵ میکرومتر در بستری از هوا است. میله مرکزی با افزایش شعاع به اندازه ۶.۱۰ میکرومتر و سپس تخلیه داخل آن و تشکیل یک حفره با شعاع ۵.۴۰ میکرومتر ساخته شده است. حسگر زیستی فوق دارای باند ممنوعه ۰.۲۴ تا ۰.۳۷ و ۰.۴۷ تا ۰.۵۸ و۰.۷۴ تا ۰.۷۹ (a/λ) است که در شکل۲(ب) قابل مشاهده است. در این طراحی از بازه اول شکاف باند (۰.۲۴ تا ۰.۳۷) استفاده شده است.در این طراحی شعاع ناحیه قرار گیری نمونه خون با توجه به ابعاد گلبول های خون که قطرشانتا ۱۰ میکرومتراستبزرگتر انتخاب شده است.

شبیه سازی و تحلیل نتایج

برای بررسی ساختار و عملکرد آن از روش FDTD دو بعدی استفاده شده است. نور از موجبر سمت چپ وارد موجبر شده و آشکار سازی در انتهای موجبر سمت راست صورت می‌گیرد. موجبر ورودی با پالس گوسی با طول موج مرکزی ۱۵ میکرومتر و پهنای پالس ۰.۵ میکرومتر تحریک می‌شود. جهت تشخیص، نمونه مورد آزمایش وارد حفره مرکزی می‌شود. جهت تشخیص پارامترهای مختلف ضریب شکست که بیانگر غلظت های مختلف گلوکز بوده از ۱.۳۳ تا ۱.۴۴ تغییر داده می‌شود. پالس های خروجی متناسب با هر یک از ضریب شکست‌ها در خروجی ظاهر و در شکل۴ مشخص است. از روی نتایج بدست آمده شکل۳رسم و مشاهده می شود که با تغییر ضریب شکست طول موج خروجی به صورت خطی تغییر می کند. از این داده جهت محاسبه هر ضریب شکست دیگری می‌توان استفاده نمود. در ادامه به بررسی نتایج بدست آمده با سایر مقالات می‌پردازیم. همانگونه که نشان دادهخواهد شد طرح پیشنهادی باعث افزایش حساسیت و تشخیص بهتر می شود.



(ب) (الف)

شکل۲ :الف) ساختار حسگر پیشنهادی ب)نمودار باند ممنوعه ساختار

بررسی پایداری به عوامل خارجی و ساخت

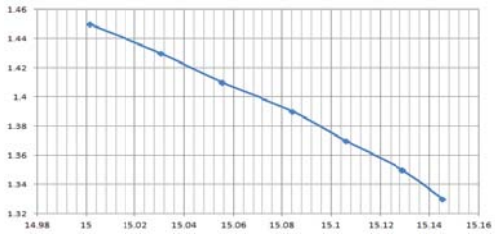
جهت بررسی پایداری سیستم برای ساخت و بهره برداری ابعاد میله ها با نسبت های بین ۰.۹۵ تا ۱.۰۵ برابر ابعاد میله ها شبیه سازی انجام گردید و پالس های خروجی بدست آمده مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان داد که باوجود این تغییر، تنها مقدار کمی در توان خروجی افت پیدا می شود. بنابراین ده درصد خطا در ساخت قابل تحمل است. سپس به بررسی اثر تغییرات دما می‌پردازیم. ابتدا به بررسی تغییرات ضریب شکست سیلیکون و خون در دماهای مختلف پرداختیم. میزان تغییرات ضریب شکست خون برای بازه ۱۵ تا ۳۵ درجه سانتی گرادتنها ۰.۰۰۲ است. از طرفی در بازه ۷۳ –تا ۷۷ درجه سانتی گراد تغییرات ضریب شکست سیلیکون ۰.۰۲۶ می باشد و در بازه ۱۵ تا ۳۵ درجه میزان تغییر ۰.۰۱ است[10] . برای اطمینان از پاسخ دهی طرح در این بازه از ضریب شکست سیلیکون ۰.۰۱ اضافه و کم کردیم و نتایج شبیه سازی را مجدد بررسی نمودیم. این نتایج در شکل ۵ آمده است. همانگونه که مشاهده می شود این تغییرات باعث تغییرات اندکی در توان شده و بازه حساسیت بدون تغییر باقی مانده است.

نتیجه‌گیری

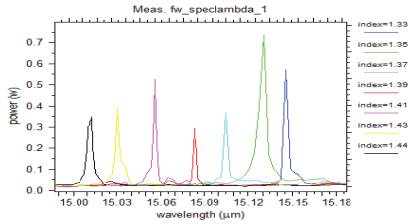
دراین مقاله یک نمونه حسگر زیستی بر مبنای بلور های فوتونی دو بعدی جهت تشخیص گلوکز خون مورد تحلیل

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

و بررسی قرار گرفته است.این حسگر از یک تشدید گر حلقوی و دو موجبر تشکیل شده است که نمونه خون مورد آزمایش در مرکز آن قرار دارد. با قرار گیری غلظت‌های مختلف گلوکز طول موج پرتو عبوری متفاوت خواهد بود و از این رو می توان به میزان گلوکز موجود در خون پی برد. حسگر پیشنهاد شده دارای حساسیت۱۳۱۱.۸۱nm/RIU است که در مقایسه باحسگر های مشابه در مقالات موجود برتری دارد.



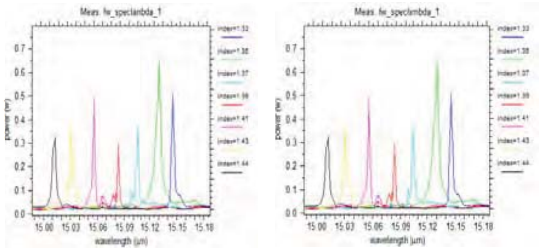
شکل۳ : نسبت طول موج خروجی به ضریب شکست های مختلف



شکل۴ : طول موج خروجی برای ضریب شکست های مختلف

جدول۲ : مقایسه نتایج با نتایج سایر مقالات

مرجع	بازه ضریب شکست	Δn	بازه طول موج (میکرومتر)	Δλ	حساسیت (nm/RIU)
1	1.33-1.45	0.12	1.563-1.581	18	150
9	1.33-1.45	0.12	1.773-1.797	24	200
4	1.34-1.4881	0.141	1.7485-1.7913	42.8	303.54
2	1.33-1.49	0.16	1.813-1.824	11.16	69.79
8	1.3477-1.4394	0.0917	1.38-1.5	120	1308.61
5	1.34-1.3805	0.0405	0.55-0.595	45	1111.11
این تحقیق	1.33-1.44	0.11	15.0011-15.1454	144.3	1311.81



(ب) (الف)

شکل۵ :اسپکتروم موج خروجی برای ضریب شکست های الف) ۳.۴۶
ب) ۳.۴۴

سپاسگزاری

از داور محترم مقاله به خاطر توصیه سازنده ای که کردند صمیمانه تشکر می شود.

مرجع ها

[1] S. Najafgholinezhad and S. Olyaee, "A photonic crystal biosensor with temperaturedependency investigation of micro-cavity resonator," *Optik-International Journal forLight and Electron Optics*, vol. 125, pp. 6562-6565, 2014.

[2] A. Mohammeda, M. Hamed, A.M. Khalafb, A. Alsayyaria and S. El-Rabaiec, " High-sensitivity ultra-quality factor and remarkable compact blood components biomedicalsensor based on nanocavity coupled photonic crystal," *Results in Physics*, vol. 14, pp.463–472, 2019.

[3] https://www.Gabric.ir, 1398.

[4] R. Arunkumar, T. Suaganya, and S. Robinson, "Design and analysis of 2D photoniccrystal based biosensor to detect different blood components," *PhotonicSensors,* vol. 9, pp.69–77, 2019.

[5] A. Esther Lidiyaa, R. V. Jayakantha Raja, V. Dai Phamb, Q. M. Ngob andD. Vigneswarand, "Detecting hemoglobin content blood glucose using surface plasmonresonance in D-shaped photonic crystal fiber," *Optical Fiber Technology,* vol. 50, pp.132–138, 2019.

[6] V. Tuchin, D. M. Zhestkov, A. N. Bashkatov, and E. A. Genina, "Theoretical study ofimmersion optical clearing of blood in vessels at local hemolysis," *Optics Express*,vol. 12, pp. 2966-2971, 2004.

[7] A. N. Bashkatov, D. M. Zhestkov, É. A. Genina, and V. V. Tuchin, "Immersion clearingof human blood in the visible and near-infrared spectral regions," *Optics and Spectroscopy*, vol. 98, pp. 638-646, 2005.

[8] H. Thenmozhia, M. S. Mani Rajana, V. Devikaa, D. Vigneswaranb and N. Ayyanarc,"D-glucose sensor using photonic crystal fiber," *Optik*, vol. 17, pp. 489–494, 2017.

[9] C. Qi, W. Shutao, L. Jiangtao, L. Na and P. Bo, "Refractive index sensor based on photonic crystal nanocavity," *Optics Communications*, vol. 464, pp. 120-127, 2020.

[10] M. N. Polyanskiy, "Refractive index database," Internet: https://refractive index.info,Sept.28, 2020.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27thIranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021), and the 13thIranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021).University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021

کد مقاله : ۱-۲۴۷۹-۱۰-A

شبیه‌سازی لیزر فانو با نانوکاواک غیرفعال و بررسی تاثیر پارامترهای ضرایب کیفیت و افزایش پهنای خط

محمد حیدری[۱]، محمد حسن یاوری[۱]، و عارف رسول زاده زالی[۲]

[۱]گروه مهندسی برق، دانشکده مهندسی، دانشگاه شاهد، تهران، ایران
[۲]دانشکده مهندسی برق، دانشگاه صنعتی آیندهوون،آیندهوون، هلند

چکیده- در این مقاله به تحلیل و شبیه سازی لیزر فانو با نانوکاواک غیرفعال می‌پردازیم. در ابتدا، به معرفی معادلات حاکم بر لیزر پرداخته و با استفاده از روش‌های عددی، لیزر در دو ناحیه عملکرد خروجی پالس و پیوسته مورد بررسی قرار خواهد گرفت. بوسیله مدولاسیون فرکانس رزونانس نانوکاواک و ضریب شکست، عملکرد ناحیه پالس و ویژگی‌های ان بررسی خواهد شد. همچنین،اثرات ضرایب کیفیت نانوکاواک و افزایش پهنای خط بر روی عملکرد لیزر بهینه سازی شده است.

کلید واژه- لیزر فانو، نانو کاواک غیرفعال، فرکانس رزونانس، ضریب کیفیت، افزایش پهنای خط

Fano laser simulation with passivenanocavity and investigation of effect of quality factor andLinewidth enhancementparameters on laser output

MohammadHeydari[1], Mohammad Hasan Yavari[1], and ArefRasoulzadeh Zali[2]

[1]Dept. of Electrical Eng., School of Engineering, Shahed University, Tehran, Iran
[2]IPI-ECO Research Institute, Eindhoven University of Technology, Eindhoven, the Netherlands
mohammad.heydari@shahed.ac.ir
mh.yavari@shahed.ac.ir
a.rasoulzadehzali@tue.nl

Abstract-In this paper, we analyze and present a simulation of a Fano laser with passive nanocavity. First, we introduce governing equations of the laser and by using numerical methods the laser two modes of operation consisting of continuous and pulse output will be examined. By modulation of the nanocavity resonance frequency and refractive index, pulse regime operation and its characteristic will be investigated. Also, the effects of quality factor and Linewidth enhancement on the laser performance are optimized.

Keywords: Fano Laser, passive nanocavity, Resonance frequency, quality factor, Linewidth enhancement

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27thIranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)
The 12thIranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)
University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021.

1. Introduction

Photonic crystal FanoLaser (FL)which one of the mirrors is based on Fano resonance was demonstrated recently. Ithas a rich physics and attracted many attention among scientists [1]. The performance of the Fano laser is based on the theory of the Fano phenomenon which is interference of discrete mode with continuum of modes [2]. Thus Fano laser has a unique mode-selection feature compared to conventional photonic crystal lasers.In addition, the nonlinear effects within the nanocavity, even in the absence of external modulation, cause the train of light pulses, which is called the self-pulsation.This process was analyzed in [3].Large signal models, small signal models and small signal circuit models were presented in [4 ,6].

2. Structure

The photonic crystal FL is created on a photonic crystal membrane with a periodically placed triangular air-holes, c.f. in Fig. 1. The right mirror is based on interference between nanocavity (by moving the holes) and waveguide which is an interference between discrete mode and continuum of waveguide modes. The nanocavity is created from a point defect by removing a hole.The laser cavity is also made of linear defects inside the photonic crystal membrane and two mirrors [1,2]. The left mirror of the Fano laser is a conventional mirror made by blocking a photonic crystal waveguide.The active area of the laser is assumedto be three-layer stack of InAs quantum dots [5].

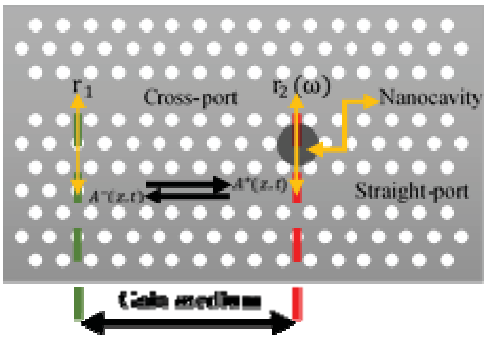


Fig. 1: The Fano laser structure

3. Equations

The governing equations of the laser are as follows [1]:

$$dA^{+}/dt = 1/2(1-i\alpha)\Gamma v_g g_N (N(t)-N_s)A^{+}(t) + \gamma_L\left[A^{-}(t)/r_2(\omega)-A^{+}(t)\right] \quad (1)$$

$$dA^{-}(t)/dt = (-i\delta_c)\gamma_T A^{-}(t) - p\gamma_c A^{+}(t) \quad (2)$$

$$dN/dt = j/eV_c - R(N) - v_g g(N) - I(t)/V_p \quad (3)$$

$$\gamma_T = \gamma_c + \gamma_i \quad (4)$$

where,α is linewidth enhancement factor, Γ is waveguide confinement factor, $g_N$is differential gain, N_s is steady state carrier density, γ_L is inverse of the cavity round-trip time, r_2 is Fano reflection coefficient, δ_c is detuning of the laser frequency, γ_T is total passive decay rate,γ_c is nanocavity waveguide coupling decay rate, γ_i is out-of-plane and scattering losses decay rate, $R(N)$ is recombination rate and $I(t)$isphoton number. Also, $A^{+}(t)$, $A^{-}(t)$, and N(t) are the forward wave, the backward wave, and the carrier density, respectively.

Fano laser has two working regimes, pulsed regime and continuous wave regime. In this article, we will investigate these two regimes and examine the parameters affecting them.

4. Simulations

4.1. Pulsing regime

Here, for our analysis we assume nanocavity is passive, which means that the gain region is only confined in the waveguide region[1]. In other words, nanocavity is passive and there is no absorption in the nanocavity[3].To model the laser in pulse mode, we need to modulate the nanocavity resonance frequency. In other words, if a sinusoidal wave is applied to change the nanocavity refractive indexand frequency consequently, the laser output becomes pulsed. The harmonic frequency that we apply to the nanocavity is as following[1]:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$$\omega_c(t) = \omega_r + \eta\gamma_T \cos(2\pi f_{mod} t) \quad (5)$$

where, f_{mod}=1 GHz. Depending on the amplitude of η, the output will change.

4.1.1. Current effect

As the current increases, the output pulse becomes more symmetric. This is shown in Figure. 2.

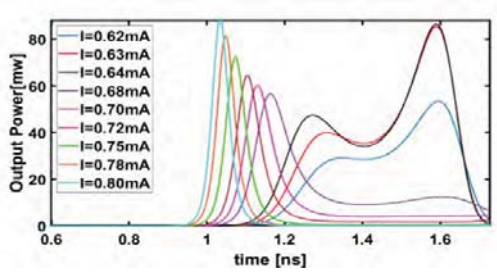


Fig. 2 : Laser output power for different current and constant η=1.8

4.1.2. Modulation amplitude frequency effect(η)

By increasing η from 1.8 to 2 and considering bias currents of 0.68mA, as indicated in Fig. 3 the output pulses tend to be symmetric. Thus in this case to have symmetric pulse, increasing the current is not needed. On the other hand the output power decreases. Since by increasing of $\eta$the detuning increases which increases the output power somehow. However by increasing ηthan 2, the power decreases.In the pulse output mode, the carrier density will also be in the form of a wave with alternating repetitions. The carrier density in this case is as Figure. 4.

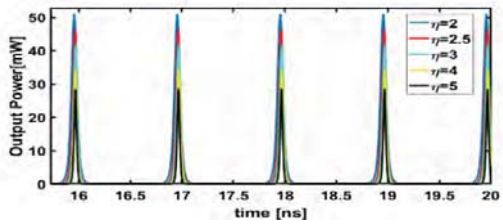


Fig. 3: Laser output power for different η and constant current (I=0.68mA)

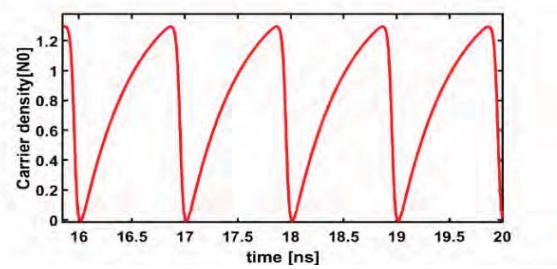


Fig. 4: Carrier density withpassivenanocavity in pulse mode

4.1.3. Quality factor

The governing equations of the quality factor and the output power are as follows [1]:

$$Q_x = \omega_0 / 2\gamma_x \quad (6)$$

$$p_x = 2\varepsilon_0 nc\left(\gamma_p/\gamma_c\right)\left|A^-(t)\right|^2 \quad (7)$$

According to Equation 6, the loss rate (γ_x) decreases with increasing quality factor.Based on Equation 7, which represents the output power, since γ_P has the highest value among laser losses, thus it has more decreasing changes than γ_C.Therefore, with increasing quality factor, power decreases as shown in Fig.5.

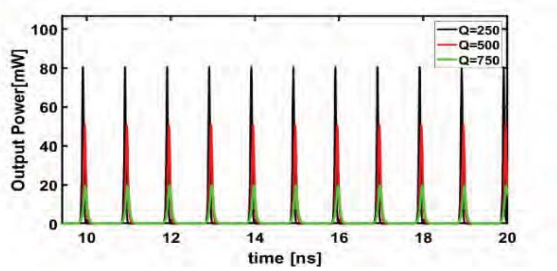


Fig. 5: Output power changes with quality factor

4.1.4. Confinement factor and Linewidth enhancement factor

According to equation 1, these parameters increase $\frac{dA^+}{dt}$and as a result the output power will increaseasshown in Figures. 6.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27thIranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)
The 12thIranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)
University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021.

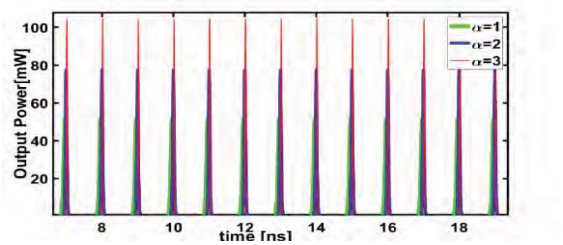
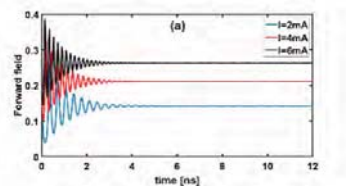
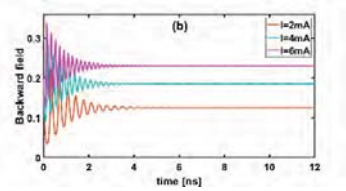


Fig. 6: Output power changes with Linewidth enhancement factor

4.2. Continuous regime

As the bias current increases much more than the threshold current, the laser will enter a continuous mode regime. Figures 7-a, 7-b, 7-c and 7-d show the forward field, backward field, carrier density and output power, respectively.Increasing the current will increase the carrier densityinside the active region of laser and consequently the forward and backward fields, are amplified.We see the amplitude of the forward field (A^+) for different currents in (Figure. 7-a).Due to the losses within the waveguide, the amplitude of the backward field (A^-) will decrease in amplitude oscillations and consequently decrease in the steady state of the wave, relative to the amplitude of the forward field as shows in (Figure. 7-b).As mentioned above, when the waveguide cavity is pumped, the carrier density of the waveguide cavity increases and after initial oscillations, it will reach its steady state equal to the transparency carrier density, which is shown in (Figure.7-c). However, for the injection current higher than the laser threshold current and after the initial oscillations, the laser output power will reach its steady state as shown in (Figure.7-d).





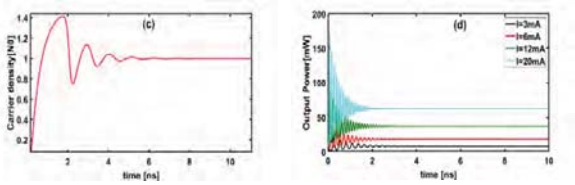


Fig. 7:Outputs in continuous regime(a)Forward field, (b)Backward field, (c) Carrier density, (d) Output power

5. Conclusion

In this paper, the Fano laser with the passive nanocavity structure was numerically investigated and its dynamical operation regimes was explained. The governing equations were solved using the finite difference method. It was observed that by changing the modulation amplitude frequency effect($\boldsymbol{\eta}$)from 2 to 5 and the quality factor from 250 to 750reduces the laser output power. Moreover, by changing Linewidth enhancement factor from 1 to 3increasesthe laser output power.

References

[1] J. Mork, Y. Chen, and M. Heuck, "Photonic crystal Fano laser: terahertz modulation and ultrashort pulse generation,"Physical review letters, vol. 113, p. 163901, 2014.

[2] J. Mork, Y. Yu, T.S. Rasmussen, and Yvind. k, "Semiconductor Fano Laser," *Quantum Electronics*,vol. 4, p. 648, 2019.

[3] T.S. Rasmussen,Y. Yu, and J. Mork, "Theory of Self-pulsing in Photonic Crystal Fano Lasers,"Laser & Photonics Reviews, vol. 11, p. 1700089, 2017.

[4] R.A. Zali, M.K.Moravvej-Farshi, andM.H,Yavari,"Small-Signal Equivalent Circuit Model of Photonic Crystal Fano Laser,"*Quantum Electronics*, vol. 25, p. 4900108, 2019.

[5] Y. Yu, W. Xue, E. Semenova, K. Yvind, and J. Mork, "Demonstration of a self-pulsing photonic crystal Fano laser," *Nature Photonics*, vol. 11, p. 81, 2016.

[6] R.A. Zali, M.K, Moravvej-Farshi, Y. Yu, andJ. Mork, "Small and Large Signal Analysis of Photonic Crystal Fano Laser,"Journal of Lightwave Technology, vol. 36, no. 23, pp. 5611–5616, Dec. 2018.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۲۱۸۱-۱۰-A

انتشار نور در آرایه یک‌بعدی مارپیچی فیبوناچی از موجبرهای نوری

محسن یعقوبی*[۱]، مجتبی گلشنی[۲]

[۱]دانشکده علوم پایه، بخش فیزیک، دانشگاه تربیت دبیر شهید رجایی، تهران

[۲]دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید باهنر کرمان، کرمان

***mohsenyaghoobi121072@gmail.com**

چکیده:در این مقاله به بررسیتاثیر اندازه شعاع چرخش بر انتشار نور در آرایه یک‌بعدی مارپیچی فیبوناچی از موجبرهای نوریمی-پردازیم.نتایج عددی بدست آمده نشان می دهد که در اختلاف ثابت انتشار کوچک، افزایش شعاع چرخش باعث کاهش گسترش جانبی نوردر طول انتشار و نهایتا منجر به جایگزیدگی عرضی می‌گردد، اما در اختلاف ثابت انتشار بزرگ، بدون توجه به مقدار شعاع چرخش،نور بدون گسترش عرضی در راستای طولی منتشر می‌شود و شعاع چرخش تاثیر قابل ملاحظه‌ای بر رفتار آن ندارد.

کلید واژه: آرایه مارپیچی فیبوناچی از موجبرهای نوری، جایگزیدگی عرضی، نرخ مشارکت

Light Propagation ina 1DTwistedFibonacci Optical Waveguide Array

Mohsen Yaghoobi[1], Mojtaba Golshani[2]

[1]DepartmentofPhysics, Shahid Rajaee Teacher Training University, Tehran
[2]Faculty of Physics, Shahid Bahonar University of Kerman, Kerman

***mohsenyaghoobi121072@gmail.com**

Abstract - In this paper, we investigate the effect of rotational radius on light propagation in 1D twisted Fibonacci optical waveguides array. The numerical results show that for small values of propagation constants discrepancy, increasing of the radius of rotation reduces the lateral spreading of light and results in transverse Localization. However, at a larger propagation constant discrepancy, regardless of the value of the rotational radius, light propagates without considerable transverse spreading, and the radius of rotation does not have a significant effect on its behavior.

Keywords: TwistedFibonacci Optical Waveguide Array, Transverse Localization, Participation rate

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

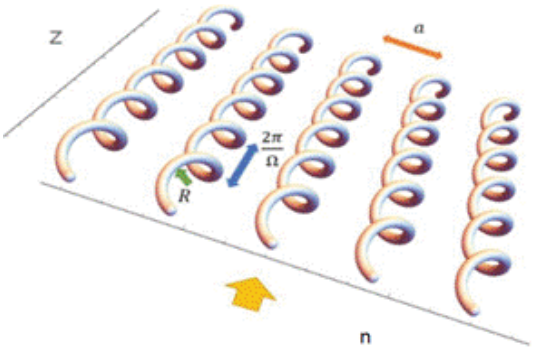
مقدمه

آرایه‌ای موجبرهای نوری، یک سیستم ایده‌آل برای بررسی پدیده‌های گوناگون مربوط به سیستم‌های گسسته است و از آنجایی‌که امکان مشاهده مستقیم تحول تابع موج را فراهم می-کنند، بسیار مورد توجه می‌باشند[۲،۱].تاکنون پدیده‌های گوناگونی از جمله جایگزیدگی اندرسون، تقارن پاریته-زمان و خاصیت حفاظت توپولوژیکی در آرایه‌های مختلفی از موجبرهای نوری مورد بررسی قرار گرفته‌اند[۴،۳]. با توجه به اینکه که آرایه موجبرهای نوری یک آزمایشگاه در دسترس و ارزان برای بررسی پدیده‌های مختلف در سیستم‌های گسسته اپتیک و ماده چگال است، می‌تواند در شبیه سازی تاثیر چرخش موجبرها بر انتشار نور مورد استفاده قرار گیرد. این چرخش از آنجایی‌که مشابه اعمال میدان مغناطیسی بر بلور الکترونی است، بسیار مورد توجه است. در کارهای گذشته تاثیر چرخش موجبرها بر آرایه‌های نوری منظم و بی‌نظم مورد بررسی قرار گرفته است، اما درباره رفتار امواج نوری در آرایه-های شبه‌منظم (شبه‌بلور فوتونی)، اطلاعات کمی در دسترس می‌باشد. آرایه موجبرهای نوری فیبوناچی یک از این آرایه‌ها است که دارای ویژگی‌های نوری جذابی می‌باشد[۶،۵]. در آرایه‌های نوری فیبوناچی، ثابت انتشار یا فاصله بین موجبرها بر اساس الگوی فیبوناچی انتخاب می‌شوند.در این مقاله با بررسی مستقیم نحوه تحول نور و همچنین محاسبه نرخ مشارکت، اثر شعاع چرخش بر انتشار نور در آرایه چرخشی موجبرهای فیبوناچی مورد بررسی قرار خواهد گرفت.

معرفی سیستم

سیستم مورد مطالعه، آرایه یک بعدی از N موجبر مارپیچی می‌باشد که در فاصله ثابت a از یکدیگر قرار گرفته اند (شکل ۱).تعداد و ثابت انتشار موجبرها،همانطور که در ادامه بیان خواهد شد، بر اساس الگوی فیبوناچی تعیین می‌شود. در این پژوهش تنها جفت‌شدگی به همسایه‌های اول درنظر گرفته خواهد شد؛ بنابراین هر موجبر با موجبرهای کناری خود انرژی مبادله می‌کند.در تقریب جفت شدگی مدها ، معادلات تنگ-بست حاکم بر انتشار دامنه میدان الکتریکی موجبر nام E_nبه صورت زیر است[۴]:

$$-i\,\frac{\partial E_n}{\partial z} = \beta_n\,E_n + c\sum_{<m,n>} e^{iA(z).r_{m,n}}\,E_m$$



شکل ۱: آرایه یک‌بعدی مارپیچی از موجبرهای نوری

که در آن $< m,n >$ نشان‌دهنده جمع روی نزدیک‌ترین همسایه‌های موجبر nام است.در نوشتن معادلات، فرض شده است که موج دارای قطبش در یک راستای مشخصی باشد، به همین دلیل به صورت اسکالر نوشته شده‌اند. در رابطه فوق، بردار

$$A(z) = k_0 R\Omega[sin(\Omega z), -cos(\Omega z), 0]$$

نشان دهنده‌ی پتانسیل برداری معادل با چرخش موجبرها، Ω فرکانس چرخش، k_0 عدد موج در محیط، Rشعاع چرخش، β_n ثابت انتشار موجبر nام ، c ضریب جفت شدگی بین موجبرهای مجاور، و نهایتا $r_{j,k} = r_j - r_k$اختلاف مکان بین موجبر jام و kام است.هدف این مقاله بررسی نحوه انتشار نور در آرایه یک‌بعدی چرخشی از موجبرها، که در آنثابت انتشار موجبرها بر اساس الگوی شبه‌بلور فیبوناچی انتخاب شده اند، می‌باشد. بدین منظور، با انتخاب دو ثابت انتشار β_A و β_B (دو نوع موجبر متفاوت)، بسته به تعداد موجبرهاN، ثابت انتشار موجبرها از مجموعه B_N،

$$B_0 = \{\beta_A\}$$
$$B_1 = \{\beta_B\}$$
$$B_2 = B_0B_1 = \{\beta_A, \beta_B\}$$
$$B_3 = B_1B_2 = \{\beta_B, \beta_A, \beta_B\}$$
$$B_5 = B_2B_3 = \{\beta_A, \beta_B, \beta_B, \beta_A, \beta_B\}$$
$$B_8 = B_3B_5 = \{\beta_B, \beta_A, \beta_B, \beta_A, \beta_B, \beta_B, \beta_A, \beta_B\}$$

انتخاب می‌شوند[۶]. با توجه به الگوی فوق، تعداد موجبرها تنها می‌تواند یکی از اعداد فیبوناچی ۲، ۳، ۵، ۸، ۱۳، ۲۱، ۳۴، ۵۵،

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

۸۹ و ... باشد. در این مقاله تعداد موجبرها ۵۵ درنظرگرفته شده است.از آنجایی‌که یک جابجایی مشخص در ثابت انتشار کلیه موجبرهامعادل ضرب دامنه میدان کلیه موجبرها در یک فاز ثابت است، بدون از دست‌دادن کلیات مسئله می‌توان $\beta_A = 0$ و $\beta_B = \beta_0$درنظرگرفت، که در آن β_0 اختلاف ثابت انتشار بین موجبرهای متفاوت است.

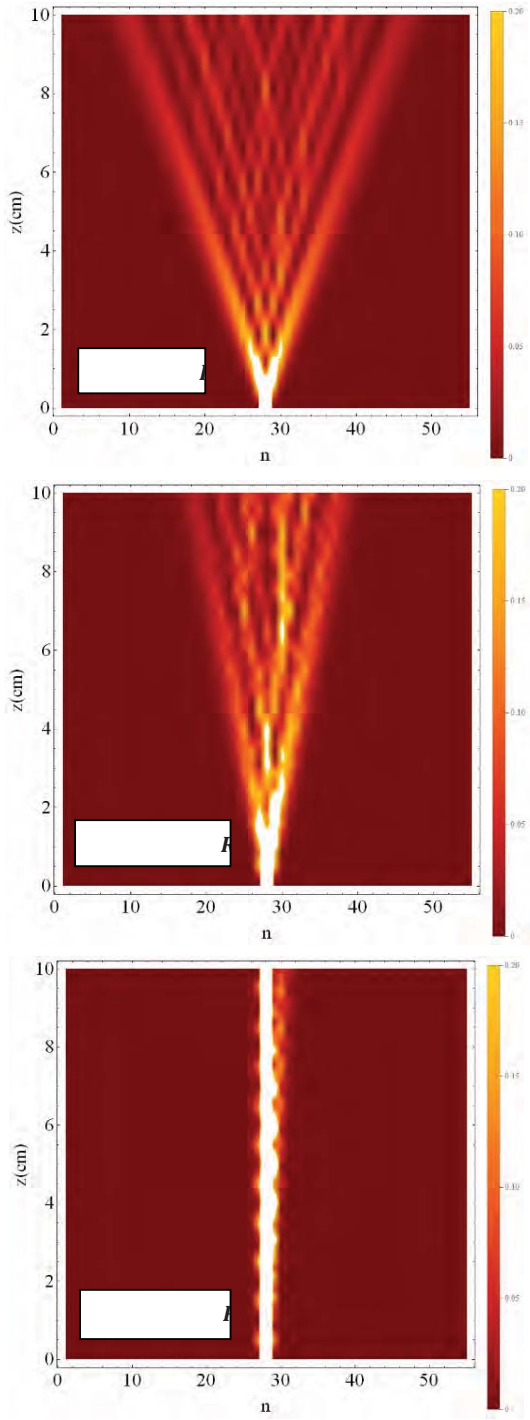
به منظور بررسی میزان گسترش عرضی نور، می‌توان از معیار نرخ مشارکت$PR = \frac{\left(\sum_{n=1}^{N}|E_n(z)|^2\right)^2}{\sum_{n=1}^{N}|E_n(z)|^4}$استفاده کرد. این معیار تعداد موجبرهای اشغال‌شده توسط نور را نشان می‌دهد. بنابراین هرچه نرخ مشارکت بزرگتر باشد، گسترش عرضی نور نیز بیشتر خواهد بود.

نتایج عددی

معادلات حاکم بر سیستم شامل$N = 55$ موجبر نوری، به ازای پارامترهای

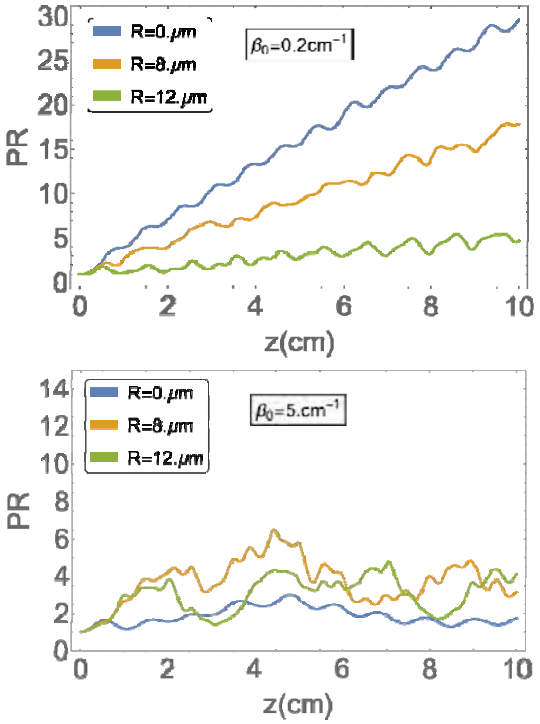
$\Omega =$
$a =$

به صورت عددی حل شده‌اند. شرط اولیه به صورت ورود نور در موجبر میانی $n_0 = 28$،$E_n(z = 0) = \delta_{n,n_0}$درنظر گرفته شده است.شکل‌های (۲)و (۳) به ترتیب نشان دهنده‌ی نحوه انتشار نور برای سه شعاع چرخشRمتفاوت صفر (موجبرهای مستقیم)، ۸ میکرون و ۱۲ میکرون، برای دو اختلاف ثابت انتشار کوچک $\beta_0 = 0.2\ cm^{-1}$ و بزرگ $\beta_0 = 5\ cm^{-1}$می‌باشند.علاوه‌براین، شکل (۴) نحوه تغییر نرخ مشارکت برحسب طول انتشار را برای پارامترهای مورد استفاده در شکل‌های (۲) و (۳) نشان می‌دهد.با توجه به شکل (۲) و قسمت اول شکل (۴)، در اختلاف ثابت انتشار کوچک $\beta_0 = 0.2\ cm^{-1}$، در شعاع‌های چرخش کوچک، با افزایش شعاع چرخش، میزان گسترش عرضی نور کاهش می‌یابد. در مقادیر بزرگ‌تر شعاع چرخش، گسترش عرضی انرژی متوقف شده، نور در تعداد محدودی از موجبرها باقی مانده و وارد رژیم جایگزیدگی عرضی رخ می‌دهد. بنابراین، افزایش شعاع چرخش، کاهش گسترش عرضی پرتو را بدنبال دارد. اما همانطور که شکل (۳) و قسمت دوم شکل (۴) نشان می‌دهد، در اختلاف ثابت انتشار بزرگ $\beta_0 = 5\ cm^{-1}$، بدون توجه به مقدار شعاع چرخش سیستم در رژیم جایگزیده قرار دارد، و افزایش شعاع چرخش تاثیر قابل‌ملاحظه‌ای بر نرخ مشارکت و میزان گسترش عرضی نور ندارد.

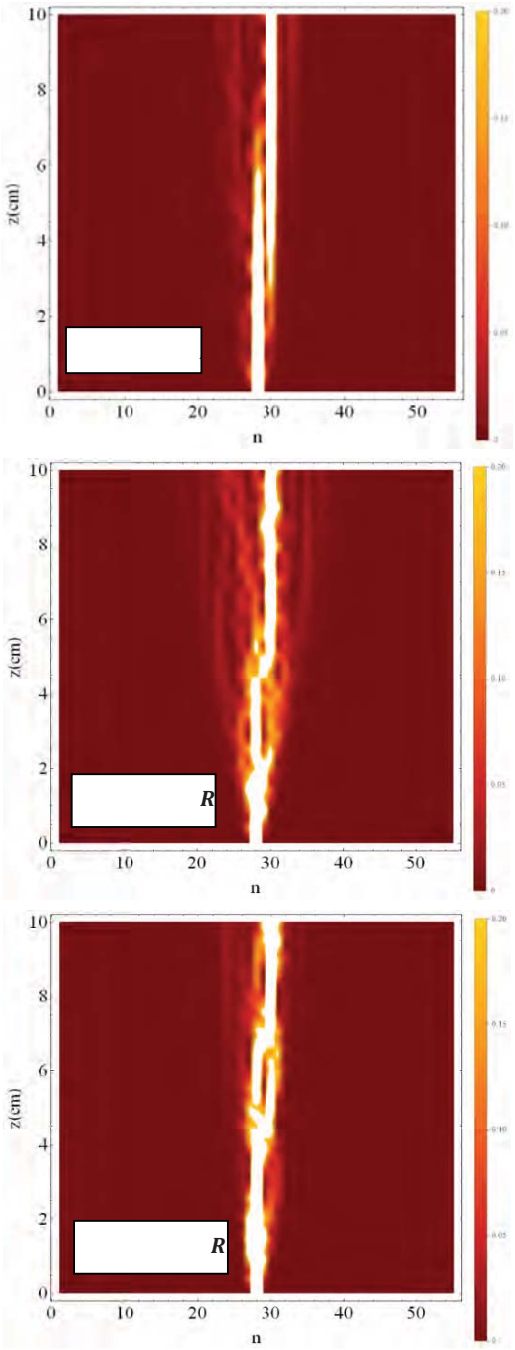


شکل۲: الگویانتشار نور برای شعاع های چرخش متفاوت در اختلاف ثابت انتشار $\beta_0 = 0.2\ cm^{-1}$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۴: نحوه تغییرنرخ مشارکت برحسب طول انتشار برای شعاع-های چرخش متفاوت در دو اختلاف ثابت انتشار مختلف



شکل۳: الگوی انتشار نور برای شعاع های چرخش متفاوت در اختلاف ثابت انتشار $\beta_0 = 5\ cm^{-1}$

خلاصه و نتیجه‌گیری

در این مقاله، به بررسی نحوه انتشار و جایگزیدگی نور در آرایه چرخشی یک بعدی فیبوناچی از موجبرهای نوری پرداخته شد.

نتایج عددی بدست آمده نشان می‌دهد که بسته به مقدار اختلاف ثابت انتشار، افزایش شعاع چرخش تاثیر متفاوتی بر الگوی انتشار نور دارد. در اختلاف ثابت انتشار کوچک، افزایش شعاع چرخش کاهش گسترش عرضی انرژی را بدنبال دارد، درحالی‌که در مقادیر بزرگ اختلاف ثابت انتشار، سیستم در رژیم جایگزیده قرار دارد و افزایش شعاع چرخش تاثیر قابل ملاحظه‌ای بر میزان گسترش عرضی نور ندارد.

مرجع ها

[1]S. Longhi, Laser & Photon. Rev. 3, 243 (2009).
[2]D. N. Christodoulides, F. Lederer, and Y. Silberberg, Nature 424, 817 (2003).
[3]Tal Schwartz, Guy Bartal, Shmuel Fishman, and Mordechai Segev,Nature 446, 52 (2007).
[4]Mikael C. Rechtsman et al., Nature 496, 196 (2013).

[5]R.B., Capaz, B.Koiller, S.L.A.de Queiroz, Phys. Rev. B 42, 6402 (1990).
[6]M. Tavakoli, Y. SeyedJalili,Journal of Theoretical and Applied Physics8 (113) (2014).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۵۹-۱۰-A

طراحی شبکه شکل‌دهی پرتو فوتونیکی با استفاده از تشدیدکننده‌های حلقوی

مهدی پیری[۱]، بیژن عباسی آرند[۲]

[۱]دانشجوی کارشناسی ارشد، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه تربیت مدرس(mahdipiri@modares.ac.ir) [۲]عضو هیئت علمی، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه تربیت مدرس(abbasi@modares.ac.ir)

چکیده -**در این مقاله یک ساختار شکل‌دهی پرتو با استفاده از مدارات مجتمع سیلیکون فوتونیک طراحی و شبیه سازی شده است. چرخش پیوسته بیم و داشتن قابلیت تنظیم از ویژگی‌های مهم ساختار پیشنهادی است. برای طراحی شبکه شکل‌دهی پرتو از تشدیدکننده‌های‌حلقوی به عنوان المان پایه طراحی استفاده کرده‌ایم. همچنین به منظور ایجاد قابلیت تنظیم ساختار، از گرماسازهای فلزی، بالای موجبرها استفاده شده‌است. فرکانس RF ساختار ۴۰GHz و طول موج لیزر برای مدولاسیون سیگنال الکتریکی به نوری،۱۵۵۰nm است. نتایج بدست آمده امکان دستیابی به حداکثر پهنای باند ۱۷.۳۱۵GHzو حداکثر دامنه تاخیرگروه ۲۸۴psرا نشان می‌دهد.**

کلید واژه- شکل‌دهی پرتو، سیلیکون فوتونیک، تشدیدکننده‌حلقوی، اثر ترمواپتیک.

Design of Photonic Beamforming Network using Ring-resonators

MahdiPiri[1], BijanAbbasiArand[2]

[1]Faculty of Electrical and Computer Engineering, Tarbiat Modares University,Iran(mahdipiri@modares.ac.ir)
[2]Faculty of Electrical and Computer Engineering, Tarbiat Modares University,Iran(abbasi@modares.ac.ir)

Abstract- **In this paper, a beamforming structure is designed and simulated using silicon photonic integrated circuits. Continuous beamsteering and tunability are important features of the proposed structure. To design the beamforming network, we have used ring-resonators as the base element. Also, in order to make the structure tunable, metallic heaters have been used on top of the waveguides. The RF frequency of the structure is 40 GHz and the laser wavelength for the modulation of the electrical signal to optical is 1550 nm. The results show the possibility of achieving a maximum bandwidth of 17.315 GHz and a maximum Group delay of 284 ps.**

Keywords: Beamforming, Silicon Photonic, Ring-resonator, Thermo-optic effect.

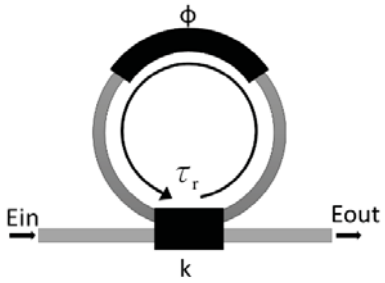
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

با رشد ارتباطات بی‌سیم،استفاده از امواج موج میلیمتری به دلیل داشتن پهنای باند زیاد و اندازه آنتن کوچک،به خصوص در نسل پنجم شبکه‌های موبایل مورد توجه قرار گرفته است. یکی از تکنولوژی‌هایی که در نسل پنجم شبکه‌های موبایل مطرح است، استفاده از شکل‌دهی پرتو و آنتن‌های آرایه فازی، به منظور کاهش تداخل بین کاربرها و افزایش کیفیت خدمت‌رسانی است[۲,۱]. برای پیاده-سازی شکل‌دهی پرتو رویکردهای الکترونیکی با محدویت-هایی مثل پهنای باند کم، تلف زیاد، ابعاد و وزن بزرگ روبرو هستند، برای مقابله با چنین محدویت‌هایی استفاده از ساختارهای مایکروویو فوتونیک پیشنهاد شده است. که از جمله ویژگی های چنین ساختارهایی می‌توان به پهنای باند بسیار بزرگ، تلف کم، ایمنی دربرابر تداخلات الکترو مغناطیسی، قابلیت تنظیم سریع و ... اشاره کرد که موجب علاقه‌مندی به استفاده از چنین ساختارهایی در بین محققان شده است[۳] .

پیاده‌سازی شبکه شکل‌دهی پرتو با استفاده از شیفت دهنده‌های فاز به دلیل وابسته بودن این ساختارها به فرکانس کاری موجب ایجاد پدیده انحراف پرتو(Beamsquint) و به تبع آن ایجاد محدودیت در پهنای باند می‌شود، همچنین با افزایش تعداد المان‌های آرایه این اثر نمود بیشتری پیدا می‌کند، برای جلوگیری از این پدیده در ساختارهای پهن باند و با تعداد المان زیاد از ساختارهای تاخیر زمانی حقیقی(True Time Delay) استفاده می‌شود[۴].

پیاده‌سازی شبکه شکل‌دهی پرتو فوتونیکی به دو صورت فیبرپایه و مدار مجتمعی قابل انجام است که در حالت فیبرپایه ساختارهایی مانند استفاده از فیبرهای با پاشندگی مختلف و لیزر با قابلیت تنظیم طول موج[۵]، استفاده از توری براگ فیبری(FBG)[۶] و ... پیشنهاد شده و در حالت مدار مجتمعی نیز از ساختارهایی مانند ماتریس‌های تاخیر با قابلیت سوییچ[۷]، توری براگ مجتمع[۸] و .... استفاده می‌شود.



شکل ۱: تشدید کننده حلقوی

در این مقاله از تشدیدکننده‌های‌حلقوی به عنوان المان ایجاد کننده تاخیر زمانی به دلیل عدم نیاز به لیزر با طول موج قابل تغییر و امکان چرخش پیوسته بیم استفاده شده است. نتایج شبیه‌سازی پهنای باند تا حدود ۱۷GHz با ریپل ناحیه عبور ۳.۵ps را به منظور ایجاد تاخیر زمانی مورد نیاز برای چرخش پرتو از ۸۰- درجه تا ۸۰+ را نشان می‌دهد.

تحلیل تشدیدکننده‌حلقوی

همان‌طور که در شکل بالا مشاهده می‌شود تشدیدکننده-حلقوی در واقع یک تزویج‌کننده جهتی است که ابتدا و انتهای یکی از موجبرهایش به هم وصل شده‌اند. این نکته، نقطه شروع تحلیل روابط حاکم بر تشدیدکننده‌های‌حلقوی است. پس از انجام محاسباتی می‌توان اثبات کرد تاخیرگروه یک تشدیدکننده‌حلقوی از رابطه زیر محاسبه می‌شود.

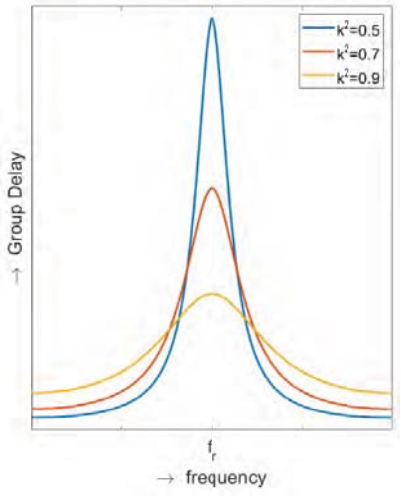
$$\tau_g = \frac{k^2\tau_r}{2-k^2-2\sqrt{1-k^2}\cos(\omega\tau_r+\phi)} \quad (۱)$$

k ضریب تزویج میدان، τ_rمدت زمان طی مسیر حلقه(Round-trip time) و ϕ اختلاف فاز اعمالی توسط گرماساز حلقه است. همانطور که در شکل ۲ مشاهده می-شود با کنترل ضریب تزویج امکان کنترل دامنه تاخیرگروه و با کنترل فاز اعمالی توسط حلقه امکان کنترل فرکانس رزونانس تشدیدکننده‌حلقوی وجود دارد.

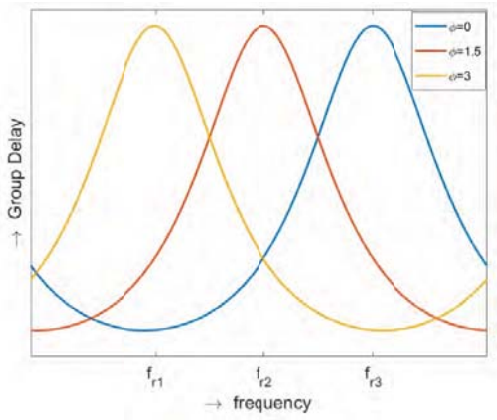
به منظور کنترل ϕ یک گرماساز در قسمت حلقه و برای کنترل ضریب تزویج بین موجبر مستقیم و حلقه(k) از یک ماخ‌زندر که در یکی از شاخه هایش یک گرماساز قرار داده

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

ایم استفاده شده است. ساختار حلقه-ماخزندر در شکل۳ مشاهده می‌شود.

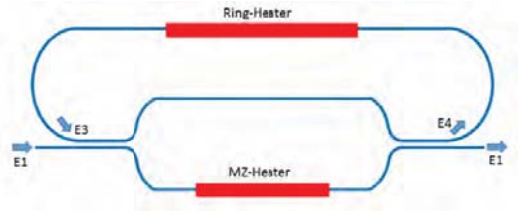


(الف)



(ب)

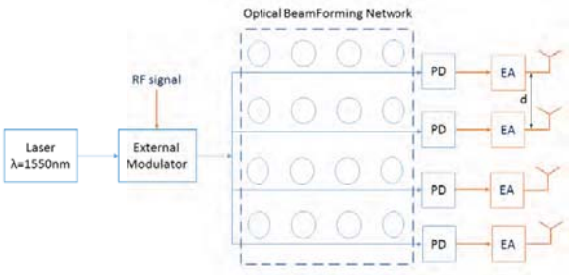
شکل۲: تغییرات نمودار تاخیرگروه تشدیدکننده‌حلقوی به ازای تغییر(الف)ضریب تزویج میدان (ب)اختلاف فاز اعمالی توسط حلقه



شکل ۳: ساختار حلقه-ماخزندر

معرفی و تحلیل نتایج ساختار پیشنهادی

ساختار پیشنهادی برای کنترل تاخیر زمانی اعمالی به المان‌های آرایه در شکل ۴ نشان داده شده است. هدف ما در این مقاله صرفاً طراحی قسمت OBFN است. در ساختارپیشنهادی فرض ما این است که سیگنال RF قبل از ورود به ساختار شکل‌دهی پرتو به صورت تک‌باند بدون-حامل



شکل ۴: شمای کلی ساختار پیشنهادی

مدوله شده است و با توجه به این فرض پهنای باند موردنیاز هر مسیر خط تاخیر برابر است با پهنای باند سیگنال RF. همچنین فرکانس مرکزی سیگنال RF، ۴۰ GHz ، تعداد المان‌ها ۴ و زاویه اسکن موردنظر برای طراحی از ۸۰-درجه تا ۸۰+است. ساختار موجبری استفاده شده ساختار موجبر نواری سیلیکون فوتونیک با ابعاد ۲۲۰ nm*۵۰۰ nmاست، و گرماسازها در بالای موجبر قرار گرفته‌اند، با اعمال توان به گرماساز دمای ساختار تغییر کرده و با توجه به اثر ترمواپتیک، اعمال توان موجب تغییر ضریب شکست ساختار و به تبع آن تغییر میزان تاخیر اعمالی می‌شود.

به منظور افزایش پهنای باند ناحیه رزونانس نمودار تاخیرگروه، از cascade کردن ۴ تشدیدکننده‌حلقوی استفاده شده است. لازم به ذکر است فاصله بین تشدیدکننده‌های‌حلقویcascade شده با توجه به شبیه-سازی‌های صورت گرفته باید حداقل برابر۷۰۰ nm باشد تا تزویجی بین تشدیدکننده‌های‌حلقوی ایجاد نشود.

اختلاف تاخیر زمانی بین دو المان مجاور به منظور انتقال بیم از صفر درجه به زاویه θ از رابطه$\Delta\tau = \frac{d\ sin\theta}{c}$ قابل محاسبه است.برای جلوگیری از ایجاد گریتینگ لوب فاصله بین المان‌ها را برابر نصف طول‌موج انتخاب می‌کنیم. بنابراین برای انتقال پرتو از زاویه ۸۰- درجه به ۸۰+ درجه به اختلاف تاخیرگروه بین دو المان مجاور به اندازه ۲۵psنیاز داریم که حداکثر تاخیرگروه مورد نیاز برای جاروب زوایای بیان شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$\Delta\tau_{max} = 2$

ابعادالمان‌های پایه مانند طول حلقه و طول تداخل‌سنج ماخ‌زندر، ابعاد گرماسازها و همچنینتوان‌های اعمالی به گرماسازها طوری تعیین می‌شوند که قابلیت دستیابی به این مقدار تاخیر زمانی بین مسیرهای موازی شبکه شکل-دهی پرتو را در یک پهنای باند مناسب فراهم کنند.

در شکل ۵چند نمونه از نمودارهایتاخیرگروه شبکه شکل-دهی پرتو نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می-شود یک دادوستدی بین دامنه تاخیرگروه و پهنای باند آن وجود دارد که با افزایش دامنه تاخیرگروه پهنای باند کاهش پیدا می‌کند. حداکثر پهنای باندی که به آن دست یافتیم پهنای باند ۱۷.۳۱۵GHz بوده که دامنه تاخیرگروه متناظر آن برابر ۶۶.۹۴ps بوده است و بیشینه تاخیرگروه به دست آمده برابر ۲۸۴ps در پهنای باند حدود ۳GHz است. با تنظیم مناسب توانهای اعمالی به گرماسازهای حلقه و ماخ زندر هرکدام از تشدیدکننده‌های‌حلقوی cascade شده، امکان دستیابی به هر مقدار تاخیرگروه وجود دارد، که به معنای امکان جاروب پیوسته زوایای بیان شده است.

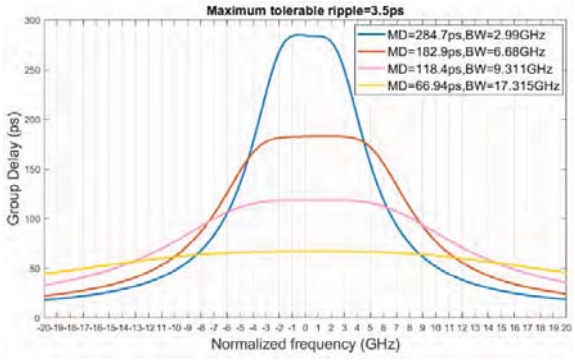
نتیجه‌گیری

در این مقاله یک ساختار شکل‌دهی پرتو به منظور ایجاد قابلیت چرخش پیوسته پرتو آرایه پیشنهاد شده است، که طبق نتایج ارائه شده قابلیت چرخش بیم از زاویه ۸۰- درجه تا ۸۰+ درجه را دارد و پهنای باندی که در آن چنین امکانی را فراهم کرده در حدود ۱۷GHzبا میزان ریپل ناحیه رزونانس ۳.۵ps است. هم چنین برای ایجاد قابلیت تنظیم از گرماسازهایی در بالای موجبرها استفاده شده است که با تغییر توان اعمالی به آن‌ها قابلیت تنظیم پذیری به ساختار نهایی افزوده شده است.

مرجع‌ها

[1] D. Lin *et al.*, “A Tunable Optical Delay Line Based on Cascaded Silicon Nitride Microrings for Ka-Band Beamforming,” *IEEE Photonics J.*, vol. 11, no. 5, pp. 1–10, 2019.

[2] M. Morant, A. Trinidad, E. Tangdiongga, T. Koonen and R. Llorente, "Experimental Demonstration of mm-Wave 5G NR Photonic Beamforming Based on ORRs and Multicore Fiber," in *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 67, no. 7, pp. 2928-2935, July 2019.



شکل ۴: نمودار تاخیرگروه چهار تشدیدکننده‌حلقوی cascade شده با حداکثر تاخیرگروه مختلف و پهنای‌باندهای مختلف

[3] A. Meijerink *et al.*, “Novel ring resonator-based integrated photonic beamformer for broadband phased array receive antennas - Part I: Design and performance analysis,” *J. Light. Technol.*, vol. 28, no. 1, pp. 3–18, 2010.

[4] G. Serafino *et al.*, “Photonics-assisted beamforming for 5G communications,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 30, no. 21, pp. 1826–1829, 2018.

[5] R. D. Esman *et al.*, “Fiber-optic prism true time-delay antenna feed,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 5, no. 11, pp. 1347–1349, 1993.

[6] H. Zmuda, R. A. Soref, P. Payson, S. Johns, and E. N. Toughlian, “Photonic beamformer for phased array antennas using a fiber grating prism,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 9, no. 2, pp. 241–243, 1997.

[7] M. A. Piqueras *et al.*, "Optically beamformed beam-switched adaptive antennas for fixed and mobile broad-band wireless access networks," in *IEEE Transactions on Microwave Theory andTechniques*, vol. 54, no. 2, pp. 887-899, Feb. 2006.

[8] Y. Han, S. Shi, R. Jin, Y. Wang, and Q. Qiu, “Integrated waveguide true time delay beamforming system based on an SOI platform for 28 GHz millimeter-wave communication,” *Appl. Opt.*, vol. 59, no. 26, pp. 7770–7778, 2020.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021), and the 13th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021). University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021

کد مقاله : ۱-۲۴۹۲- ۱۰-A

مدولاتورهای الکترواپتیک ترکیبی سیلیکون و لیتیم نایوبیت

زبیده دادخواه، ذاکرحسین فیروزه، و رضا صفیان

دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه صنعتی اصفهان، اصفهان، ایران

چکیده- این مقاله روی مدولاتورهای لیتیم نایوبیت با روش ساخت آسان متمرکز شده‌است. از این رو، ما استفاده از یک موجبر سیلیکون غیر بلوری به جای موجبر سیلیکون بلوری را مورد بررسی قرار داده‌ایم. سپس، ابعاد موجبر ترکیبی سیلیکون غیر بلوری و لیتیم نایوبیت بهینه‌سازی شده‌است. درنتیجه، یک مدولاتور ماخ-زندر با پهنای باند بالا به کمک شبیه‌سازی‌هایCOMSOL و FDTD طراحی شده‌است.

کلید واژه- مدولاتورهای الکترواپتیک، لیتیم نایوبیت لایه نازک، ساختار ماخ-زندر، موجبرهای نوری،مدارهای مجتمع نوری.

Hybrid Silicon and Lithium Niobate Electro-Optic Modulators

Zobeyde Dadkhah[1,2], Zaker Hossein Firouzeh[1,*], and Reza Safian[1]

[1]Department of Electrical and Computer Engineering, Isfahan University of Technology, Isfahan, Iran

[2]zo.dadkhah@gmil.com, [*]zhfirouzeh@iut.ac.ir

Abstract-This paper has been focused on lithium niobate (LN) modulators with simple fabrication process. For this aspect, we suggest the use of non-crystalline silicon (Si) (poly-Si or a-Si:H) instead of crystalline Si for a hybrid Si and LN optical waveguide. Then, dimensions of the hybrid non-crystalline Si and LNwaveguidewere optimized to obtain a high bandwidth Mach-Zehnder modulator using FDTD and COMSOL simulations.

Keywords:Electro-optic modulators, Thin-film lithium niobate, Mach-Zehnder structure, Optical waveguides, Photonic integrated circuits.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)
The 12th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)
University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021.

1. Introduction

Mach-Zehnder (MZ) electro-optical modulator plays an important role in optical communication systems. This structure isused to analog and digital modulation. In addition, Lithium niobate (LN) is used for commercial electro-optic (EO) modulator thanks to its transparency at telecommunication wavelength and high EO coefficient (r_{33}=31pm/V). The EO modulation property ofLN is due to the Pockels effect (*i.e.*, linear EO modulation effect) [1]. Over the last decade, the thin-film LN (TFLN) on a low refractive index material such as Sio_2 or benzocyclobutene (BCB) has been fabricated using ion implantation and wafer bonding technologies [2]-[3]. Some common materials are used to fabricate hybrid LN waveguidesas the following: Silicon Nitride (SiN, Si_3N_4), Silicon (Si) and LN [2]-[4]-[5]. One of them, Si enables a high field confinement in an optical waveguide. For hybrid crystalline Si (c-Si) and LN waveguide, direct bonding of c-Si and LN wafers is a challenge. The deposition of non-crystalline Si on LN is a simple method to form the hybrid Si and LN waveguide. Unlike c-Si which is a transparent material at telecommunication wavelength, non-crystalline Si has some scattering and absorption loss [6]. In this work, we designed a hybrid non-crystalline Si and LN waveguide for a MZ traveling wave modulator. Also, we calculated V_π.L and EO response of the modulator.

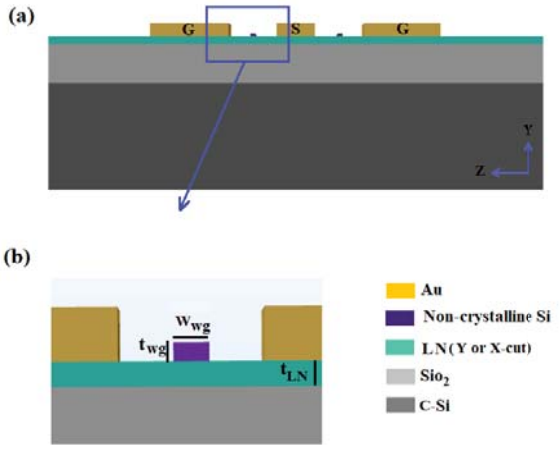


Fig. 1: (a) Cross section of MZ modulator. (b) hybrid non-crystalline Si and LN optical waveguide.

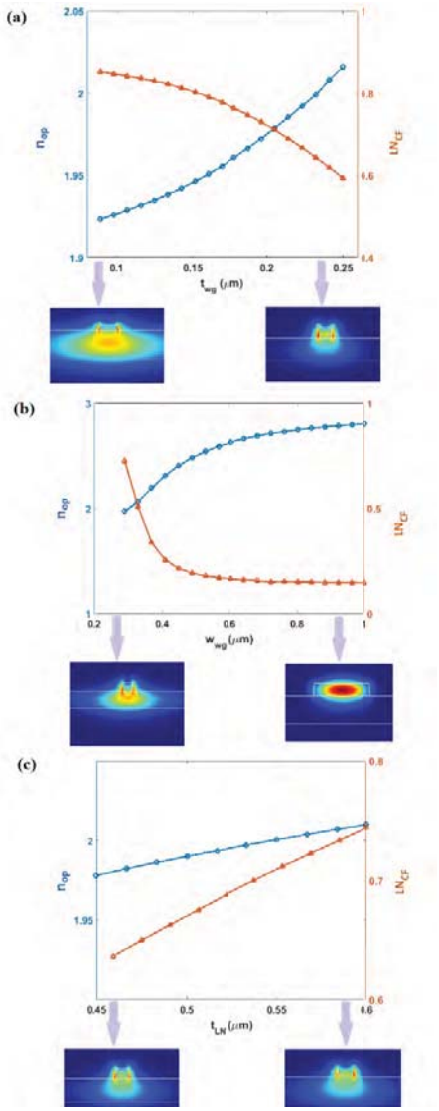


Fig 2: Effect of waveguide dimensions on LN_{CF}, optical mode area and n_{op}. (a) t_{wg} (b) w_{wg} (c) $t_{LN.}$

2. Design of Hybrid Si and LN Optical Waveguide

Schematic of the proposed MZ modulator based on the hybrid non-crystalline Si andLN is shown in Fig. 1. The optical waveguide in each arms of the MZ modulator is located between the signal and ground electrodes. The strong modulation achieves if the optical field in TFLN overlaps with the RF field between two electrodes. The geometrical parameters in Fig. 1bwas selected as

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

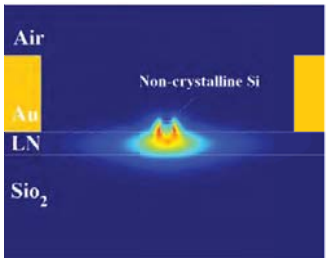


Fig. 3: Cross section of optical mode in hybrid non-crystalline Si and LN waveguide

design parameters ofthe hybrid waveguide. The impact of these parameters on optical effective refractive index (n_{op}), optical mode area and LN confinement factor (LN_{CF}) have been investigated for TE_0 mode at λ=1.55 µm [7]. As shown in Fig. 2a, by decreasing the waveguide thickness (t_{wg}), LN_{CF} and optical mode area are increased and n_{op} is reduced. In Fig. 2b, the optical mode is propagated in the LN layer by reducing waveguide width (w_{wg}). Therefore, LN_{CF} and optical mode area are improved. In addition, n_{op} is decreased. According to Fig. 3c, the thicker TFLN increases LN_{CF} and nop.

3. Impact of Non-Crystalline Si on Optical Loss of Hybrid Optical Waveguide

C-Si is a transparent material in a wide range of wavelength. In previous works, the Si on isolator (SOI) wafer has been used to fabricate hybrid LN and c-Si waveguide [3]-[4]-[8]. The optical loss of such waveguideis less than 1 dB/cm [3]-[4]. Beside, non-crystalline Si can be deposited on a wide variety of substrates. Amorphous Si (a-Si) is a non-crystalline form of Si that suffers from optical loss due to Si dangling bond defects [6]. Hybrid a-Si and LN waveguide with high optical loss 44 dB/cm has been reported [9]. The intrinsic optical loss can be reduced in a-Si material using hydrogen passivation of dangling bond defects. Hydrogenated a-Si (a-Si:H) film deposited from SiH_4 [10]. Optical loss 3 dB/cm has been acquired for ahybrid a-Si:H and LNwaveguide [11]. Optical loss of such waveguide is a function of deposition parameters and annealing condition. Moreover, polysilicon (poly-Si) is a polycrystalline form of Si. Optical loss of poly-Si is due to polycrystallization [6]. Recent works have shown that the optical loss of the poly-Si waveguide can be lower than 10 dB/cm [12]-[13]. According to above, a-Si:H can be suggested for hybrid Si and LN optical waveguide

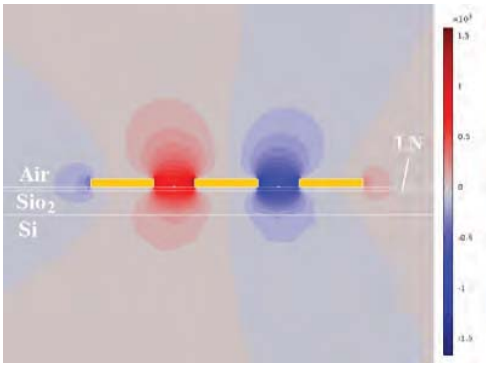


Fig. 4: Cross section of RF mode in MZ structure

due to its low optical loss. Also, poly-Si can be selected because it is easy to process. In the following, we specifiedthe geometrical parameters ofthe hybrid waveguide. To mitigate the material absorption loss, the optical power in the non-crystalline waveguide should be decreased and optical power in TFLN should be increased. To do so, w_{wg} is selected 250 nm, t_{LN} and t_{wg} are selected as 220 and 450 nm, respectively. In this case n_{op} is 1.90 and LN_{CF} is 0.67. the optical mode of the hybridwaveguide is shown in Fig. 3.

4. Electro-Optic Response of the Modulator

To calculate frequency response of the modulator, V_π.L should be calculated. L is the active length of the modulator. Also, V_π is the voltage required for inducing a phase shift of π between two arms of the MZ modulator. Strong overlap between RF and optical mode has a significant effect on V_π.L. Cross section of RFmodeshown in Fig. 4. After V_π.L calculation, the active length of the modulator has been chosen. Then, the electro-optical response of the modulator was calculated. According to frequency response of the modulator from [1], RF refractive index (n_{RF}), RF loss, characteristics impedance (Z_0), n_{op} and L affect on electro-optic response of the modulator. Frequency sweep of n_{RF}, RF loss and Z_0 are plotted using FDTD simulations. We calculated V_π.L 2.6 V.cm at 60 GHz from [7] using COMSOL. These result are obtained in the electrode thickness=1.5 µm, the distance between center and outer electrode=5 µm, the center electrode width=8 µm, the outer electrode width=15 µm and the sio_2 thickness=3 µm. Finally, the electro-optic response of the

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

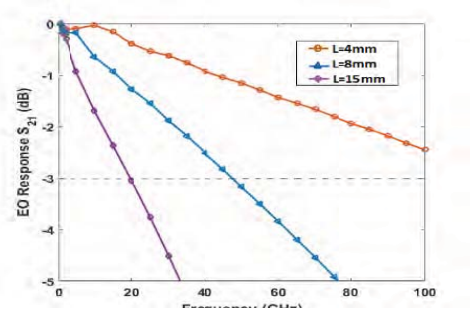


Fig. 5: Electro-optic response of the modulator.

modulator has been plotted in Fig. 5 for L=4,8,15mm.

5. Conclusion

In this paper, we offered a hybrid non-crystalline Si and LN modulator. Unlike c-Si, non-crystalline Si can be deposited on crystalline material such as LN. But, non-crystlline Si has absorption loss due to the nature of material. By engineering the hybrid optical waveguide geometry andfabrication technology, the optical loss is reduced. Therefore, we designed a high bandwidth modulatorusinga hybrid Si and LN optical waveguide.

References

[1] G. Ghione, Semiconductor devices for high-speed optoelectronics, Cambridge University Press, 2009, ch. 6.

[2] A. Rao, A. Patil, P. Rabiei, A. Honardoost, R. DeSalvo, A. Paolella and S. Fathpour, "High-performance and linear thin-film lithium niobate Mach–Zehnder modulators on silicon up to 50 GHz," Optics letters, vol. 41, no. 24, pp. 5700-5703, 2016.

[3] M. He, M. Xu, Y. Ren, J. Jian, Z. Ruan, Y. Xu, S. Gao, S. Sun, X. Wen, L. Zhou, L. Liu, C. Guo, H. Chen, S. Yu, L. Liu and X. Cai, "High-performance hybrid silicon and lithium niobate Mach–Zehnder modulators for 100 Gbit s− 1 and beyond," Nature Photonics, vol. 13, no. 5, pp. 359-364, 2019.

[4] P. O. Weigel, J. Zhao, K. Fang, H. Al-Rubaye, D. Trotter, D. Hood, J. Mudrick, C. Dallo, A. T. Pomerene, A. L. Starbuck, C. T. DeRose, A. L. Lentine, G. Rebeiz and S. Mookherjea, "Bonded thin film lithium niobate modulator on a silicon photonics platform exceeding 100 GHz 3-dB electrical modulation bandwidth," Optics express, vol.26, no. 18, pp. 23728-23739, 2018.

[5] C. Wang, M. Zhang, X. Chen, M. Bertrand, P. Winzer and M. Lončar, "Integrated lithium niobate electro-optic modulators operating at CMOS-compatible voltages," Nature, vol. 562, no. 7725, pp. 101-104, 2018.

[6] L. Liao, "Low loss polysilicon waveguides for silicon photonics," PhD diss, Massachusetts Institute of Technology, 1997.

[7] P. O. Weigel, "High-Speed Hybrid Silicon-Lithium Niobate Electro-Optic Modulators & Related Technologies," PhD diss, UC San Diego, 2018.

[8] R. Safian, M. Teng, L. Zhuang and S. Chakravarty, "Foundry-compatible thin film lithium niobate modulator with RF electrodes buried inside the silicon oxide layer of the SOI wafer," Optics Express, vol. 28, no. 18, pp. 25843-25857, 2020.

[9] Y. Wang, Z. Chen, L. Cai, Y. Jiang, H. Zhu and H. Hu, "Amorphous silicon-lithium niobate thin film strip-loaded waveguides," Optical Materials Express, vol. 7, no. 11, pp. 4018-4028, 2017.

[10] R. Takei, "Amorphous Silicon Photonics," Crystalline and Non-crystalline Solids , p. 21, 2016.

[11] L. Cao, A. Aboketaf, Z. Wang and S. Preble, "Hybrid amorphous silicon (a-Si: H)–$LiNbO_3$ electro-optic modulator," Optics Communications, vol. 330, pp. 40-44, 2014.

[12] Y. Franz, A. F. Runge, S. Z. Oo, G. Jimenez-Martinez, N. Healy, A. Khokhar, A. Tarazona, H. M. Chong, S. Mailis and A. C. Peacock, "Laser crystallized low-loss polycrystalline silicon waveguides," Optics Express, vol. 27, no. 4, pp. 4462-4470, 2019.

[13] A. H. Atabaki, S. Moazeni, F. Pavanello, H. Gevorgyan, J. Notaros, L. Alloatti, M. T. Wade, C. Sun, S. A. Kruger, H. Meng, K. Al Qubaisi, I. Wang, B. Zhang, A. Khilo, C. V. Baiocco, M. A. Popović, V. M. Stojanović and r. J. ram, "Integrating photonics with silicon nanoelectronics for the next generation of systems on a chip," Nature, vol. 556, no. 7701, pp. 349-354, 2018.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۵۱-۱۰-A

اندازه گیری پروفایل فازی فیبر نوری نازک شده با روش میکروسکوپ فازی هیلبرت

نفیسه حدیدی، محمدرضا جعفرفرد و محمد واحدی

دانشکده فیزیک دانشگاه علم و صنعت ایران

hadidi.n.28107@gmail.com; mr_jafarfard@yahoo.com; mvahedi@iust.ac.ir*

چکیده - در این مقاله اطلاعات فازی یک فیبر نوریتک مد نازک شده در قسمت غیر نازک و نازک شده آن توسط میکروسکوپ فازی هلیبرت اندازه گیری شده است.در این میکروسکوپ به دلیل توانایی اندازه گیری فاز، تفاوت بین هسته فیبر و غلاف فیبر به طور واضح قابل مشاهده و اندازه گیری می‌باشد. نتایج اندازه گیری فیبر نازک شده نشان می دهد که در فرآیند نازک سازی فیبر، هسته از بین رفته و تمام فیبر ضریب شکست ثابت غلاف را خواهد داشت.

کلید واژه- تبدیل هیلبرت، فیبر نوری، فیبر نوری نازک شده، میکروسکوپ فازی، میکروسکوپ فازی هیلبرت.

Taperedoptical fiber phase profile characterization by Hilbert phase microscopy

N. Hadidi، MR. Jafarfard، and M. Vahedi

School of Physics، Iran University of Science and Technology (IUST)،Narmak، Tehran

hadidi.n.28107@gmail.com; mr_jafarfard@yahoo.com; mvahedi@iust.ac.ir

Abstract- In this paper، the phase information of a tapered single-mode optical fiber in the non-tapered and tapered parts is measured by a Hillbert phase microscope. In this microscope، the difference between the fiber core and the fiber cladding can be clearly seen and measured. The results of tapered single-mode optical fiber measurements show that in the process of fiber tapering، the core is lost and the whole fiber will have a constant refractive index equal to that of the cladding.

Keywords: Hilbert transform، Optical fiber،Tapered optical fiber،Phase microscopy،Hilbert phase microscopy.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

با توجه به گسترش روزافزون کاربردهای فیبر نوری و گستره وسیع این کاربردها، اندازه گیری دقیق مشخصات فیبر نوری بیش از پیش اهمیت پیدا کرده است.

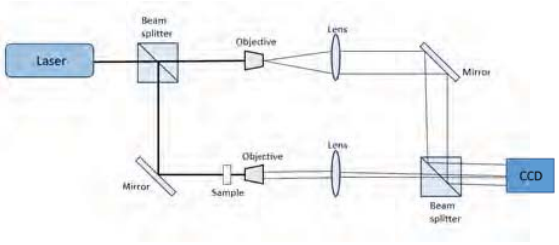
درحال حاضر روش های متعددی نظیر روش کانونی،بررسی نورپراکنده شده از فیبر،روش RNF (شکست میدان نزدیک)، میکروسکوپ روبشی نوری میدان نزدیک و میکروسکوپ هم کانون روبشی ساده فیبر نوریبرای این مهم به کار میرود[7-1].از معایب این روش ها سرعت کم و تخریب فیبر در هنگام اندازه گیری است. در این میان تکنیک های تداخل سنجی[8] به موجب برخورداری از دقت و سرعت بالا و همچنین غیر مخرب بودن روش سودمندی به حساب می آیند.

در تصویربرداری معمولی قسمت فاز حذف شده و تنها دامنه ثبت میشود،بنابراین در اندازه گیری یک فیبر نوری تک مد به وسیله میکروسکوپ های معمولی تفاوتی بین هسته فیبر و غلاف فیبر مشاهده نمی گردد. پس برای تصویربرداری از اجسام شفاف نظیر فیبرهای نوری باید از تکنیک هایی استفاده کرد که در آن فاز نمونه ثبت شود.

از جمله (شامل تک فاز[1-2] کمی) تکنیک تداخل سنجی روش HPM (میکروسکوپ فازی هیلبرت) است که در این روش، بر اساس رابطه هیلبرت بین قسمت حقیقی و موهومی یک سیگنال تحلیلی مختلط، اطلاعات فازی اجسام به صورت عددی استخراج میشوند[9].

در این مقاله اطلاعات فاز مربوط به یک فیبر نازک شده توسط سیستم تداخل سنجی ماخ_زندر ثبت شده و با به کارگیری رابطه هیلبرت فاز آن استخراج شده است.

نتایج به دست آمده به خوبی نشان میدهد که در فرایند نازک سازی فیبر،هسته فیبر از بین می رود.



شکل۱: چیدمان آزمایشگاهی میکروسکوپ فازی هیلبرت

کارهای تجربی

در شکل۱ چیدمان آزمایشگاهی میکروسکوپ فازی هیلبرت نمایش داده شده است که در آن یک لیزر هلیوم-نئون به عنوان منبعی برای تصویربرداری تداخل سنج ماخ-زندر استفاده میشود. در هر بازوی تداخل سنج، دو سیستم تلسکوپی یکسان وجود دارد. جهت ثبت فاز یک نمونه، کافیست نمونه را بین یکی از بازوهای تداخل سنج قرار دهیم. در این‌صورت فاز موج الکترومغناطیسی با عبور از نمونه تغییر خواهد کرد و بنابراین فاز نمونه در رابطه تابندگی برای تداخل بین دو موج نمایان خواهد شد. اگر موجی که بدون گذشتن از جسم به CCD می رسد را موج مرجع و موجی که پس از گذشتن از جسم به CCD می‌رسد را موج شیء بنامیم دراینصورت می توان تابع تابندگی را به صورت زیر بازنویسی کرد:

$$I(x) = I_R + I_S(x) + 2\sqrt{I_R I_S}\cos(qx + \varphi(x))$$

در رابطه فوق I_S و I_R به ترتیب توزیع تابندگی موج شیء و موج مرجع می باشند. q فرکانس فضایی فریزها و $\varphi(x)$ نیز فاز حاصل از شیء است، پارامتری که میخواهیم آن را به دست آوریم.

با اعمال تبدیل فوریه و با به کارگیری فیلتر مناسب میتوان ترم سینوسی $u(x) = 2\sqrt{I_R I_s}\cos[qx + \varphi(x)]$ را حفظ نمود. سیگنال تحلیلی مختلط مرتبط با تابع حقیقی $u(x)$ توسط رابطه زیر به دست می آید:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$z(x)$:

قسمت موهومی رابطه فوق در حقیقت تبدیل هیلبرت تابع u(x)است. به این ترتیب فاز مربوط به سیگنال تحلیلی مختلط به صورت

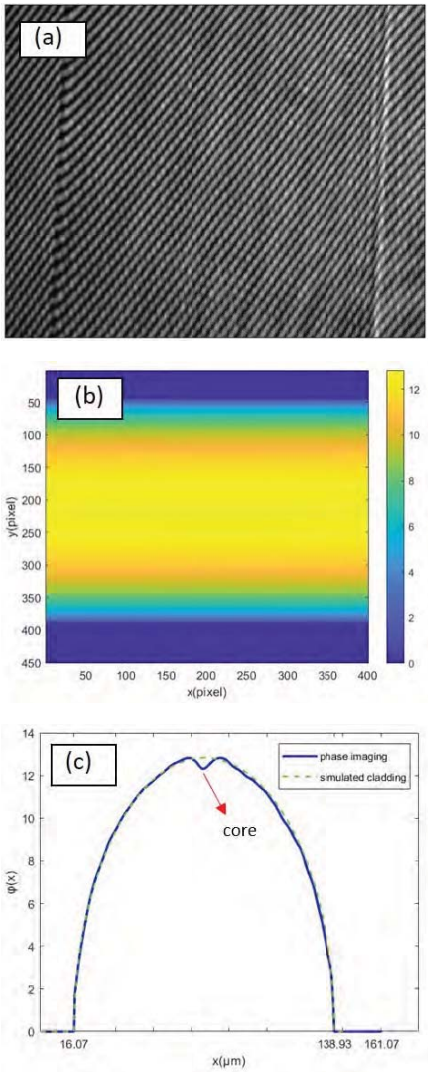
$\phi(x)$

به دست می آید. فاز ϕبه دست آمده بینπ و π- است و باید مرحله واپیچی روی آن انجام شود. فاز شیء با رابطه $\varphi(x) = \phi(x) - qx$ استخراج میشود[9].

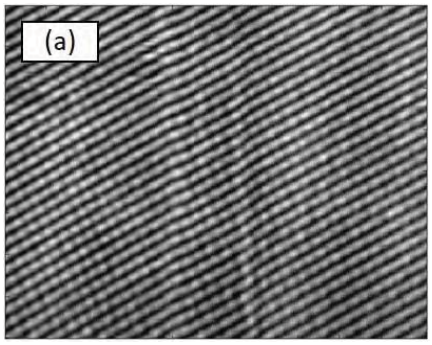
کارهای محاسباتی

با به کارگیری روش فوق در محیط برنامه نویسی MATLAB،طرح تداخلی ثبت شده یک فیبر نوری تک مد نازک شده در قسمت غیر نازک (شکل2a) و نازک شده آن(شکل3a)را پردازش کردیم (جزئیات روش در مرجع[10]آمده است). نتایج به دست آمده به شرح زیر میباشد:

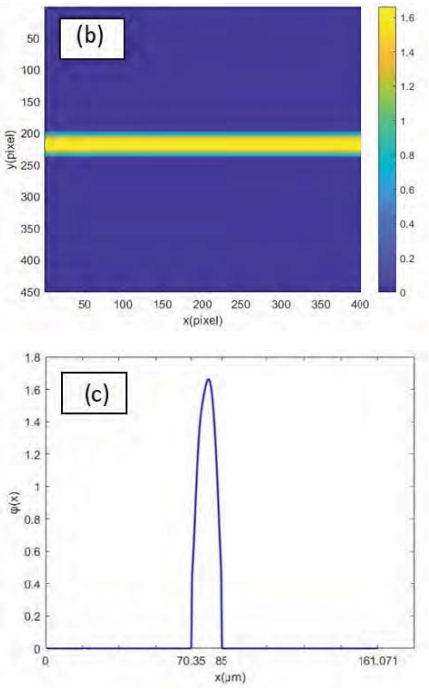
شکل2b نشان دهنده فاز استخراج شده قسمت غیر نازکاست که در شکل2cیک برش عرضی(cross section) از این فاز را مشاهده میکنیم. گودی نمایش داده شده در این شکل نشان دهنده وجود هسته است که به دلیل تفاوت ضریب شکست باعث عقب ماندن فاز درآن قسمت می گردد. شکل 3b نمایانگر فاز به دست آمده قسمت نازک شده میباشد که در شکل 3cیک برش عرضی (cross section) از آن نمایش داده شده است. همانگونه که مشاهده می شود اثر هسته و یا عقب ماندگی فاز در تصویر دیده نمی شود. بنابراین می توان نتیجه گرفت که فرایند نازک سازی فیبر باعث از بین رفتن هسته آن می شود.



شکل ۲ : (a) طرح تداخلی ثبت شده قسمت غیر نازک فیبر نوری تک مد نازک شده توسط میکروسکوپ فازی هیلبرت (b) فاز استخراج شده قسمت غیر نازک (c) برش عرضی از فاز استخراج شده قسمت غیرنازک .



این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۳: (a) طرح تداخلی ثبت شده قسمت نازک شده فیبر نوری تک مد نازک شده توسط میکروسکوپ فازی هیلبرت.(b) فاز استخراج شدهقسمت نازک شده .(c) برش عرضی از فاز استخراج شده قسمت نازک شده.

لازم به ذکر است که وضوح مکانی میکروسکوپ فازی هیلبرت به کار گرفته شده در اینجاμm 2.5میباشد.

استفاده از عدسی شیئ با بزرگنمایی بیشتر و دریچه عددی(NA)بزرگتر، در افزایش وضوح مکانی این سیستم موثر خواهد بود.

نتیجه گیری

در این مقاله قابلیت روش میکروسکوپ فازی هیلبرت (HPM) در اندازه گیری دقیق مشخصات اجسام شفاف با استخراج اطلاعات فاز مربوط به یک فیبر نوری تک مد نازک شده در قسمت غیر نازک و نازک شده آن(موجود در طرح تداخلی ثبت شده از این فیبر توسط میکروسکوپ فازی هیلبرت) با به کارگیری رابطه هیلبرت نشان داده شد. نتایج به دست آمده در اینجا به خوبی نشان میدهد که به وسیله میکروسکوپ فازی، تفاوت بین هسته فیبر و غلاف فیبردر قسمت غیر نازک به طور واضح قابل مشاهده و اندازه گیری میباشد. در حالیکه در قسمت نازک شده اثری از هسته دیده نمی شود.

مرجع‌ها

[۱]Y. Park, N.H. Seong, Y. Youk, D.Y. Kim, “Simple scanning fiber-optic confocal microscopy for the refractive index profile measurement of an optical fibre”, Meas. Sci. Technol. 13 ,PP.695–699, 2002.

[۲]D. Marcuse, “Refractive index determination by the focusing method”, Appl. Opt. 18 ,PP.9–13, 1979.

[۳] D.J. Butler, K.A. Nugent, A. Roberts, “Characterisation of optical fibres using near-field scanning optical microscopy”, J. Appl. Phys. 75, PP.2753–2756, 1994.

[٤]M. Tateda, “Single mode fiber refractive index profile measurement by reflection method”, Appl. Opt. 17, PP. 475–478, 1978.

[٥]K.I. White, “Practical application of refracted near-field technique for the measurement of optical fibre refractive index profile”, Opt. Quant. Electron.11 ,PP.185–196, 1979.

[٦]L. McCaughan, E.E. Bergmanne, “Index distribution of optical waveguides from their Mode profile”, J. Lightwave Technol. 1, 1983.

[7] C. Saekeang, P.J. Chu, “Nondestructive determination of refractive index profile of an optical fiber”: backward light scattering method, Appl. Opt. 18, 1979.

[8]G. A. Dunn and D. Zicha, in Cell Biology: A LaboratoryHandbook, 2nd ed., J. Celis, ed. (Academic, San Diego,1997), Calif., pp. 44–53.

[9] R.Dasari and M.S.Feld, G.Popescu, “Hilbert phase microscopy for investigating fast dynamics in transparent system,” Opt. Lett. ,30(10), pp. 1165-1167, 2005.

[10]M.R.Jafarfard and M.H. Mahdieh, “Characterization ofoptical fiber profile usingdual-wavelength diffraction phase microscopy and filteredback projection algorithm”,Optik, 168,pp.619–624,2018.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۹۸-۱۰-A

بررسی تعداد امواج در نیروی وارد بر ذره کروی در انبرک نوری چند پرتویی

علی سلیمانی[۱و۲]،عبدالناصر ذاکری[۱و۳]

[۱]شیراز، میدان ارم، پردیس علوم، بخش فیزیک، کدپستی: ۷۱۹۴۶-۸۴۷۹۵

[۲]a.soleimani9573@gmail.com

[۳]zakeri@physics.susc.ac.ir

چکیده- در این گزارش ما تاثیر تعداد مختلف موج تداخل کننده *N* و قطبش وابسته به آنها را بر نیروی وارد بر ذره کروی به شعاع دلخواه که در میدان تداخلی این امواج قرار گرفته است را بصورت عددی بررسی کرده ایم.ما با جداسازی نیروی وارد بر ذره به دو قسمت پایستار و ناپایستار، تاثیر تعداد امواج تداخل کننده بر آن ها را نیز بررسی کردیم.

کلید واژه ها: انبرک نوری،انبرک نوری تداخلی چند پرتویی،جداسازی نیرو ها

.

Investigation of the number of beams in the force acting on thespherical particle in multi-beam optical tweezers

Ali Soleimani[1,2], Abdolnasser Zakery[1,3]
[1]Physics department, College of science, Eram square, Fars, 71946-84795, Iran
[2]a.soleimani9573@gmail.com
[3]zakeri@physics.susc.ac.ir

Abstract- in this report, we have studied numerically study the effect of different numbers of interfering waves N and their related polarization on the force acting on the spherical particle of anarbitrary radius located in the interfering field of these waves. We also examined the effect of the number of interfering waves on the conservative and nonconservative parts of the force.

Keywords:optical tweezer, multibeam optical tweezer, decomposition of forces

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

نور حامل تکانه است و می‌تواند آن را به شیء‌ای که در مسیرش قرار دارد منتقل نماید و به آن شی نیرو یا گشتاور وارد کند که با نام فشار تابشی شناخته می‌شود. اولین بار کپلر با بررسی دم ستاره‌های دنباله دار فشار تابشی حاصل از نور خورشید را بیان نمود. ماکسول توانست در الکترومغناطیس کلاسیک فشار تابشی امواج الکترومغناطی را فرمول بندی نماید.

آرتور اشکین با استفاده از فشار تابشی حاصل از دو نورلیزر متقابل بصورت تجربی ذراتی در ابعاد میکرون را بدام انداخت. پس از آن در سال ۱۹۸۶ توانست با گشودگی عددی بالا آن را بصورت گوسی از یک عدسی بگذراند. این روش به نام انبرک نوری شناخته می‌شود.

بدام اندازی نوری یک روش غیرتماسی برای دست کاری ذرات می‌باشد.بدام اندازی ذرات بوسیله نور تنها به بدام اندازی تک ذره محدود نمی‌شود و می‌توان با استفاده از روش ها و متدهای گوناگون تعداد زیادی ذره را بطور مستقل بدام انداخت[1]از جمله این روش‌ها می توان به انبرک نوری هولوگرافیک [2] و یا انبرک نوری روبشی[3]اشاره کرد. یکی از روش‌های موثر و ساده برای به دام اندازی تعدادی ذرات استفاده از بلورهای نوری است که از تداخل چند بیم بوجود می‌آید[4].

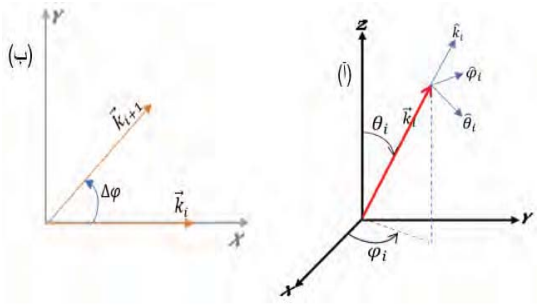
در این مقاله نیروی حاصل از **N** موج تخت را که (شکل-۱) همگی در صفحه $\boldsymbol{xoy}$ قرار دارند و بر ذره کروی وارد می‌شود بررسی شده است. همچنین چگونگی تاثیر تعداد امواج تداخل کننده و قطبش آنها در نیروی وارد شده بر ذره مورد بررسی قرار گرفته است.. در بررسی های گذشته نیروی وارد بر ذره در بلور نوری در محدوده اپتیک هندسی $(\boldsymbol{r} \gg \boldsymbol{\lambda})$همچنین در محدودیرایلی [4]$(\boldsymbol{r} \ll \boldsymbol{\lambda})$ مورد مطالعه قرار گرفته است. ذرات مای یعنی زمانی که $(\boldsymbol{r} \cong \boldsymbol{\lambda})$، فراتر از حد اپتیک هندسی و محدوده رایلی مورد بررسی قرار نگرفته بود. ما شبیه آنچه در [5]آمده است نیروی حاصل از **N** پرتو تخت بر یک ذره کروی با شعاع دلخواه را توانستیم به دو عامل گرادیانی و پراکنده کننده جدا سازی کنیم و تاثیرات تعداد موج‌ها و قطبش وابسته به آنها را بررسی کنیم.

تئوری

میدان الکتریکی کل برای بررسی نیروی وارد بر ذره را میتوان بصورت جمع امواج الکتریکی تخت برهمکنش کننده نوشت

$$\boldsymbol{E}_i(\boldsymbol{r},t) = E_0(p\hat{\theta}_i + s\hat{\varphi}_i)e^{i(\boldsymbol{k}_i.\boldsymbol{r}-wt)}$$

که در آن $\hat{\theta}$ و $\hat{\varphi}$ بردار یکه قطبی و سمتی در فضای کروی می‌باشند(مطابق شکل-۱).$\boldsymbol{k}$ بردار موج و w فرکانس دایروی در محیط زمینه می‌باشند.



شکل-۱. (آ) یک نمای پیشنهادی سه بعدی برای چینش مورد نظر را نشان می‌دهد. که در ان $\hat{k}$ جهت بردار موج،$\hat{\theta}$ جهت افزایش زاویه قطبی و$\hat{\varphi}$ جهت افزایش زاویه سمتی را نشان می‌دهد.(ب) یک نمای دو بعدی از دو بردار موج دلخواه در صفحه xoy را نشان میدهد زمانی که θ برابر ۹۰ فرض شود و$\Delta\varphi$ زاویه بین دو بردار موج را نشان می‌دهد که برابر است با $\frac{2\pi}{N}$ که Nتعداد پرتوها می باشد.

دو عدد مختلط p و s جهت قطبش میدان الکتریکی را نشان می‌دهد.E_0 بزرگی میدان الکتریکی، عددی بزرگتر از صفر است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

میانگین نیروی اپتیکی F که از طرف میدان $S_i^{em} = E_i \times B_i^*$ اپتیکی بر ذره وارد می‌شود را می‌توان بر اساس تانسور تنش ماکسول یا بر اساس تئوری کلی لورنتز-مای محاسبه نمود و همچنین میانگین زمانی نیروی اپتیکی F که از طرف میدان ها به ذره کروی که داخل ان قرار گرفته است را می‌توان جمع دو نیروی مانع F_{int} و نیروی پس راننده F_{rec} نوشت [6] که:

$$F_{int} = {F_{int}}^{e} + {F_{int}}^{m} \qquad (۱)$$
$$F_{rec} = {F_{rec}}^{e} + {F_{rec}}^{m} + {F_{rec}}^{x}$$

هرکدام از جمله‌های رابطه (۱) را می‌توان بصورت جمع چند قطبی الکتریکی و مغناطیسی نوشت. بطور مثال ${F_{int}}^{e}$ بصورت ${F_{int}}^{e} = \sum_{l=1}^{\infty} {F_{int}}^{e(l)}$ نوشت که:

$${F_{int}}^{e(l)} =$$

که در آن a_l ضریب مای می‌باشد. N تعداد پرتوهای تداخل کننده هست. Q_l^1 و Q_l^2 دو تابع کمکی هستند که جزییات آن در[7]آمده است.و

(۲)

$$Z_{i,}^{e}$$
$$Z_{i,j}^{mm}$$

که

(۳)

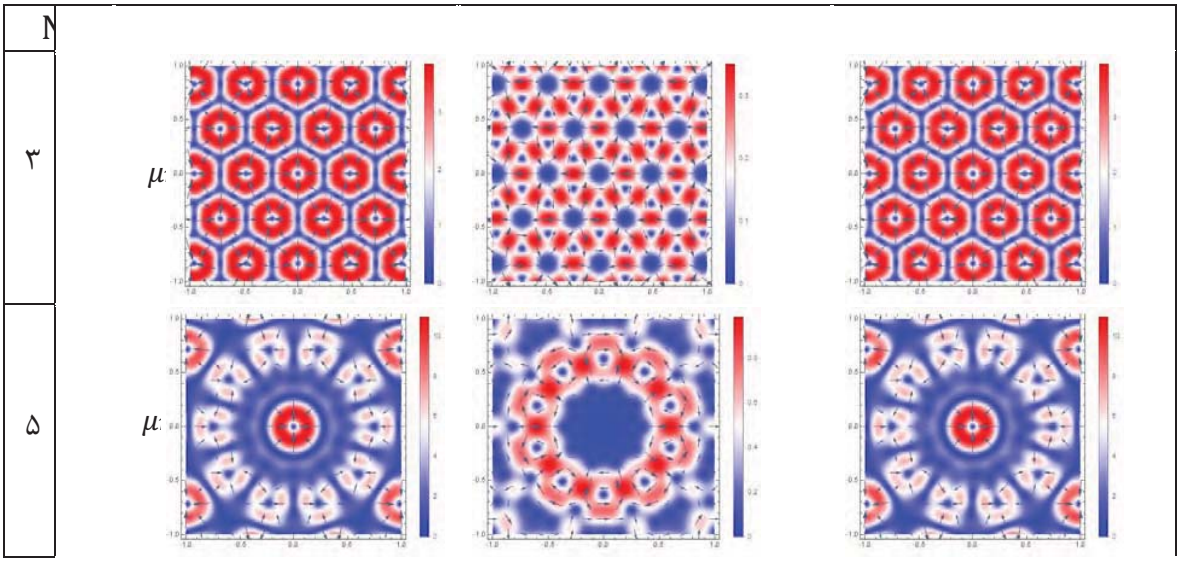
$$S$$

و $\boldsymbol{k_i} \times \boldsymbol{E_i B_i} =$ می باشد.

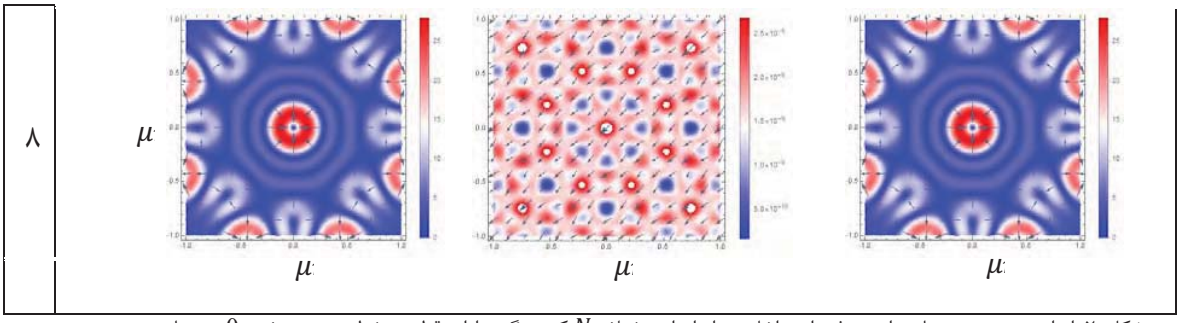
داده ها و نتایج

در این مقاله فقط نیروی شعاعی وارد بر ذره در صفحه xoy محاسبه شده است و هر نقطه در نمودارهای دوبعدی نیرو ها نشان دهنده‌ی نیروی شعاعی وارد بر ذره هنگامی که مرکز ذره تمام نیروهای اندازه‌گیری شده در واحد $\frac{\varepsilon_0 {E_0}^2}{k^2}$ بیان شده است. همچنین با جداسازی قسمت پایستار و قسمت ناپایستار نیرو [7]، نیروی گرادیانی که سبب تله اندازی ذره و نیروی پراکنده کننده محاسبه شده است.

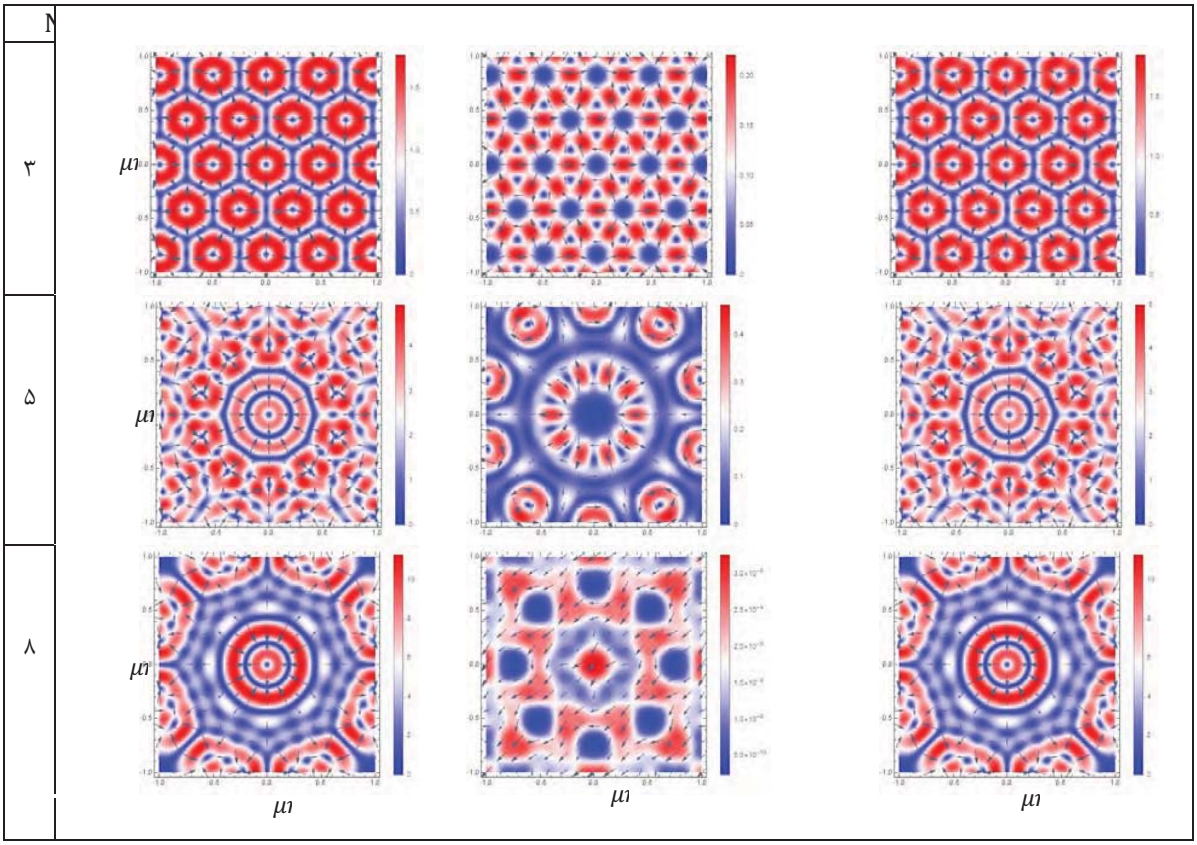
نیروی کل، نیروی گرادیانی و نیروی پراکنده کننده وارد بر ذره کروی به اندازه $\left(a = ۱۰۰\ \mu m\right)$ هنگامی که با امواج تداخل کننده که طول موج آنها همگی $\lambda = ۷۲۰\ nm$ هست برهمکنش می کند برای دو حالت: ۱. زمانی که $(p,s) = \left(۱,۰\right)$ یعنی میدان الکتریکی در جهت محور z و موازی با صفحه تابش است(قطبش p) (شکل-۲) ۲. زمانی که $(p,s) = \left(۰,۱\right)$ یعنی میدان الکتریکی عمود صفحه تابش است (قطبش s) محاسبه نموده‌ایم (شکل-۳).



این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل-۲. اندازه و جهت نیروهای وارد بر ذره از تداخل تعداد امواج مختلف N که همگی دارای قطبش خطی p در صفحه z=0 نمایش می‌دهد. در ستون اول نیروی گرادیانی F_g در ستون دوم نیروی پراکنده کننده F_s و در ستون سوم نیروی کل F_t وارد بر ذره را نمایش می‌دهد.



شکل-۳. اندازه و جهت نیروهای وارد بر ذره از تداخل تعداد امواج مختلف N که همگی دارای قطبش خطی s در صفحه z=0 نمایش می‌دهد. در ستون اول نیروی گرادیانی F_g در ستون دوم نیروی پراکنده کننده F_s و در ستون سوم نیروی کل F_t وارد بر ذره را نمایش می‌دهد.

اختلاف نیروها در شکل-۲ با شکل-۳ را می‌توان بخاطر تاثیرات جهت قطبش میدان ها بیان نمود و برای بیان این منظور نیروی گرادیانی و پراکنده کننده طبق رابطه (۱) محاسبه و جداسازی شده است و نیرو اپتیکی را بصورت $F = F_g + F_s$ که $F_g = -\nabla\varphi$ و $F_s = \nabla \times \psi$ بیان نمود که φ پتاسیل اسکالر و ψ پتاسیل برداری می‌باشد. در نتیجه می‌توان گفت نیروی گرادیانی F_g پایستار و نیروی پراکنده کننده F_s ناپایستار است. همچنین می‌توان نشان داد که $F_g \propto \nabla|E|^2$ و $F_{s\,||} \propto \mathrm{Re}(\mathrm{E} \times B^*)_{||}$ است. هنگامی که قطبش میدان الکتریکی p است میدان‌های الکتریکی در مرکز با یکدیگر همفاز هستند و تداخل سازنده می‌کنند و در مرکز بیشترین مقدار میدان و در اطراف بطور پیوسته کاهش می‌یابد و پتانسیل حاصل در مرکز یک دره عمیق دارد که سبب ایجاد یک تله اندازی پایدار می شود.[7]

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

هنگامی که قطبش میدان الکتریکی s است، جمع برداری میدان های الکتریکی در مرکز صفر است و در اطراف بیشتر می‌شود و یک گرادیان شدت بر خلاف حالت قبل داریم که سبب یک تله اندازی ناپایدار در مرکز می‌شود. یعنی اگر ذره مقدار کمی از وضعیت تعادل یعنی مرکز جابجا شود نیروی گرادیانی ان را به سمت اطراف می‌کشاند. این حالت برای زمانی که نسبت ضریب شکست ذره به ضریب شکست محیط اطراف کمتر از ۱ شود مانند حالت قطبش p سبب به دام اندازی پایدار ذره در مرکز می‌شود.

همچنین با بررسی شکل ۲ و ۳ دیده می‌شود هنگامی که تعداد موج های تداخل کننده زوج است نیروی پراکننده کننده تقریبا برابر صفر $F_s \cong 0$ است و $F \cong F_g$ می‌شود. این ناشی از ان است که در این حالت ها امواج ایستاده است و موج ایستاده نیروی کاملا پایستار بر ذره وارد می‌کند[8].

همچنین همانطورکه در شکل ۲ و ۳ دیده می‌شود با افزایش تعداد موج‌های برهمکنش کننده اندازه نیروی وارد بر ذره افزایش پیدا می‌کند در نتیجه ذره را می‌توان بهتر به دام انداخت.

نتیجه‌گیری

در این مقاله ما تاثیر تعداد مختلف موج تداخل کننده N و قطبش وابسته به آنها را بر ذره کروی به شعاع دلخواه که در میدان تداخلی این امواج قرار گرفته است را بصورت عددی بررسی کردیم. در حالت که قطبش امواج p باشد دیدیم که هرچه تعداد امواج تداخل کننده بیشتر شود نیروی گرادیانی بیشتر می‌شود و پتانسیل وابسته به آن عمیق‌تر می‌شود و ذره بطور پایدار تر در مرکز به دام انداخته می‌شود. همچین زمانی که قطبش امواج s باشد ذره در مرکز بطور ناپایدار به دام افتاده است و با کمی اختلال از وضعیت تعادل به سمت حلقه اطرف کشیده می‌شود.

منابع

[1] H. Misawa, K. Sasaki, M. Koshioka, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 60, no. 3, pp. 310–312, 1992.

[2] D. G. Grier and Y. Roichman, *Appl. Opt.*, vol. 45, no. 5, p. 880, Feb. 2006.

[3] C. Mio, T. Gong, A. Terray, and D. W. M. Marr, "," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 71, no. 5, pp. 2196–2200, May 2000.

[4] M. Mohammadnezhad and A. Hassanzadeh, *J. Nanophotonics*, vol. 11, no. 3, p. 036007, Jul. 2017.

[5] Y. Jiang, J. Chen, J. Ng, and Z. Lin, vol. 29, Apr. 2016.

[6] J. Chen, J. Ng, Z. Lin, and C. T. Chan, *Nat. Photonics*, vol. 5, no. 9, pp. 531–534, Sep. 2011.

[7] Y. Jiang, H. Lin, X. Li, J. Chen, J. Du, and J. Ng, *ACS Photonics*, vol. 6, no. 11, pp. 2749–2756, Nov. 2019.

[8] J. Du *et al.*, *Sci. Rep.*, vol. 7, no. 1, p. 18042, Dec. 2017.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۱۳۸-۱۰-A

بررسی روش‌های کمینه‌سازی سنجش فشرده در بازسازی تصویر

ندا افخمی اردکانی، محمدرضا جعفرفرد

تهران، خیابان هنگام، دانشگاه علم و صنعت n.afkhami75@gmail.com

تهران، خیابان هنگام، دانشگاه علم و صنعت mrjafarfard@iust.ac.ir

چکیده - طبق قضیه‌ی نمونه‌برداری نایکوئیست برای جلوگیری از نابود شدن اطلاعات در حین ضبط سیگنال، باید حداقل دو برابر سریعتر از پهنای باند سیگنال نمونه‌برداری کنید. در بسیاری از موارد، توانایی اندازه‌گیری و ذخیره سیگنال در حد نرخ نایکوست وجود ندارد. اخیرا برای ضبط سیگنال‌های قابل فشرده‌سازی با سرعت پایین‌تر از نرخ نایکوئیست روشی ابداع و معرفی شده است که با نام سنجش فشرده معروف است. سنجش فشرده از پیش‌بینی‌های خطی غیرسازگار استفاده می‌کند و ساختمان سیگنال را حفظ می‌کند. سپس سیگنال با استفاده از فرآیند بهینه‌سازی بازسازی می‌شود. در این مقاله سه روش معروف بهینه سازی سنجش فشرده(کمترین مربعات،Basis PursuitوTwIST) معرفی و نتایج آن برای یک عکس دلخواه با یکدیگر مقایسه می شود.

کلید واژه- بهینه‌سازی، تصویربرداری، سیگنال، فشرده‌سازی، نمونه‌برداری.

Investigate the methods of minimizing compressed measurement in image reconstruction

Neda Afkhami Ardakani,MohammadrezaJafarfard

Departman Physic, Iran University Science and Technology, Narmak, Tehran

n.afkhami75@gmail.com,mrjafarfard@iust.ac.ir

Abstract- According tothe Nyquist sampling theorem, to avoid losing information for reconstruction a signal,the rate of capturing must be at least two times faster than the signal bandwidth. In many cases, measurement device are not capable to sample close to the Nyquist rate. Recently, a new method has been introduced that capture and represent compressible signals at a rate significantly below the Nyquist rate. This method, called Compressive Sensing (CS), employs nonadaptive linear projections that preserve the structure of the signal. The signal is then reconstructed from these projections using an optimization process. In this paper we introduce the optimization threemethods (Least square, Basis Pursuit, TwIST) and compare the result of recovering signal for an arbitrary image.

Keywords: Comppression, Imaging, Optimazation, ,Sapmeling, Signal.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

این‌تئوری نمونه‌برداری شنون‌نایکوئیست بیان می‌کند که نمونه‌برداری باید دو برابر پهنای باند سیگنال(دو برابر سریعتر از پهنای باند) باشد. در سال‌های اخیر روش جدیدی را برای دریافت و بازسازی سیگنال‌هایی که قابلیت فشرده‌سازی دارند، پیشنهاد شده‌است. این روش به‌نام سنجش فشرده (Compressive Sensing) معروف است. سنجش فشرده با استفاده از برخی تکنیک‌های بازسازی غیرخطی بازسازی سیگنال اصلی را با استفاده از سیگنال‌های رندوم بسیار کمتر از سیگنال اصلی و فرآیند بهینه‌سازی ممکن می‌سازد [1].سنجش فشرده در سیستم‌هایی که تعداد داده‌ی اندازه‌گیری شده بسیار کمتر از تعداد سیگنال مورد نیاز است مانند:

۱- سیستم هایی که تعداد سنسورها در آن محدود است. مانند دوربین طول‌موج‌های غیرقابل مشاهده که دوربین های با پیکسل زیاد بسیار گران قیمت است.

۲- سیستم‌هایی مانند هولوگرافی دیجیتال که از یک عکس دو بعدی می خواهیم اطلاعات سه بعدی اجسام را بدست آوریم [2].

۳- سیستم‌هایی مانند تصویربرداری پزشکی که اندازه‌گیری وقت‌گیر است.

می‌تواند از روش‌های سنتی بسیار مفیدتر باشد. سنجش فشرده اساسا به دو فرض اصلی درمورد سیگنال یعنی تُنُکی (Sparsity) و ناهمدوسی (Incoherence)متکی است. تنکی به شدت سیگنال و ناهمدوسی به روش سنجش بستگی دارد [3]. تنکی بدان معنی است که تعداد صفرهای سیگنال در مقابل اعداد غیر صفر بسیار است. بیشتر سیگنال‌های طبیعی تنک هستند. از طرف دیگر ناهمدوسی بدین معنی است که سیگنال‌هایی که به طور طبیعی تُنُک هستند باید در دامنه‌ای که در آن بدست می‌آیند گسترش یابند.

بررسی اجمالی سنجش فشرده

همانطور که گفته شد نظریه CS شامل گرفتن پیش‌بینی-های تصادفی از سیگنال و بازیابی آن از تعداد کمی از اندازه‌گیری‌ها با استفاده از تکنیک‌های بهینه‌سازی است. در نتیجه تعداد کمتری ازنمونه‌ها مورد استفاده قرار می-گیرند که منجر به کاهش مصرف برق و همچنین کاهش بار سخت‌افزار و نرم‌افزار می‌شود. این مطلب به این دلیل امکان‌پذیر است که سیگنال به دامنه‌ای تبدیل می‌شود که دارای نمایش تنک باشد. میزان نمونه‌برداری با استفاده از تئوری نایکوئیست توسط بالاترین مولفه‌ی فرکانس موجود در سیگنال تعیین می‌شود. در حالی که نرخ نمونه‌برداری در سنجش فشرده توسط تنک بودن سیگنال اداره می-شود.

الف) مدل دسترسی

CS با اندازه‌گیری تصادفی کمتری که ناهمدوس باشد، کار می‌کند و می‌تواند به صورت ریاضی توسط معادله‌ی زیر توصیف شود:

$$y = \varphi x \qquad (۱)$$

که $x \in R^n$ یک سیگنالی است که می خواهیم به آن برسیم و به طول n است و به صورت یک بردار ستونی $n \times 1$ نمایش داده می‌شود. $\varphi \in R^{m \times n}$ یک ماتریس اندازه-گیری تصادفی $m \times n$ است که از یک توزیع یکنواخت گاوسی یا برنولی گرفته‌شده‌است و $y \in R^m$ برداری است که اندازه‌گیری شده و به طول m است. به عبارت دیگر y یک اندازه‌گیری با تعداد کمتر از مقدار واقعی یعنی x است $(m \ll n)$.لازم به ذکر است برای کاهش بیشتر اندازه-گیری‌های لازم برای بازسازی کامل ماتریس اندازه‌گیری باید مطابق با پایه‌ای باشد که سیگنال دارای نمایش تنک باشد، مانند فضای پایه‌ی سینوسی.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

ب) مدل بازسازی

معمولا سیگنال ها در فضاهای متعامد تُنُک و شامل تعداد زیادی صفر هستند. بنابراین می توان آن را در یک فضای متعامد بسط داد.

$$x = \sum_{i=1}^{n} s_i \psi_i = \psi s \quad (۲)$$

که در آن ψ پایه‌ی یکه‌ی متعامد برای سیگنال xاست.اگر رابطه (۲) را در معادله (۱) جایگزین کنیم

$$y = \varphi\psi s = \theta s \quad (۳)$$

که $\theta = \varphi\psi$ یک ماتریس $m \times n$است. معادله (۳) یک معادله بیمار طرح (ill-posed) است بدین معنی که معادله ای هست که تعداد مجهولات آن یعنی بردار s از تعداد معادلات یعنی اندازه بردار y بیشتر است. $s \in R^n$بردار ستونی ضرایب تُنک به طول nاست که تعداد k ضریب آن غیر صفر و تعداد $(n-k)$ضریب آن صفر است.

با حل معادله‌ی (۳) و پیدا کردن s با استفاده از روش بازتکرار (iterative) و سپس ضرب آن در ψ، سیگنال اصلی یعنی x را می‌توان بازسازی کرد. رویکرد کلاسیک برای حل این مسئله یافتن برداری با کمترین نُرم (انرژی) L_2به وسیله حل معادله (۳) است. بدین معنا که مقدار s به گونه ای بدست آید که جمع مربع‌های آن مینیمم شود.

$$\hat{s} = \arg\min \|s\|_2 \quad (۴)$$

متاسفانه مینیمم کردن L_2همیشه یک راه‌حل k-sparse را پیدا نمی‌کند و به جای آن یک $\hat{s}$غیرتنک با المان‌های غیر صفر زیادی را برمی‌گرداند. یکی دیگر از گزینه‌ها استفاده از بهینه‌سازی محدب و جست‌وجوی راه‌حلی است که حداقل نرم L_1را داشته باشد:

$$\hat{s} = \arg\min \|s\|_1 \quad (۵)$$

که $\|s\|_1$بیانگر جمع قدر مطلق عناصر یک بردار است. این یک مسئله‌ی بهینه‌سازی محدب است که به راحتی به یک معادله‌ی خطی تبدیل می‌شود و با عنوان Basis Pursuit معروف است. به طور کلی یک هنجار را می‌توان طبق رابطه‌ی زیر بدست آورد:

$$L_P : \|x\|_P = \sqrt[P]{\sum_i |x_i|^P} \quad (۶)$$

بعد از به دست آوردن $\hat{s}$با استفاده از ضرب آن در ماتریس فضای متعامد می‌توان xرا بازسازی کرد.

روش بازسازی بعدی استفاده از الگوریتم انقباض دو مرحله‌ای TwIST است. در این روش مجموع گرادیان داده‌ها طبق معدله (۸) باید مینیمم شود[2].

$$\hat{x} = \arg\min \|x\|_{TV} \quad (۷)$$

که $\|x\|_{TV}$تعریف می‌شود با (۸)

$$\|x_k\|_{TV} = \sum_k \sum_{n_1} \sum_{n_2} \left| \nabla (x_k)_{n_1 n_2} \right|$$

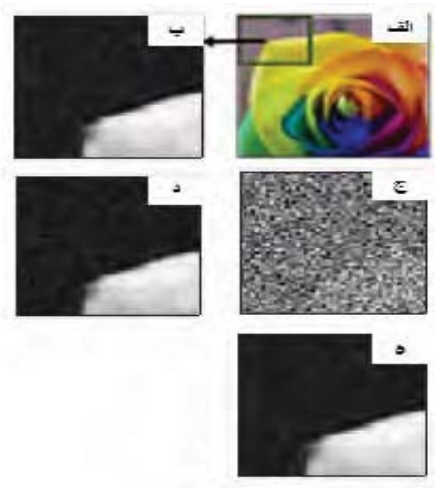
نتایج

در این بخش شبیه‌سازی سیستم پیشنهادی با استفاده از نرم‌افزار MATLAB انجام شده‌است و در شکل ۱ نمایش داده شده است. یک عکس دلخواه مانند عکس (الف) انتخاب شد و سپس یک قسمت از عکس از آن جدا شد که در قسمت (ب) نمایشداده شده است. یک نمونه رندوم و با تعداد پیکسل بسیار کمتر از شکل (ب) گرفته شد و سپس با استفاده از روش سنجش فشرده و مینیمم سازی جمع کمترین مربعات (L_2)وBasis Pursuit(L_1) و الگوریتم TwISTشکل (ب) بازسازی شد که به ترتیب در شکل ۱ قسمت (ج) و (د) و (ه) نمایش داده شده‌اند.

با توجه به شکل تصاویر بازسازی‌شده با روش‌های Basis Pursuit و TwIST ظاهرا هم‌شکل هستند و نتیجه‌ی بهتری نسبت به روش کمترین مربعات دارند، اما در مقایسه مشخص می‌شود که روش TwIST (شکل ه) نتیجه‌ی بهتری نسبت به روشBasis Pursuit (شکل د)

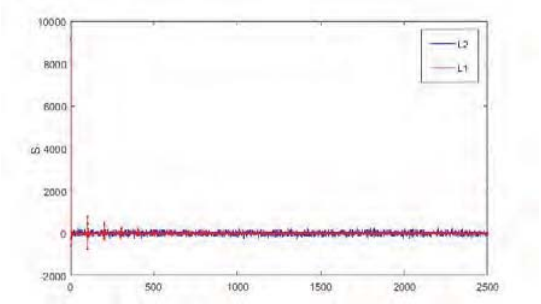
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

دارد و تصویر بازسازی شده به تصویر اصلی (شکل ب) شباهت بیش‌تری دارد.



شکل ۱: (الف) تصویر اصلی- (ب) قسمت جدا شده از تصویر اصلی- (ج) تصویر بازسازی شده با روش کمترین مربعات (د) تصویر بازسازی شده با روش Basis Pursuit–(ه) تصویر بازسازی شده با الگوریتم TwIST

درصد خطا تصاویر بازسازی‌شده با روش کمترین مربعات (R_3)، Basis Pursuit (R_2) وTwIST (R_1) از تصویر اصلی (O) با استفاده از رابطه‌ی $E_{1,2,3} = \frac{\sum_{i=1}^{n} |O - R_{1,2,3}|}{\sum_{i=1}^{n} |O|}$ و با استفاده از برنامه MATLAB محاسبه شد و بدست آمد که $E_1 \; E_2 \; E_3$ $(3.2\times10^{-12} \; 0.0107 \; 0.49430)$.



شکل ۲: مقایسه‌ی تنک بودن s با روش L_1 و L_2

همچنین در شکل ۲ فضای تُنک کردن s نشان داده شده است. از شکل نتیجه می‌شود که بدست آوردن s با روش L_1 بسیار تنک‌تر است و صفرهای بیشتری دارد. به همین دلیل در مقایسه‌ی تصاویر بازسازی‌شده با روش‌های کمینه کردن L_2 و L_1، روش Basis Pursuitنسبت به روش کمترین مربعات کیفیت بهتری دارد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله روش‌های کمینه‌سازی سنجش فشرده در بازسازی تصویر بررسی و شبیه‌سازی شد. یک عکس دلخواه انتخاب شد و سپس با استفاده از یک تعداد پیکسل رندم و کمتر از سیگنال اصلی، بازسازی تصویر انجام شد. نتایج محاسبات نشان می‌دهد که تصویر بازسازی شده با استفاده از الگوریتم TwISTبه ترتیب نسبت به روش‌های کمینه کردن جمع قدرمطلق‌ها (Basis Pursuit) و کمترین مربعات به تصویر اصلی شباهت بیشتری دارد.

مرجع‌ها

[1]RichardG.Baraniuk,CompressiveSensing,10535888/07/$25. 200700©2007IEEE,

[2] David J. Brady, Kerkil Choi, Daniel L. Marks, Ryoichi Horisaki and Sehoon Lim, Compressive Holography, OPTICS EXPRESS, Vol. 17, No. 15, 2009.

[3] Emmanuel J. Candès and Michael B. Wakin, An Introduction To Compressive Sampling, 1053-5888/08/$25.00©2008IEEE, 2008.

[4] Pooja C. Nahar, Dr. Mahesh T. Kolte, An Introduction to Compressive Sensing and its Applications, International Journal of Scientific and Research Publications, Volume 4, Issue6, 2014.

[5] Dr. Mohammad Ahmad Shaker, Compressive Sensing Based Signal Recovery With Different Transform, Journal of University of Duhok, Vol. 20,No.1(Pure and Eng. Sciences), Pp 129-141, 2017.

[6] Charu Bhardwaj, Urvashi, MeenakshiSood, Implementation and Performance Assessment of Compressed Sensing for Images and Video Signals, ISSN0975-8542,2017.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۳۸۷-۱۰-A

مطالعه برهم‌نهی باریکه‌های گردابی نوری

آرش ثباتیان*، شراره جلالی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ارومیه، ارومیه

a.sabatyan@urmia.ac.ir, st_sh.jalali@urmia.ac.ir

چکیده -در این مقاله برهم‌نهی باریکه‌های گردابی نوری مورد بررسی قرار می‌گیرد. برای تولید باریکه‌های گردابی نوری، از تیغه‌های-منطقه‌ای فرنل مارپیچی استفاده کردیم و برهم‌نهی باریکه‌های گردابی نوری، حاصل از تیغه‌های منطقه ای فرنل مارپیچی را در کانون و خارج کانون مورد مطالعه و بررسی قرار دادیم. نتیجه حاصل، تولید تنوع بسیار زیادی از پرتوهای گردابی نوری با توزیع شدت‌های مختلف است که می‌توانند حامل بارهای توپولوژیکی صحیح و غیرصحیح باشند.

کلیدواژه- بار توپولوژیک، باریکه‌های گردابی نوری، برهم‌نهی، پراش

Study of the superposition of optical vortex beams

Arashsabatyan, Shararehjalali

The Physics Department,Faculty of Science,Urmia University, Urmia

Abstract- In this study,Thesuperposition of optical vortex beams will be examined.In order to produce, optical vortex beams,weused of Fresnel spiral regional plates and superposition of optical vortex beams,we usedFresnel spiral zone plates and studied the overlap of the optical vortex beams resulting from the spiral fresnel zonal plates inside and outside the focus. The result is the production of huge variety of optical vortex beams with different intensities that can carry integerand fractional topological charges.

Keywords: Diffraction, Optical vortex,Superposition,Topological charge

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

باریکه‌های نوری با تکنیکی فازی و جابه‌جایی پیچشی فازی در جبهه موجشان به عنوان پرتوهای‌گردابی نوری شناخته می‌شوند[1]. فاز یک باریکه گردابی، حول محور اپتیکی می‌چرخد که این چرخش باعث می‌شود جبهه موج در حین انتشار به حالت مارپیچی تاب بخورد. تعداد تاب خوردگی‌های که نور در فاصله انتشاری به اندازه یک طول موج تجربه می‌کند، با عدد صحیح به نام بار توپولوژیکی تعریف می‌شود که این عدد می‌تواند مثبت، منفی، صحیح یا غیرصحیح باشد که علامت آن تعیین‌کننده ساعتگرد یا پاد ساعتگرد بودن جهت پیچش است. باریکه‌های گردابی نوری با دارا بودن، خواص ویژه‌ای کاربردهای وسیعی در علوم و تکنولوژی دارند. این باریکه‌ها دارای حرکت زاویه‌ای مداری هستند. تکانه نوری چنین باریکه‌ای، شامل مولفه‌ای در جهت انتشار باریکه و مولفه‌ای از زاویه سمتی به شکل $\exp(ip\varphi)$ که در آن p بار توپولوژیکی و φ زاویه سمتی است. تکانه زاویه مداری می‌تواند باعث انتقال گشتاور مکانیکی به ذرات و چرخش آن‌ها شود. وجود اندازه حرکت مداری در باریکه‌های گردابی نوری باعث به کارگیری این باریکه‌ها در علوم مختلف که از جمله آن‌ها می‌توان به مخابرات کوانتومی، تله اندازی اتم‌ها، پردازش تصویر نام برد[4]. کاربردهای گسترده، باعث مطالعه باریکه‌های گردابی نوری و اندازه‌گیری بار توپولوژیکی می‌گردد.

تئوری و شبیه‌سازی

تیغه منطقه‌ای فرنل مارپیچی یک عدسی پراشی است که در مقایسه با تیغه‌ی منطقه‌ی دایره‌ای از نواحی مارپیچی تشکیل شده است. بنابراین تابع عبور تیغه‌ی منطقه‌ای مارپیچی (SZP) بصورت زیر تعریف می‌شود[3]:

$$T_{SZP1}(r,\theta)=\sum_n C_n\left[\exp\left(\frac{-ikr^2}{2f}+ip_1\theta\right)\right] \quad (1)$$

$$T_{SZP2}(r,\theta)=\sum_n C_n\left[\exp\left(\frac{-ikr^2}{2f}+ip_2\theta\right)\right] \quad (2)$$

که در آن (r,θ) مختصات قطبی در صفحه تیغه، f فاصله کانونی و p بار توپولوژیکی است.

پراش حاصل از تیغه‌ها را با استفاده از قضیه هم‌تافتگی و انتگرال فرنل کیرشهف بدست می‌آوریم[2]:

$$U_i(r,\theta;z)=\mathcal{F}^{-1}\{\mathcal{F}[T_i(r,\theta)]\mathcal{F}[h(r;z)]\},\ i=1,2 \quad (3)$$

که در آن $h(r;z)=\exp(\frac{ikr^2}{2z})$ تابع پاسخ فضای آزاد و $\mathcal{F}$ تبدیل فوریه است.

پس شدت حاصل را می‌توان از رابطه زیر بدست آورد:

$$I=|U_1+U_2| \quad (4)$$

مدل ریاضی ساده را برای برهم‌نهی دو پرتوگردابی با دامنه‌های یکسان را می‌توان به‌صورت زیر نوشت:

$$A_0e^{iL_1\varphi}+A_0e^{iL_2\varphi}=2A_0\,e^{i\frac{L_1+L_2}{2}\varphi}\times\cos(\frac{L_1-L_2}{2}) \quad (5)$$

نتیجه کلی مدل نشان می‌دهد که حاصل بر هم‌نهی، پرتو گردابی است که بار توپولوژیکی آن، میانگین بار توپولوژیکی دو پرتو اولیه و توزیع شدت آن تابع زاویه سمتی خواهد بود.

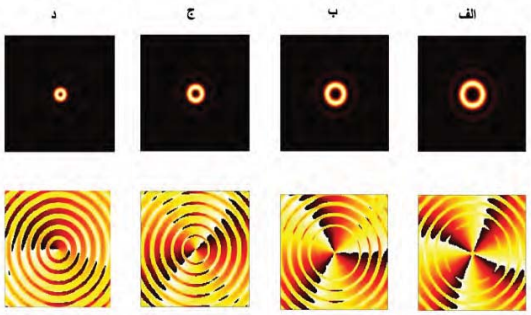
مثلا، اگر بار دو پرتو برابر باشد، بار توپولوژیکی پرتو حاصل، پرتو گردابی با همان بار توپولوژیکی خواهد بود [5]. در غیر این‌صورت، اگر که اندازه بارها یکسان ولی علامت متفاوتی داشته باشند پرتو حاصل، پرتو گردابی نیست.

برای بررسی برهم‌نهی باریکه‌های گردابی نوری، تعدادی تیغه فرنل مارپیچی با مقادیر مختلفی از بارهای توپولوژیکی که شامل صفر، مثبت و منفی در نظر گرفته شد و توزیع شدت در کانون توسط رابطه(۴) شبیه‌سازی شد.

در مطالعه اول، دو پرتوگردابی با بار توپولوژیکی یکسان مورد مطالعه و بررسی قرار گرفت و شکل 1، نتایج حاصل از

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

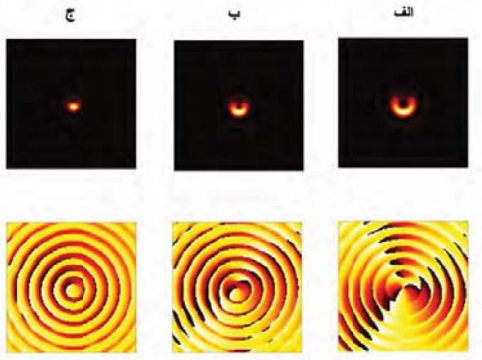
این مطالعه را نشان می‌دهد، که به ترتیب شکل الف-د پرتوهای اولیه با بار توپولوژیکی 4,4 ،3,3 ،2,2، 1,1 را نشان می‌دهد که پرتو حاصل یک پرتو گردابی با بارهای توپولوژیکی 1،2،3،4 می‌باشد.



شکل1:ردیف اول(شکل الف-د)، توزیع شدت ناشی از برهم‌نهی دو پرتو گردابی نوری به ترتیب با بار توپولوژیکی 4,4 ،3,3 ،2,2 ،1,1
ردیف دوم:توزیع فاز متناظر با این توزیع شدت.

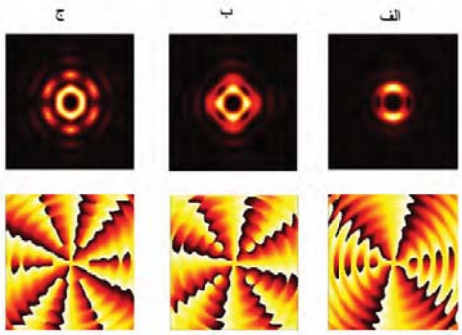
مطالعات بیشتر بر روی پرتوهای گردابی نوری با بارهای توپولوژیکی متفاوت صورت گرفت و نشان داده شد که می‌توان تنوع بسیار زیادی از باریکه‌های نوری را تولید کرد که شکل 2،3،4 و5 نتایج حاصل از این مطالعات را نشان می‌دهد.

در شکل2 الف -ج،توزیع شدت ناشی از بر هم‌نهی دو پرتو گردابی به ترتیب حامل بارهای توپولوژیکی2،3،2،1، 1,0 را نشان می‌دهد که پرتو حاصل یک پرتو گردابی به ترتیب با بار توپولوژیکی غیر صحیح 1/2،3/2،5/2 می‌باشد.



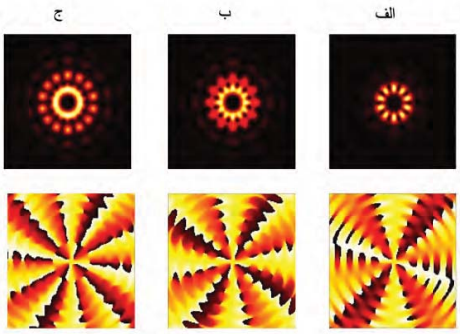
شکل2:ردیف اول: (شکل الف-ج)توزیع شدت ناشی از برهم‌نهی دو پرتو گردابی نوری،به ترتیب با بارهای توپولوژیکی 3,2، 2,1، 1,0.
ردیف دوم: توزیع فاز متناظر با این توزیع شدت.

شکل 3، نمونه‌ای دیگری از بر هم‌نهی پرتوهای گردابی نوری را نشان می‌دهد، که بار توپولوژیکی پرتوهای اولیه، اندازه یکسان ولی علامت متفاوتی دارند در این‌صورت پرتوهای حاصل، به شکل پرتو گلبرگی مانند هستند.

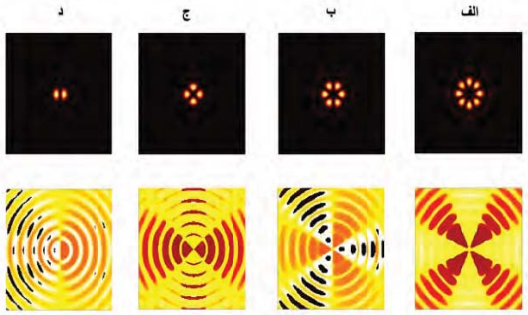


شکل3:ردیف اول: (شکل الف-د)توزیع شدت ناشی از برهم‌نهی دو پرتو گردابی نوری، به ترتیب حامل بارهای توپولوژیکی4,4-، 3,3-، 2,2-، 1,1
ـ ردیف دوم:توزیع فاز متناظر با این توزیع شدت.

همچنین در شکل‌های 4و5 نمونه‌های دیگری از باریکه-های نوری که تحت شرایط ذکر شده، تولید شده‌اند نشان داده شده است.



شکل4 :ردیف اول: (شکل الف-ج)توزیع شدت ناشی از برهم‌نهی دو پرتو گردابی نوری. به ترتیب با بارهای توپولوژیکی6,4، 8,4، 10,4
ردیف دوم: توزیع فاز متناظر با این توزیع شدت.



شکل5:ردیف اول: (الف-ج)،توزیع شدت ناشی از برهم‌نهی دو پرتو گردابی نوری، به ترتیب حامل بارهای توپولوژیکی 6,4-، 8,4-، 10,4-ردیف دوم :توزیع فاز متناظر با این توزیع شدت.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله برهم‌نهی پرتوهای گردابی نوری حامل بارهای توپولوژیکی صفر مثبت و منفی مورد بررسی و مطالعه قرار گرفت.

نتایج حاصل نشان داد که با استفاده از برهم‌نهی باریکه‌های گردابی نوری می توان تنوع بسیاری از گردابه‌های نوری حامل بارهای صحیح و کسری و همچنین باریکه‌های نوری در شکل‌های مختلفی همانند باریکه‌های گلبرگی و آرایه‌ای از نقاط کانونی را ایجاد کرد.

.

مرجع‌ها

[1] J E Curtis and D G Grier, Phys. Rev. Lett. 90 2003 . 133901.

[2]J W Goodman. -Introductton to Fourier optics". 3rd edition. Roberts & C ompany 2005.

[3] A Sabatyan, and ZBehjat, The Annual Physics conference of Iran, Shiraz Universay. 1065. 2016.

[4]S. Tao, J. Lin, and X. Peng, "Fractional optical vortex beam induced particles,. Opt. Express, vol. 13, pp. 7726-7731, 2005.

[5] M V Berry, 'Optical vortices evolving from helicoidal integer and fractinoal phase steps,' J. Opt. A: .Pure Appl. Opt. vol. 6, pp. 259-268, 2004.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۱۶-۱۰-A

تولید دالان‌های نوری یک بعدی توسط تیغه فرنل مربعی با شیفت فازی سمتی

آرش ثباتیان، شهربانو اصغری

a.sabatyan@urmia.ac.ir , sh.asghari1337@gmail.com

گروه فیزیک دانشکده علوم دانشگاه ارومیه. ایران

چکیده در این مقاله خواص پراشی تیغه فرنل مربعی با شیفت فازی سمتی مورد مطالعه قرار داده شده است.اثر تغییر تقسیم بندی زاویه‌ای بر خواص کانونی آن مطالعه شده است. نشان داده می‌شود که با تغییر تقسیم بندی زاویه‌ای طول بازوهای دالان‌های نوری یک بعدی تشکیل شده، تغییر می‌کنند.در واقع کار شکل‌دهی به پرتو و ساختاردهی باریکه را انجام می‌دهیم و در انتها نتایج نشان داد شبیه سازی و آزمایشگاهی در توافق خوبی با یکدیگر قرار دارند .

کلید واژه: پراش، عدسی پراشی، تیغه فرنل مربعی، ساختاردهی باریکه

Generation of one-dimensional corridors by azimuthal phase-shifted squarezone plate

ArashSabatyan, ShahrbanooAsghari

Department of Physics, University of Urmia ,Deparment of Physics, Urmia University

Abstract- In this paper, the diffraction properties of square Fresnel zone plate with azimuthal phase-shifts are studied. The effect of changing the angular segmentation on its focal properties has been studied. It is shown that by changing the angular segmentation, the lengths of the arms of the one-dimensional optical corridors are changed. we do beam shaping or beam structuring work. Finally, we see that the simulation and experiment result are in a good agreement together.

Keywods:Diffraction, Diffractive lens,Sqaure zone plate,Beam structuring

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

تیغه منطقه‌ای فرنل (FZP) به عنوان یک عدسی پراشی شناخته شده نقش مهمی در علم و تکنولوژی ایفا می‌کند. این قطعه پراشی یک ساختار دایره‌ای متقارن است که از حلقه‌های هم مرکز با نواحی روشن و تاریک متوالی تشکیل شده است[1] تیغه منطقه‌ای فرنل کاربردهای بسیاری در علم و تکنولوژی دارد به عنوان مثال تصویربرداری، اندازه‌گیری نوری و هم چنین شکل دهی به پرتو را دارد [2]. علاوه بر این در اشکال هندسی مختلف مانند دایره‌ای، مربعی،گلبرگی و غیره ظاهر می‌شوند [4] [3]،شاید یکی از جذاب‌ترین رویکردها برای میکرو و نانو اپتیک تیغه منطقه ای فرنل مربعی است [5]. گرچه عملکرد کانونی تیغه منطقه ای فرنل مربعی به خوبی عملکرد تیغه فرنل دایره ای نیست اما سهولت ساخت آنها در میکرو و مقیاس نانو آنها را بخوبی یک جایگزین جدی برای تیغه منطقه‌ای فرنل سنتی (دایره‌ای) برای ادغام در مدارهای نوری الکترونی ایجاد کرده است [6].

در این مقاله ما آثار توزیع فاز سمتی را بر روی تیغه منطقه‌ای فرنل مربعی مورد بررسی قرار می‌دهیم و خواص کانونی آن و تاثیر تقسیم بندی‌های زاویه‌ای مختلف را برای اولین بار روی کانون بررسی می‌کنیم. سر انجام در انتها نتایج شبیه‌سازی و آزمایش‌های تجربی بدست آمده را باهم دیگر مقایسه می‌نماییم.

تئوری

تیغه منطقه‌ای فرنل مربعی(SFZP)یک عنصر پراشی با تقارن مربعی است که به عنوان یک عدسی چند کانونی عمل می‌کند. توزیع فازی آن در تقریب پیرا محوری از رابطه زیر تبعیت می‌کند:

$$exp = [2\pi i(r'^2/2\lambda f)] \qquad (۱)$$

که در این رابطه r شعاع قطعه،f فاصله کانونی آن و λطول موج نور فرودی می‌باشد.

در این مقاله ما تیغه منطقه‌ای فرنل مربعی که شیفت فازی سمتی بر روی آن اعمال شده است را بررسی می‌کنیم.

تابع عبور تیغه منطقه‌ای فرنل مربعی از رابطه زیر تبعیت می‌کند:

$$T(x,y) = exp\,(-i\pi\, max(x^2,y^2)/(\lambda f) \qquad (۳)$$

تابع عبور توزیع فاز سمتی نیز متناسب با رابطه زیر می‌باشد:

$$P(x,y) = exp(in\theta) \qquad (۴)$$

که در این رابطه n تعداد تقسیم بندی زاویه یا شیفت فازی زاویه‌ای را نشان می‌دهد که می‌تواند هر عدد دلخواه صحیح را به خود بگیرد n=1,2,3,... با ترکیب روابط (3) و (4)تیغه فرنل جدید شکل می‌گیرد.

با توجه به اینکه فرمول انتگرال فرنل بصورت هم‌تافتگی تابع عبور جسم با تابع پاسخ فضای آزاد بیان می‌شود، داریم:

$$U(x,y;z) = \frac{2\pi e^{ikz}}{i\lambda z}\left[U_0(x,y)\&e^{ik(x^2+y^2)}\right] \qquad (۵)$$

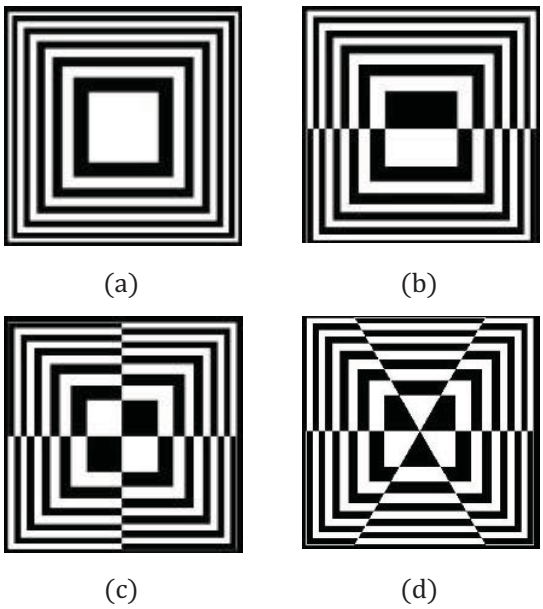
که در این رابطهU_0 میدان در صفحه تیغه فرنل مربعی مورد نظر، $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ عدد موج و z فاصله جسم تا صفحه مشاهده می‌باشند.

طراحی و شبیه سازی

در مطالعات و شبیه‌سازی‌های پیش رو، برای طراحی تیغه پراشی مورد نظر نمونه‌هایی با شعاع یکسان به اندازه r=6mm و فاصله کانونی f =500 mm در نظر گرفتیم. برای آشنایی بیشتر با ساختار تیغه طراحی شده و مقایسه آن با تیغه منطقه‌ای فرنل مربعی ساده چند نمونه در زیر نشان داده شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

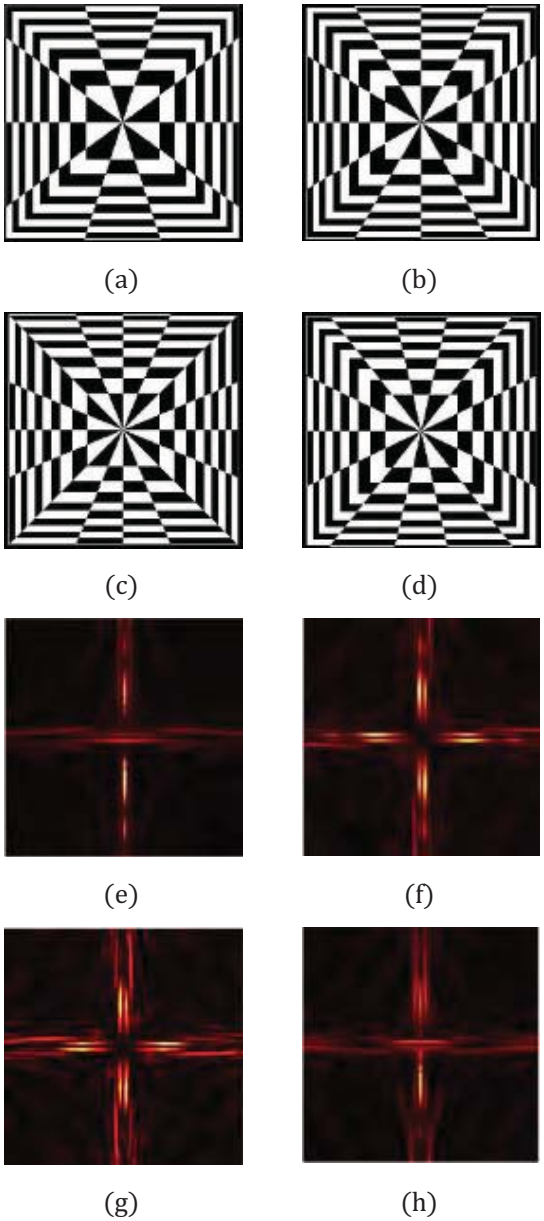
در تیغه منطقه‌ای فرنل مربعی ناحیه‌های روشن و تاریک اختلاف فاز π دارند و نواحی روشن اختلاف فاز $\pi 2$ دارند. در تیغه منطقه‌ای فرنل مربعی اگر در جهت زاویه روی یک ناحیه دور بزنیم تغییری در تیغه ایجاد نمی‌شود. اما بعد از اعمال فاز سمتی اگر در جهت زاویه حرکت کنیم و روی یک ناحیه دور بزنیم تغییر رنگ می‌دهد و این تغییر رنگ یعنی تغییر فاز. این تغییر فاز را تغییر فاز سمتی می‌گویند.



(a) (b) (c) (d)

شکل۱: (a)تیغه منطقه‌ای فرنل مربعی و (b)، (c) و (d)تیغه منطقه‌ای فرنل مربعی با فاز سمتی به ترتیب برای n=1,2,3

با مشاهده شکل ۲ متوجه می‌شویم که توزیع شدت برای تقسیم بندی‌های زاویه‌ای مختلف متفاوت است. شکل کلی توزیع شدت به صورت صلیبی شکل است. برایn های زوج شدت بصورت چهار دالان نوری صلیبی شکل تولید می-شود اشکال f و h در شکل ۲. در حالیکه برای n های فرد یک دالان نوری افقی شکل در وسط و دو خط نوری عمودی شکل در اطراف آن تولید می‌شود. همچنین مشاهده می‌شود که با افزایش n طول بازوهای دالان های نوری یک بعدی ایجاد شده، کاهش پیدا می‌کند.



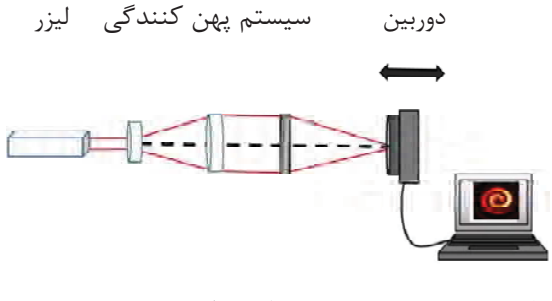
(a) (b) (c) (d) (e) (f) (g) (h)

شکل۲ : (a)تا (d)ساختار قطعه مربعی شیفت داده شده‌ی فازی و (e)تا (h)توزیع شدت متناظر در صفحه کانونی ناشی از پراش یک موج تخت می‌باشند.

بررسی نتایج شبیه سازی و آزمایشگاهی

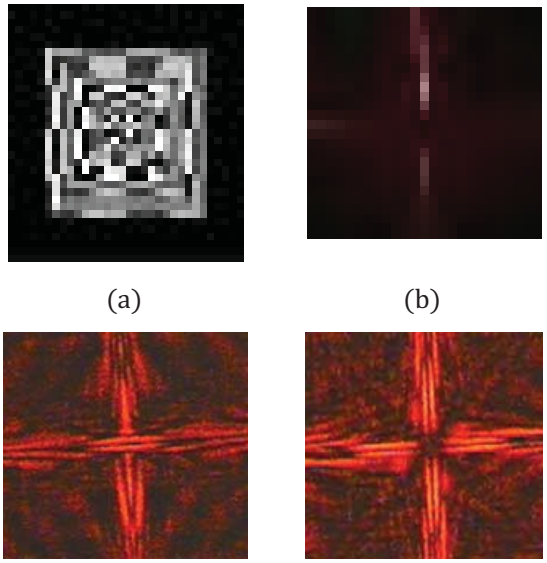
پس از آنکه تیغه منطقه‌ای فرنل مربعی با شیفت فازی سمتی با تقسیم بندی‌های متفاوت طراحی شد. عدسی-های طراحی شده در شبیه‌سازی توسط روش فوتولیتوگرافی ساخته و در آزمایشگاه مورد استفاده قرار گرفتند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل۳ :چیدمان آزمایشگاهی

همان طور که در شکل مشاهده می‌شود تیغه طراحی شده در مقابل نور لیزر هلیوم نئون موازی شده، با طول موج λ=632.8nm، به طور عمودی قرارداده می‌شود و با استفاده از دوربین CCD شدت آن ثبت و ذخیره می‌گردد.



شکل۴: (a)، (b)، (c) و (d) به ترتیب نمودار توزیع شدت متناظر با (a)، (b)، (c) و (d) در شکل ۲ می‌باشد که توسط دوربین CCD در آزمایشگاه بطور تجربی ثبت شده‌اند.

نتیجه‌گیری

در این مقاله تیغه منطقه‌ای فرنل مربعی با شیفت فازی سمتی مورد بررسی قرار گرفت و تاثیر تقسیم‌بندی‌های مختلف بر روی کانون آن بررسی شد و از کاربردهای مهم این قطعه پراشی می‌توان به تله‌اندازی اپتیکی، کنترل حرکت ذرات میکرونی در یک جهت و ماکرو مولکول‌های برون محوری اشاره کرد. همانطور که در تصاویر مشاهده می‌شود با مقایسه توزیع شدت‌های تجربی و شبیه‌سازی نتیجه می‌شود که آن‌ها دارای همخوانی خوبی هستند.

مرجع‌ها

[1] J, Alda and F.J. Gonzalez, “Polygonal Fresnel zone plates,” J. Opt. A11, 085707. 2009.

[2] T, Vierke, and J, Jahns, Diffraction theory for azimuthally structured Fresnel zone plate. J. Opt. Soc. Am. A 31, 363-372. 2000

[3] I.V.Minin, O.V, Minin, A, Petosa, S, Thirakuone. Improved zoning rule for designing square Fresnel zone plate lenses. Microw. Opt. Technol. Lett. 49, 276-278. 2007.

[4] A.sabatyan and M. Golbandi, Petal-like zone plate: Long depth bifocal diffractive lens and star-like beam generator, Journal of the Optical Society of America A, 35, 1243-1253. 2018.

[5] J, Alda, G, Boreman. Optimization of polygonal Fresnel zone plates. Microw. Opt. Technol. Lett. 50, 536-541. 2008.

[6] A, Sabatyan and H. Besharatfar. Focusing behavior of azimuthally structured square zone plate. Optical and Quantum Electronics 48(8):47-53. 2016

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین
کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۳-۸-۱۷۰-۱۰-A

اندازه‌گیری نیم‌رخ انرژی سپارش شده یک منبع حرارتی تماسی در آب با استفاده از روش تداخل‌سنجی تمام‌نگاری دیجیتال

سپیده رنجبر[۱]، امیرمحمد بیگ‌زاده[۲]، محمدرضا رشیدیان وزیری[۳*]، رضا کریمی[۱] و سحر سلیمی میدانشاهی[۴]

[۱] گروه فیزیک، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، دانشکده مهندسی انرژی و فیزیک، تهران، ایران

۲ پژوهشکده کاربرد پرتوها،پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، تهران، ایران

[۳] پژوهشکده فوتونیک و فن‌آوری‌های کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، تهران، ایران

[۴] گروه فیزیک، دانشکدهی فیزیک شیمی، دانشگاه الزهرا،تهران، ایران

***mrashidian@aeoi.org.ir**

چکیده - امروزه از باریکه‌های لیزر در ساخت حسگرهای اندازه‌گیری استفاده می‌شود. باریکه‌های همدوس و با کیفیت لیزر در قالب دستگاه‌های تداخل‌سنجی ابزارهایی بسیار مفید و کارآمدی را برای اندازه‌گیری پارامترهای مختلف از قبیل ارتعاشات مکانیکی و تنش‌های حرارتی فراهم می‌آورند. تداخل‌سنجی روشی مهم برای تحقیق در زمینه‌های مختلف علمی و فناوری است. در این مطالعه با هدف اندازه-گیری دز حاصل از یک منبع تماسی، یک تداخل سنج ماخ زندر طراحی و به صورت تجربی پیاده‌سازی شده است. نیم‌رخ دمایی حاصل از انرژی این منبع با قدرت تفکیک میکرومتری در سلول آب به دست آمده است.

کلید واژه- تداخل‌سنجی لیزری؛ تمام نگاری دیجیتال؛ نیم‌رخ انرژی، گرما درمانی تومور

.

Measuring the energy profile of a contact heat source in water using digital holographic interferometry

Sepideh Ranjbar[1], Amirmohammad Beigzadeh[2], Mohammad Reza Rashidian Vaziri[3*],Reza Karimi[1], S. SalimiMeidanshahi[4]

1. Department of Energy Engineering and Physics, Amirkabir University of Technology, Tehran

2 Radiation Application Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOI, Tehran-Iran

3. Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOI, Tehran-Iran

4. Department of Physics, Alzahra University, Tehran - Iran

***mrashidian@aeoi.org.ir**

Abstract- Nowadays laser beams are widely used in construction of measurement sensors. Coherent and high quality laser beams are used in interferometers to provide extremely useful and efficient tools for measuring various parameters such as mechanical vibrations and thermal stresses. Interferometry is an important method for research in various scientific and technical fields. In this study, with the aim of measuring the dose of an in-contact heat source, a Mach-Zander interferometer was designed and experimentally developed. The temperature profile resulted from the deposited energy by the heat source was obtained with a micrometer resolution in a water cell.

Keywords: Laser Interferometry: Digital Holography, Energy Profile; Tumor Thermo-therapy

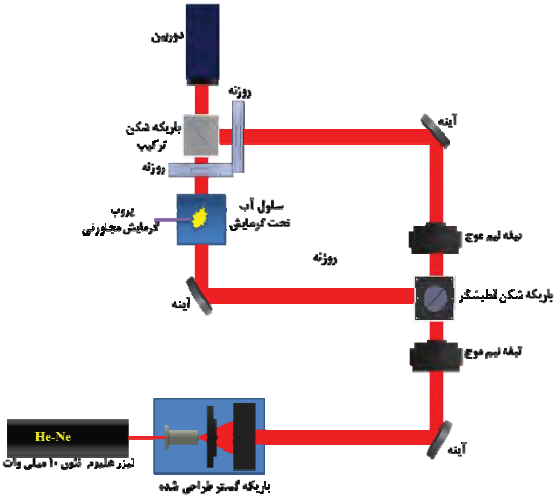
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

۱- مقدمه

امروزه لیزرها کاربرد وسیعی در پزشکی، صنعت و علوم مختلف دارند. یکی از ابزارهای سودمند برای اندازه‌گیری با استفاده از باریکه‌های با کیفیت و همدوس لیزری، دستگاه‌های تداخل‌سنجی هستند که در آن‌ها باریکه لیزر نقش حسگر را بر عهده دارد. از آنجایی که هر منبع انرژی درنهایت انرژی خود را به صورت گرما در ماده بر جای می‌گذارد، لذا می‌توان از این ابزار برای اندازه‌گیری میزان انرژی سپارش شده‌ی لیزرهای درمانی و نیز سایر منابع گرمایشی تومور درمانی در بافت بدن با هدف نابودی تومور با استفاده از گرما استفاده کرد [۱]. آگاهی از میزان و توزیع انرژی جذب شده لیزر و نیز سایر منابع گرمایشی که به صورت تهاجمی در بدن و در مجاورت تومور قرار می‌گیرند در امر طراحی روش درمان مطلوب با هدف بررسی میزان آسیب به بافتهای سالم و بافتهای توموری اثر بسازیی دارد [۱]. انرژی جذب شده در ماده در نهایت به انرژی گرمایی تبدیل می‌شود. بنابراین می‌توان با اندازه‌گیری تغییرات دمایی ایجاد شده در ماده به میزان انرژی جذب شده در آن پی برد. یکی از روش‌های دقیق برای اندازه‌گیری پدیده‌های فیزیکی استفاده از روش تداخل‌سنجی است [۲ و ۳]. در این مطالعه، هدف اندازه‌گیری تغییرات دمایی ایجاد شده در ماده جاذب به سبب جذب انرژی از یک منبع حرارتی در تماس مستقیم با ماده معادل با بافت (آب) با بهره‌گیری از سیستم تداخل‌سنجی است.

۲- روش‌ها

شکل ۱ طرح چیدمان تجربی مورد استفاده در این کار برای اندازه‌گیری نیم‌رخ دمایی حاصل از منبع تابشی در سلول حاوی آب را نشان می‌دهد. در این چیدمان ابتدا باریکه خروجی لیزر با استفاده از باریکه گستر-یکسوساز طراحی شده به ابعاد مشخصی پهن و یکسوسازی می‌شود. در ادامه، این باریکه با استفاده از آینه ۱ به سمت تیغه نیم موج اول و سپس به سمت باریکه‌شکن قطبشگر هدایت می شود. در این باریکه‌شکن، باریکه اولیه تقسیم شده و باریکه‌های موردنیاز بازوهای مرجع و شیئی را ایجاد می‌کند. باریکه بازوی مرجع پس از عبور از تیغه نیم موج دوم به کمک آینه ۲ به سمت قطبشگر ترکیب و دوربین هدایت می‌شود. بخش دیگر باریکه پس از عبور از یک جسم جاذب که تحت گرمایش منبع تماسی قرار گرفته است مستقیماً به سمت دوربین هدایت می‌شود. با توجه به اینکه دوسوم وزن بدن انسان از آب تشکیل شده است، این ماده اغلب به عنوان ماده جاذب معادل با بافت در کاربردهای دزیمتری مورد استفاده قرار می‌گیرد.



شکل ۱: چیدمان تجربی تداخل‌سنجی ماخ-زندر به همراه باریکه‌گستر طراحی شده

منبع گرمایی باعث گرم شدن آب می‌شود و چون ضریب شکست این ماده وابسته به دما است، بزرگی ضریب شکست آن با تغییر دما تغییر خواهد کرد. تغییرات ضریب شکست، باعث شکل‌گیری تغییر فاز در جبهه موج نور شیئی خواهد شد که از میان نمونه عبور می‌کند:

$$\Delta\varphi = k\, l\, \Delta n \quad (۱)$$

$$\Delta\varphi = \varphi_{o,T} - \varphi_{o,T_0} \quad (۲)$$

که در آن k طول موج لیزر کاوش، l ضخامت نمونه، n ضریب شکست نمونه و Δn تغییرات ایجاد شده در ضریب شکست به علت تغییرات دمایی است. $\Delta\varphi$ بیانگر تغییرات فاز ناشی از تغییرات دمایی ضریب شکست است. φ_{o,T_0} و $\varphi_{o,T}$ نیز به ترتیب فازهای جبهه موج شیئی در دمای اولیه T_0 و دمای T هستند.با استفاده از رابطه تجربی ارائه شده

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

توسط دابینز و همکاران [۴] برای تغییرات دمایی ضریب شکست آب:

(۳)

$$n=\left[-8.889\left(T-20\right)-0.1610\left(T-20\right)^{2}\right]\times10^{-5}+1.332156$$

که در آن T دما برحسب درجه سلسیوس است، می‌توان با حل معادله درجه دوم برحسب دما، تغییرات دمایی را بر حسب تغییرات ضریب شکست بدست آورد:

(۴)

$$\Delta T=\frac{\sqrt{5.998-0.644\left(b+\Delta n\times10^{5}\right)}-a}{0.322}$$

$$a=0.322T_{0}+2.449$$

$$b=-0.161T_{0}^{2}-2.449T_{0}$$

با استفاده از رابطه (۱) می‌توان این رابطه را به شکل زیر نوشت:

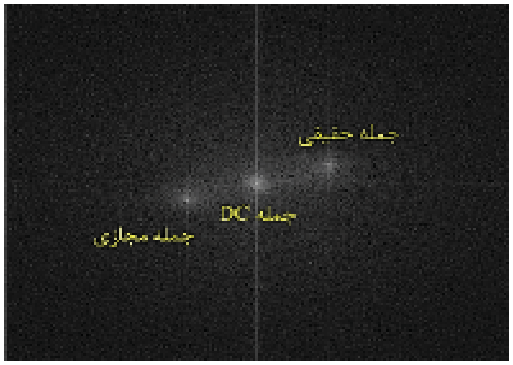
$$\Delta T=\frac{\sqrt{5.998-0.644\left(b+\frac{\Delta\phi}{kl}\times10^{5}\right)}-a}{0.322} \quad (۵)$$

بنابراین درصورت اندازه‌گیری اختلاف فاز ایجاد شده $\Delta\varphi$ حاصل از جذب گرما از منبع حرارتی، افزایش دمای نمونه را می‌توان را از طریق رابطه (۵) بدست آورد. میزان اختلاف فاز ایجاد شده را می‌توان با بازسازی جبهه موج شیئی از طریق تبدیل فرنل در دو حالت قبل از روشن کردن منبع گرمایی و پس از روشن کردن آن و با استفاده از رابطه (۲) بدست آورد. روشهای مورد استفاده برای حذف نوفه‌های پراش مرتبه صفر و تصویر مزدوج نیز در مرجع [۵] ارائه شده است.

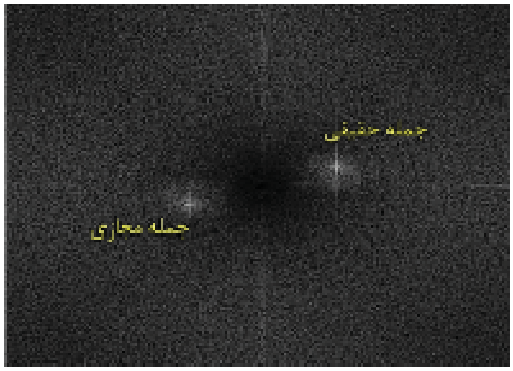
الگوریتم مناسبی در محیط برنامه نویسی متلب برای اندازه‌گیری توزیع انرژی نوشته شد. درنهایت نیم‌رخ گرمایی ایجاد شده ناشی از جذب حرارت منبع گرمایش در ماده جاذب به صورت نیم رخ دمایی بدست آمد.

۳- تجربی

در این مطالعه چیدمان تداخل سنجی ماخ زندری که طرح آن در شکل ۱ نشان داده شده است مورد استفاده قرار گرفت. در این چیدمان تجربی از لیزر قرمز هلیوم-نئون با طول ۶۳۲ نانومتر استفاده شده است. باریکه شیئی پس از انحراف بوسیله آینه سوم از نمونه عبور کرده و پس از برنهی با باریکه مرجع، طرح تداخلی را بر روی صفحه CCDبه وجود می‌آورد. تمامنگار اولیه پیش از روشن کردن منبع گرمایش و تمامنگارهای ثانویه پس از روشن کردن منبع به صورت متوالی ثبت می‌شوند. در شکل ۲-الف سه جمله حقیقی، مجازی و جمله DC یا پراش مرتبه صفر نشان داده شده است. در شکل ۲-ب با استفاده از الگوریتم توسعه داده شده در محیط برنامه متلب جمله پراش مرتبه صفر حذف شده است. پس از تنظیم زاویه بین باریکه‌های مرجع وشیئی و فاصله بین نمونه تا دوربین، منبع گرمایی روشن شده و جبهه موج‌های شیئی و مرجع (برای بازسازی تمامنگار) و نیز تمامنگاشت اولیه ثبت و ذخیره‌سازی شدند.



الف)



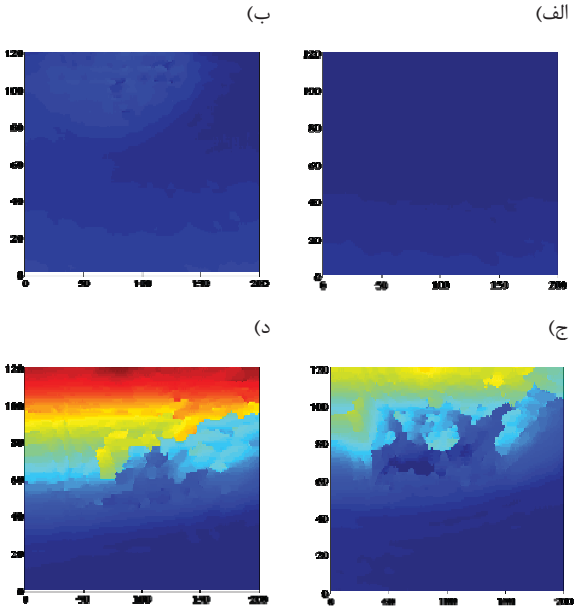
ب)

شکل ۲- اعمال صافی میانگین ۳×۳ بر روی تمامنگاشت دیجیتال در فضای فرکانس پس از بازسازی و الف) قبل ب) حذف تصویر DC پس از بازسازی به روش فرنل.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

۴- نتایج

تعداد ۶ تمام‌نگاشت در فواصل زمانی ۱۰ ثانیه‌ای ثبت شدند. به این طریق که تمام‌نگاشت اول در زمان صفر و تمام‌نگاشت‌های دوم تا ششم به ترتیب در زمان‌های ۲۰، ۳۰، ۴۰، ۵۰، ۶۰ ثانیه ثبت شدند. در شکل ۵ نیم رخ دمایی در زمانهای مذکور پس از روشن نمودن منبع گرمایش نشان داده شده است. نتایج بیانگر جذب تابش و افزایش دمای سلول حاوی آب با افزایش زمان و جذب گرمای بیشتر از منبع است.



شکل ۵- نیم رخ پخش حرارتی معادل با انرژی در سلول آب در زمان‌های الف) ۰ ب) ۲۰ ج) ۴۰ د) ۶۰ ثانیه پس از روشن نمودن منبع گرمایش تماسی.

۵- نتیجه‌گیری

در این کار پژوهشی با استفاده از چیدمان تداخل‌سنجی تمام‌نگاری میزان انرژی سپارش شده توسط منبع گرمایش تماسی معادل با روبش‌گرهای حرارتی بدست آمده است که برای از بین بردن تومور در روش‌های گرمادرمانی در مجاورت آن قرار داده می‌شوند. در ماده معادل با بافت آب، توزیع‌های دمایی صورت نیم‌رخ دوبعدی اندازه گیری شده است. نتایج نشان‌دهنده آن است که با افزایش زمان گرمادهی در آب، ثبت تغییرات دما به صورت نیم رخ دمایی با استفاده از دستگاه تداخل‌سنجی طراحی شده امکان‌پذیر است. نتایج بدست آمده با دماسنج تعبیه شده در ماده نیز مورد مقایسه قرار گرفت که نشاندهنده توافق خوب میان داده‌ها است. نتایج بیانگر آن است که با این روش می‌توان برآوردی از توزیع انرژی گرمایی سپارش شده در مواد معادل بافت در گرمادرمانی بدست آورد.

مرجع‌ها

1 .He, Xiaoming*et. al*. "Quantification of temperature and injury response in thermal therapy and cryosurgery." Cri Rev Bio Eng 31.5&6 (2003).

2 .B. H. Bunch and A. Hellemans, The history of science and technology: a browser's guide to the great discoveries, inventions, and the people who made them, from the dawn of time to today: Houghton Mifflin Harcourt, 2004.

3 .P. Hariharan, *Basics of interferometry*: Elsevier, 2010.

4. Dobbins HM, Peck ER. Change of refractive index of water as a function of temperature. JOSA 1973; 63(3):318-320.

5. Rashidian Vaziri, M. R., et al. "Suppression of zero order diffraction from the reconstructed images in digital holography." *Iranian Journal of Physics Research* 15.4 (2016): 447-452.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021), and the 13th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021).University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021

کد مقاله : ۲-۲۲۲۰-۱۰-A

تصویربرداری زیرطول موج چند مرحله‌ای مبتنی بر تمام‌نگاری

پوریا سلامی، لیلا یوسفی

تهران، خیابان کارگر شمالی، پردیس دانشکده‌های فنی دانشگاه تهران، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر

چکیده- برای دستیابی به تصویری با قدرت تفکیک فراتر از حد تفرق از یک جسم، لازم است تا بتوان از اطلاعات موجود در امواج میراشونده‌ی پراکنده شده از جسم نیز برای بازسازی تصویر استفاده کرد. در اینجا نشان داده می‌شود که در تکنیک تمام نگاری می‌توان با انجام چندین مرحله فرآیند بازسازی، اطلاعات موجود در محدوده‌ی وسیعی از امواج میراشونده‌ی پراکنده شده از جسم را برای بازیابی تصویر با قدرت تفکیک فراتر از حد تفرق، استفاده کرد. برای راستی‌آزمایی روش ارائه شده، با به کارگیری شبیه-سازی تمام‌موج نشان داده می‌شود که با استفاده از انجام دو مرحله بازسازی در تکنیک ارائه شده، می‌توان به قدرت تفکیک فراتر از یک شانزدهم طول‌موج دست یافت.

کلید واژه-تمام نگاری، تصویربرداری زیرطول‌موج، حد تفرق، تداخل

Multi-Step Holography-Based Super-Resolution Imaging

Pooria Salami, and Leila Yousefi

School of Electrical and Computer Engineering, College of Engineering, University of Tehran, Tehran 14395-515, Iran

Pooria.salami@ut.ac.ir, lyousefi@ut.ac.ir

Abstract-For achieving a super-resolution image of an object, it is necessary to use information included in evanescent waves scattered from the object, for image reconstruction.Here, we show that using multiple reconstruction processes in holography technique, we can extract information of a wide range evanescent waves scattered from the object, and we can use them for reconstructing an image with a resolution beyond the diffraction limit. In order to verify our proposed method, using full-wave numerical simulations and by applying two reconstruction processes, a resolution of one-sixteenth of the working wavelength is achieved.

Keywords: Holography, Sub-wavelength imaging, Diffraction limit, Interference.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)
The 12th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)
University of Siastan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021.

1. Introduction

Waves scattered from an object, include both propagating and evanescent waves. Conventional optical imaging systems, such as ordinary microscopes, use only the propagating section of the scattered waves for image reconstruction [1]. This limits the resolution of the reconstructed image to about half of the wavelength, which is known as the diffraction limit [2].In other words, information about sub-wavelength features of an object are embedded in the evanescent waves scattered from that object [3-4], and to achieve a sub-wavelength image, these information must be extracted from the evanescent waves.

Different methods have been proposed to convert evanescent waves into propagating modes and break the diffraction limit so far. Most of these methods are based on complex nano-structures [1,5-8], or fluorescent materials [9,10].However, complexities in fabrication and using fluorescent materials, limit practical application of these methods [11].

In Ref. [12], we proposed a new sub-wavelength imaging method based on converting evanescent waves into propagating waves using holography. We showed that, super-resolution images of an object can be obtained without using complex nano-structures and fluorescent materials (a resolution of one-seventh of the working wavelength was achieved [12]). Here, we show both analytically and numerically that by using multiple reconstruction processes in holography-based sub-wavelength imaging technique, the resolution can be significantly improved. To verify our method, using full-wave numerical simulations and by applying two reconstruction processes, a resolution of one-sixteenth of the working wavelength is achieved.

2. Theory

The steps of the proposed technique have been shown in Fig. 1. In this technique, first, in step (a)the propagating section of the sample field angular spectrum is detected using a conventional imaging system, with numerical aperture of NA = 1. This is equivalent to achieving information included in transverse wavenumbers of $[-k_0, k_0]$, where k_0 is the free space wavenumber. Then, in step (b), an emulsion (emulsion 1) is placed near the sample, and the interference of the sample field, $a(x)$, with a known evanescent reference wave, $A\exp(jk_{ref}x)$, is recorded on the emulsion (see Fig. 1(b)). Here, k_{ref} is the transverse wavenumber of the reference wave. Evanescent reference wave can be generated using total internal reflection concept. After developing emulsion 1, this interference intensity pattern results in transmittance of [12]:

$$t_a = t_b + \beta(|a(x)|^2 + A^* a(x) e^{-jk_{ref}x} + Aa^*(x) e^{jk_{ref}x}), \quad (1)$$

where t_b and β are constants.

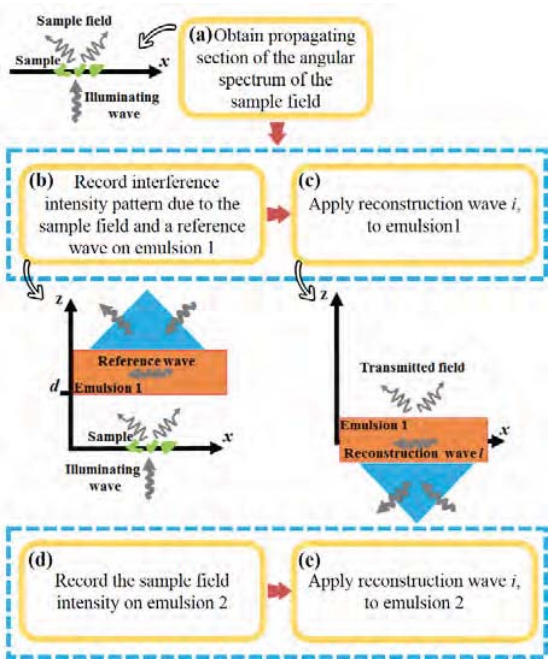


Fig. 1: Multi-step holography-based imaging.

Now, the evanescent reconstruction wave of $B\exp(j(2i+1)k_{ref}\, x)$ is applied to the emulsion 1 (where i = 0,1,2,…, shows the reconstruction stage number), as shown in Fig. 1(c), and the transmitted

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

field of, U_{ti}, is generated. This transmitted field can be written as:

$$U_{ti} = t_b B e^{j(2i+1)k_{ref}x} + \beta|a|^2 B e^{j(2i+1)k_{ref}x} + \beta BA^* a e^{j2ik_{ref}x} + \beta BAa^* e^{j2(i+1)k_{ref}x}. \quad (2)$$

A similar equation can be obtained by reversing the direction of reference and reconstruction waves in steps (b) and (c) of Fig. 1. The first term in the right hand side ofEq. (2), shows an evanescent wave, and therefore does not exist in far-field region. However, the propagating section of the other three terms are present in far-field.

The last term of Eq. (2), shows a shift of $2(i+1)k_{ref}$, in the angular spectrum (Fourier space) of the sample field. In other words, a range of evanescent waves with transverse wavenumbers of $[2k_{ref}(i+1)-k_0, 2k_{ref}(i+1)+k_0]$ are transferred into propagating range, and their corresponding information can be detected in far-field region. By reversing the direction of reference and reconstruction waves, information of evanescent waves with transverse wavenumber of $[-k_0-2k_{ref}(i+1), k_0-2k_{ref}(i+1)]$ can also be detected in far-field. In fact, for different reconstruction waves (different i), each time a different range of evanescent waves are converted to propagating waves, and their information can be used for image reconstruction. However, these information must be separated from waves due to the second and third terms of Eq. (2).

To compute the propagating section of the angular spectrum of the second term in the right hand side of Eq. (2), steps (d) and (e) in Fig. 1, are performed. First, the intensity of the sample field (in the absence of the reference wave) is recorded on another emulsion (emulsion 2). Then the same reconstruction wave (i-th reconstruction wave) is applied to the developed emulsion (emulsion 2).

For calculating the propagating section of the third term of Eq. (2), a recursive relation is used. In the first step of the reconstruction process (i = 0), the third term is equivalent to βBA^*a, which in fact is a coefficient of the sample field. Therefore, propagating section of this term, is already known from step (a) (see Fig. 1), using a conventional imaging system. At the end of the first reconstruction process and by solving Eq. (2), information included in evanescent waves scattered from the sample with transverse wavenumbers of $[2k_{ref}-k_0, 2k_{ref}+k_0]$ and $[-k_0-2k_{ref}, k_0-2k_{ref}]$, are obtained. In the second reconstruction process (i = 1), the third term in Eq. (2), is $\beta BA^*a\exp(j2k_{ref})$, which is known due to the results of the first reconstruction process. Therefore, by solving Eq. (2), this time information included in transverse wavenumbers of $[4k_{ref}-k_0, 4k_{ref}+k_0]$ and $[-k_0-4k_{ref}, k_0-4k_{ref}]$ are achieved. Repeating similar processes, in each reconstruction process, information of a different range of evanescent waves is obtained.

In next section, we use full-wave numerical simulations to validate our proposed method.

3. Numerical Simulation

3.1. Simulated Structure

In this section, based on numerical simulations, we use two reconstruction processes to achieve a sub-wavelength image of a sample. A schematic of the simulated structure is shown in Fig. 2. Here, two apertures in a PEC plane, are considered as the sample. The width of apertures and the gap between them are equal and shown by g in Fig. 2. The distance between the sample and the emulsion is chosen to be d = 20 nm.Ports 1 and 2 are used to generate gaussian illuminating and reference waves at wavelength of λ = 400 nm, respectively (see Fig. 1). Here, we use total internal reflection, to generate an evanescent reference wave with transverse wavenumber of $k_{ref} = 1.5k_0$. In this regard, the wave generated from port 2 (from a high refractive index medium), is incident on the emulsion with incidence angle of 45°. The refractive indices of the incident and refraction (emulsion) medium, are 2.12 and 1.49, respectively. It should be noted that we have used scattering boundary condition, for boundaries other than ports 1 and 2.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

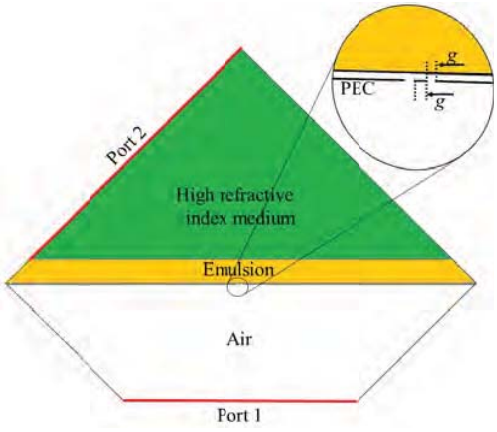


Fig. 2: Schematic of the simulated structure.

3.2. Simulation Results

The imagesachieved using one (dotted line) and two (dashed line) reconstruction processes for the case of $g = \lambda/16$, are shown in Fig. 3. These images are also compared with sample itself (field distribution 20 nm above the apertures), in Fig. 3. As is evident in this figure, using one reconstruction process, the apertures can not be resolved. However, using two reconstruction processes (using more evanescent waves), the apertures are resolved.

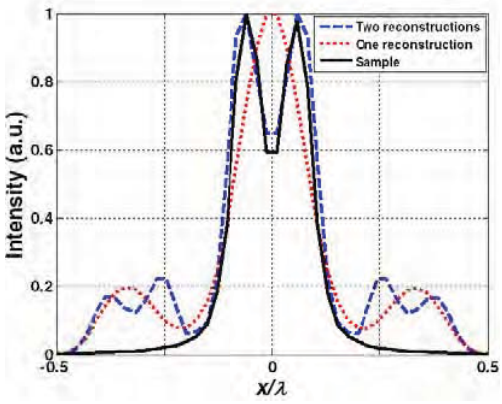


Fig. 3: Reconstructed images using proposed method.

4. Conclusion

Here, we proposed a multi-step holography-based sub-wavelength imaging method. We theoretically proved that using multiple reconstruction processes, information included in a wide range of evanescent waves scattered from the sample, can be extracted. Moreover, using the proposed method and performing two reconstruction processes, a resolution of one-sixteenth of the working wavelength was obtained.

References

[1] A. Salandrino and N. Engheta, "Far-field subdiffraction optical microscopy using metamaterial crystals: theory and simulations," Phys. Rev. B, Vol. 74, 2006.

[2] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 7th ed., Cambridge University Press, 1999.

[3] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, 3rd ed., 2005.

[4] J. B. Pendry, "Negative refraction makes a perfect lens," Phys. Rev. Lett., Vol. 85, pp. 3966–3969, 2000.

[5] S. Durant, Z. Liu, J. M. Steele, and X. Zhang, "Theory of transmission properties of an optical far-field superlens for imaging beyond the diffraction limit," J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 23, pp. 2383–2392, 2006.

[6] P. Salami and L. Yousefi, "Far field subwavelength imaging using phase gradient metasurfaces," J. Lightw. Technol., Vol. 37, pp. 2317–2323, 2019.

[7] P. Salami and L. Yousefi, "Evanescent-to-propagating wave conversion using plasmonic metasurfaces," 2018 Fifth International Conference on Millimeter-Wave and Terahertz Technologies (MMWaTT), 18-20 Dec. 2018, Tehran, Iran.

[8] M. A. Shameli, P. Salami, and L. Yousefi, "Light trapping in thin film solar cells using a polarization independent phase gradient metasurfaces," J. Opt., Vol. 20, 2018.

[9] M. J. Rust, M. Bates, and X. Zhuang, "Sub-diffraction-limit imaging by stochastic optical reconstruction microscopy (storm)," Nat. Methods, Vol. 3, pp. 793–796, 2006.

[10] M. G. L. Gustafsson, "Surpassing the lateral resolution limit by a factor of two using structured illumination microscopy," J. Microsc., Vol. 198, pp. 82–87, 2000.

[11] M. Kim and J. Rho, "Metamaterials and imaging," Nano Convergence, Vol. 2, 2015.

[12] P. Salami and L. Yousefi, "Far-field imaging beyond the diffraction limit using waves interference," J. Lightw. Technol., Vol. 38, pp. 2322–2327, 2020.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۸-۲۲۰-۱۰-A

مطالعه جابه‌جایی کانونی پرتوهای لورنتس-گاوس گذرنده از یک سامانه متمرکز کننده روزنه‌ای

امیرحسین زارعیان، غلامرضا هنرآسا و مهدی بهادران

a.zareian@sutech.ac.ir, Honarasa@sutech.ac.ir, bahadoran@sutech.ac.ir

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران

چکیده –در این مقاله با استفاده از انتگرال کالینز به بررسی نحوه انتشار پرتوهای لورنتس-گاوس در یک سامانه اپتیکی شامل یک روزنه دایروی و یک عدسی پرداخته شده است. سپس با استفاده از شدت محوری، جابه‌جایی کانونی و تاثیر عوامل جدایی بین روزنه و عدسی و شعاع روزنه بر جابه‌جایی کانونی مورد مطالعه قرار گرفته است. نتایج نشان می دهد که با افزایش شعاع روزنه دایروی، جابه‌جایی کانونی کاهش می‌یابد.

کلید واژه- انتگرال کالینز، پرتوهای لورنتس-گاوس، جابه‌جایی کانونی

Focal Shift Study forLorentz-Gauss Beams Passing Through an Apertured Focusing System

AmirHossein Zareian, Gholamreza Honarasa, and Mahdi Bahadoran

Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran.

Abstract- In this paper propagation of a Lorentz-Gauss beam passing through a circular aperture and a lens is discussed by using Collins integral. With the aid of axial intensity, the Focal Shift and effect of aperture-lens separation and radius of aperture have been studied.The results show that Focal Shift decreases with the increasing values of radius of aperture.

Keywords: Collins Integral, Focal Shift, Lorentz-Gauss beams

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

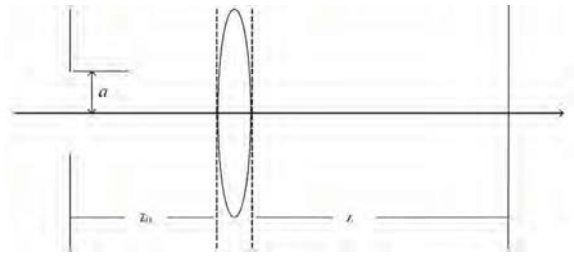
پرتوهای لورنتس-گاوس به عنوان حالت کلی‌تر پرتوهای لورنتس معرفی شدند[۱]. پرتوهای لورنتس-گاوس می‌توانند تابش خروجی از یک لیزر دایود تک مد را توصیف نمایند[۲]. در حالت کلی، پرتو لورنتس-گاوس به دلیل گسترش زاویه‌ای بالاتر نسبت به پرتو گاوسی، مدل مناسبی برای توصیف منابع لیزری فراهم می‌کند[۳]. تاکنون انتشار پرتوهای لورنتس-گاوس در بسیاری از محیط‌های اپتیکی مانند اتمسفر متلاطم، بلورهای تک محوری و محیط‌های غیر خطی غیرموضعی قوی مورد بررسی قرار گرفته است[۴-۶]. با مطالعه ویژگی‌های تمرکز نور مشخص شده که مکان بیشینه شدت محوری بر کانون هندسی منطبق نیست. این پدیده را جابه‌جایی کانونی می‌نامند که بسیار مورد توجه قرار دارد. گائو و همکاران به بررسی جابه‌جایی کانونی در پرتو توخالی گاوسی با قطبش شعاعی پرداختند[۷]. جابه‌جایی کانونی در پرتو برداری لاگر-گاوس با قطبش هایبرید توسط چن و همکاران در سال ۲۰۱۸ انجام شد[۸]. سان و همکاران در سال ۲۰۱۹ به بررسی انتشار پرتو گاوسی در ساختار نوری شامل روزنه و عدسی نازک پرداختند و تغییر فاصله کانونی را برای این سیستم مطالعه کردند[۹]. در این مقاله ابتدا به بررسی انتشار پرتو لورنتس-گاوس در یک سامانه اپتیکی با استفاده از انتگرال کالینز و سپس بررسی جابه‌جایی کانونی در آن سامانه پرداخته می‌شود.

انتشار پرتو لورنتس-گاوس در سامانه متمرکز کننده روزنه‌ای

توزیع میدان پرتو لورنتس-گاوس در صفحه $z=0$ به شکل زیر توصیف می‌شود[۱]:

$$E(x_0,y_0,0)=\frac{E_0}{\omega_x\omega_y}\frac{1}{\left[1+(x_0/\omega_x)^2\right]\left[1+(y_0/\omega_y)^2\right]}\times\exp\left(-\frac{x_0^2+y_0^2}{\omega_0^2}\right) \quad (۱)$$

که در آن ω_x و ω_y پارامترهای مرتبط با پهنای بخش لورنتس پرتو در راستای x و y هستند. ω_0 پارامتر کمر پرتو در بخش گاوسی و E_0 یک ثابت است.سامانه اپتیکی شامل یک روزنه دایروی به شعاع a و یک عدسی نازک با فاصله کانونی f به صورت شکل ۱ در نظرگرفته شد.



شکل ۱: سامانه اپتیکی

برای توصیف انتشار پرتو لورنتس-گاوس در سامانه نوری ذکر شده از فرمول بندی انتگرال کالینز در مختصات دکارتی استفاده می‌کنیم[۱۰].

$$E(x,y,z)=\frac{i}{\lambda B}\int_{-a}^{a}\int_{-a}^{a}E(x_0,y_0,0)\times\exp\{-\frac{ik}{2B}[A(x_0^2+y_0^2)-2(xx_0+yy_0)+D(x^2+y^2)]\}\,dx_0\,dy_0 \quad (۲)$$

که در آن $E(x_0,y_0,0)$ توزیع میدان پرتو لورنتس-گاوس ورودی است و از رابطه (۱) جایگزین می‌شود. A، B و D عناصر ماتریس انتقال سامانه اپتیکی هستند. $k=2\pi/\lambda$ عدد موج و λ طول‌موج است.محور z به عنوان راستای

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

انتشار در نظر گرفته شده است. ماتریس ABCD انتقال سامانه نوری به صورت زیر است.

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{f-z}{f} & \frac{fz_0+fz-zz_0}{f} \\ \frac{-1}{f} & \frac{f-z_0}{f} \end{pmatrix} \quad (۳)$$

با جایگزینی روابط (۱) و (۳) در رابطه (۲) توزیع میدان در صفحه نمایش به صورت زیر بدست خواهدآمد:

$$E(x,y,z) = \frac{i\,E_0}{\lambda B}\,E(x_0)\,E(y_0) \quad (۴)$$

که $E(y_0)$ و $E(x_0)$ از رابطه زیر بدست می‌آیند:

$$E(j_0) = \omega_j \exp\left(-\frac{ikDj^2}{2B}\right)\exp\left(\frac{ikj^2}{2BA'}\right)\frac{(-1)^{3/4}}{2(\omega_j^2+a^2)} \times \sqrt{\frac{2\pi B}{kA'}}\left\{erfi[\sqrt[4]{-1}\sqrt{\frac{kA'}{2B}}\left(a-\frac{j}{A'}\right)] - erfi[\sqrt[4]{-1}\sqrt{\frac{kA'}{2B}}\left(-a-\frac{j}{A'}\right)]\right\} \quad (۵)$$

که درآن $j = x \text{ or } y$، a شعاع روزنه، $erfi$ تابع خطای موهومی و A' به شکل زیر تعریف شده است:

$$A' = A - \frac{2iB}{k\omega_0^2} \quad (۶)$$

جابه‌جایی کانونی

در راستای بررسی پدیده جابه‌جایی کانونی، با صفر قرار دادن مولفه‌های x و y در معادله توزیع میدان پرتو لورنتس-گاوس(رابطه۴) می‌توان توزیع میدان و شدت در راستای انتشار را به صورت زیر بدست آورد.

$$E(0,0,z) = \frac{\omega_x\,\omega_y}{(\omega_x^2+a^2)(\omega_y^2+a^2)}\frac{1}{A'} \times erfi\left[(-1^{1/4})\sqrt{\frac{kA'a^2}{2B}}\right]^2 \quad (۷)$$

$$I(0,z) = \left|E(0,0,z)\right|^2 = \frac{\omega_x^2\,\omega_y^2}{(\omega_x^2+a^2)^2(\omega_y^2+a^2)^2} \times \frac{1}{A'A''}\left\{erfi\left[(-1^{1/4})\sqrt{\frac{kA'a^2}{2B}}\right]\right\}^2 \times \left\{erfi\left[(-1^{-1/4})\sqrt{\frac{kA''a^2}{2B}}\right]\right\}^2 \quad (۸)$$

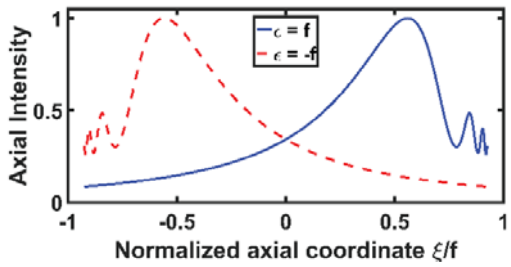
که در آن A'' به شکل زیر است:

$$A'' = A + \frac{2iB}{k\omega_0^2} \quad (۹)$$

با دیفرانسیل گیری از رابطه شدت محوری و بررسی صفرهای آن می‌توان مکان بیشینه شدت محوری را بدست آورد که نشان دهنده جابه‌جایی کانونی است.

نتایج و محاسبات

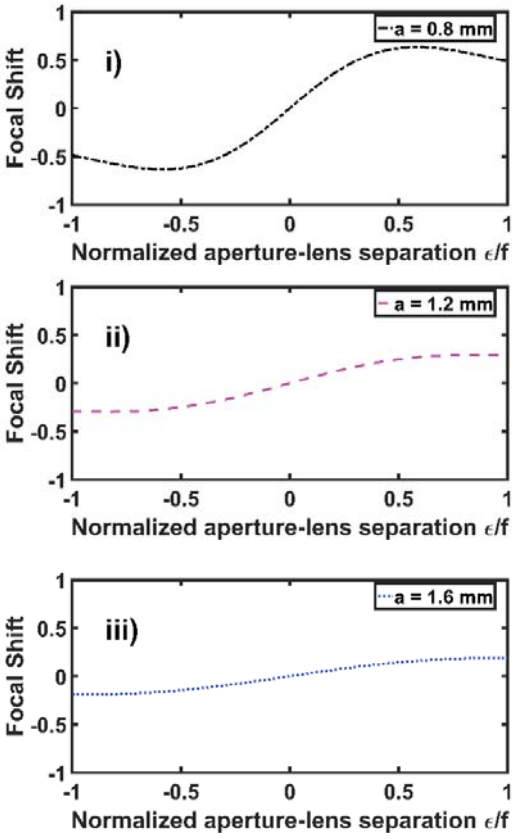
برای انجام محاسبات پارامتر $\varepsilon = z_0 - f$ که معرف جدایی بین عدسی و روزنه و پارامتر $\xi = z - f$ که نشان دهنده مختصه محوری است را تعریف می‌کنیم. با رسم شدت محوری در شکل ۲ به عنوان تابعی از ξ و ε مشاهده می‌شود که شدت محوری نسبت به کانون متقارن است.



شکل ۲: نمودار شدت محوری بر حسب مختصه محوری برای $\varepsilon = f$ و $\varepsilon = -f$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

با رسم بیشینه شدت محوری، اثر جدایی بین عدسی و روزنه و شعاع روزنه بر جابه‌جایی کانونی تعیین می‌شود. در شکل ۳ جابه‌جایی کانونی برحسب فاصله بین روزنه و عدسی به ازای شعاع روزنه‌های متفاوت رسم شده است. همانطور که مشاهده می‌شود برای جدایی روزنه-عدسی مثبت، جابه‌جایی کانونی مثبت است و نشان می‌دهد کانون از عدسی دور می‌شود و برای جدایی روزنه-عدسی منفی، جابه‌جایی کانونی منفی و کانون به عدسی نزدیک می‌شود. همچنین با افزایش شعاع روزنه جابه‌جایی کانونی کاهش می‌یابد.



شکل ۳: نمودار جابه‌جایی کانونی بر حسب جدایی بین روزنه و عدسی برای شعاع روزنه های متفاوت

نتیجه‌گیری

دراین تحقیق توزیع میدان پرتو لورنتس-گاوس در ساختار متمرکز کننده روزنه‌ای به وسیله انتگرال کالینز محاسبه شد. همچنین با بررسی شدت محوری پرتو،جابه‌جایی کانونی به دست آمد. نتایج نشان می‌دهد با تغییر فاصله بین روزنه و عدسی کانون می‌تواند به عدسی نزدیک یا دور شود و با افزایش شعاع روزنه، جابه‌جایی کانونی کاهش می‌یابد.

مرجع‌ها

[1] O. El Gawhary and S. Severini, "Lorentz beams and symmetry properties in paraxial optics," *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics,* vol. 8, p. 409, 2006.

[2] J. Yang, T. Chen, G. Ding, and X. Yuan, "Focusing of diode laser beams: a partially coherent Lorentz model," in *Semiconductor Lasers and Applications III*, 2008, p. 68240A.

[3] A. Naqwi and F. Durst, "Focusing of diode laser beams: a simple mathematical model," *Applied optics,* vol. 29, pp. 1780-1785, 1990.

[4] A. Keshavarz and G. Honarasa, "Propagation of Lorentz—Gaussian beams in strongly nonlocal nonlinear media," *Communications in Theoretical Physics,* vol. 61, p. 241, 2014.

[5] C. Zhao and Y. Cai, "Paraxial propagation of Lorentz and Lorentz–Gauss beams in uniaxial crystals orthogonal to the optical axis," *Journal of Modern Optics,* vol. 57, pp. 375-384, 2010.

[6] G. Zhou and X. Chu, "Average intensity and spreading of a Lorentz-Gauss beam in turbulent atmosphere," *Optics express,* vol. 18, pp. 726-731, 2010.

[7] X. Gao, M. Gao, Q. Zhan, J. Li, H. Guo, J. Wang*, et al.*, "Focal shift in radially polarized hollow Gaussian beam," *Optik,* vol. 122, pp. 671-676, 2011.

[8] Y. Chen, S. Huang, M. Chen, and X. Liu, "Focal shift in tightly focused hybridly polarized Laguerre–Gaussian vector beams with zero radial index," *JOSA A,* vol. 35, pp. 1585-1591, 2018.

[9] P. Sun, J. Liu, J. Guan, G. Wang, and Y. Yu, "Propagation equation of Gaussian beams through apertured focusing systems and parametric study of focal shift," *JOSA A,* vol. 36, pp. 818-825, 2019.

[10] S. A. Collins, "Lens-system diffraction integral written in terms of matrix optics," *JOSA,* vol. 60, pp. 1168-1177, 1970.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۸-۱۷۰-۱۰-A

بررسی اثر تغییرات دما بر روی پارامتر گرما-نوری ماده معادل بافت در دزیمتری پرتوهای یون‌ساز

سلیمی میدانشاهی، سحر[۱]؛ بیگ‌زاده، امیرمحمد[۲]؛ رشیدیان وزیری، محمدرضا[۳]*؛شهشهانی، فاطمه

[۱] گروه فیزیک، دانشکده فیزیک شیمی، دانشگاه الزهرا، تهران

[۲] پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده کاربرد پرتوها، تهران

[۳] پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده فوتونیک وفن‌آوری‌های کوانتومی، تهران

***mrashidian@aeoi.org.ir**

چکیده: در این کار تجربی پارامتر گرما-نوری ماده معادل بافت در دزیمتری پرتوهای یون‌ساز (آب) اندازه‌گیری شده است. امروزه باریکه‌های پرتوهای یون‌ساز، که یکی از آنها ذرات الکترون است، کاربرد بسیاری در پرتودرمانی سرطان، پرتودهی مواد با هدف استریلیزاسیون تجهیزات پزشکی، تغییر خواص مواد و پلیمرها با هدف ارتقای کیفیت آنها، پرتودهی مواد غذایی برای افزایش زمان ماندگاری آنها در انبارها و حذف آفات آنها و ... یافته‌اند. در مبحث پرتودرمانی، محیط آب اغلب به عنوان فانتومی مناسب برای اندازه‌گیری توزیع دز جذبی الکترون‌ها در بدن بیماران مورد استفاده واقع می‌شود. برای ساخت دزیمترهای نوری، آگاهی از مقدار پارامتر گرما-نوری ماده یک اصل اساسی است که این نوع از دزیمترها با نام کالریمترهای تداخل‌سنجی شناخته شده‌اند. در این کار با استفاده از تداخل‌سنج ماخ- زندر و حل روابط نظری موردنیاز، پارامتر گرما-نوری در بازه دمایی بزرگ ۳۴ تا ۷۶ سلسیوس اندازه‌گیری شده است.

کلیدواژه: تمام‌نگاری، تمام‌نگاری رقمی، ضریب شکست آب، تداخل‌سنج ماخ-زندر

Investigating the effect of temperature variations on opto-thermal parameter of tissue-equivalent material in ionizing beam dosimetry

Salimi Meidanshahi, Sahar[1]; Beigzadeh, Amirmohammad[2]; Rashidian Vaziri, Mohammad Reza[3*]; Shahshahani, Fatemeh[1]

***mrashidian@aeoi.org.ir**

[1] Department of Physics, Alzahra University, Tehran, Iran

[2]Radiation Application Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran

[3]Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran

Abstract: In this experimental work, the opto-thermal parameter of the tissue equivalent material in the dosimetry of ionizing radiation (water) has been measured. Nowadays, ionizing beams, where one of them is electron particles, are widely used in cancer radiotherapy, irradiation of materials with the aim of sterilizing medical equipments, changing the properties of materials and polymers to improve their quality, irradiating foods to increase their shelf life in warehouses and elimination, and etc. In case of radiation therapy, the water is often used as a suitable phantom to measure the distribution of electron absorption doses in patients' bodies. To make optical dosimeters, knowing the value of the opto-thermal parameter is a basic principle that these types of dosimeters are known as interferometric calorimeters. In this work, using the Mach-Zander interferometer and the solution of the required theoretical relations, the thermo-optical parameter is measured in the large temperature range of 34 to 76 degrees Celsius

Keywords: holography, digital holography , Water, Refractive index, Optical interferometer

۱. مقدمه

امروزه سرطان به یکی از علت‌های عمده مرگ انسان‌ها در جهان تبدیل شده است. اگرچه بسیاری از سرطان‌ها را می‌توان از راه جراحی تا حدودی درمان کرد، اما گزینه‌های جایگزین با آسیب‌زایی کمتر مانند روش‌های پرتودرمانی نیز در حال گسترش هستند. دو روش اصلی پرتودرمانی با نام‌های پرتودرمانی خارجی و پرتودرمانی داخلی (براکی تراپی) برای درمان سرطان مورد استفاده واقع می‌شوند [۱]. در براکی‌تراپی، منبع تابش در داخل بدن بیمار و نزدیک به توده سرطانی قرار داده می‌شود، درحالی‌که پرتودرمانی خارجی بر اساس استفاده از انواع مختلف منابع تابش یون‌ساز است که در خارج از بدن بیمار قرار می‌گیرند.

چالش اصلی در استفاده از روش‌های پرتودرمانی برای درمان بیماران سرطانی، تحویل و کمی‌سازی دقیق دز تابشی اعمال شده به بافت است. روش‌های متعدد دزیمتری برای اندازه‌گیری دز جذبی تابش‌ها وجود دارند. روش‌هایی مانند کالریمتری، استفاده از اتاقک‌های یونش، دزیمتری با استفاده از مواد نیمه‌هادی، لایه‌های رادیوکرومیک و ترمولومینسانس استفاده بسیاری در زمینه دزیمتری دارند. هر یک از این روش‌های دزیمتری مزایا و محدودیت‌های خاص خود را دارد. روش پرکاربردی که برای دزیمتری بسیار مورد استفاده قرار می‌گیرد، کالریمتری است [۲]. کالریمتر افزایش دمای ناشی از انرژی جذب شده در محیط بر اثر تابش یون‌ساز را اندازه می‌گیرد. ماده جاذب به طور معمول از جنس آب یا گرافیت انتخاب می‌شود. اختلاف دمای ایجاد شده در محیط با استفاده از یک دماسنج مناسب سنجیده شده و میزان دز جذب شده با استفاده از گرمای ویژه محیط محاسبه می‌شود. برای افزایش دقت روش کالریمتری باید از روش‌های اندازه‌گیری دمایی استفاده کرد که حساسیت بیش‌تری به تغییرات دمایی اندک محیط جاذب داشته باشند. باریکه‌های همدوس لیزری را می‌توان برای سنجش میزان تغییرات دمایی اندک ایجاد شده در محیط‌های جاذب مورد استفاده قرار داد [۳]. به علت خاصیت همدوسی بسیار بالای لیزرها، هرگونه تغییری که باعث برهم‌خوردگی اندک این همدوسی شود را می‌توان به‌دقت اندازه گرفت. استفاده از باریکه‌های لیزری برای دزیمتری تابش بسیار مورد توجه است [۲, ۴-۶]. تغییرات دمایی در محیط فانتوم جاذب تابش که برای کاربردهای درمانی اغلب آب در نظر گرفته می‌شود، باعث تغییر ضریب شکست آن می‌شود. تغییرات دمایی ضریب شکست محیط، فاز میدان الکتریکی باریکه لیزری مورد استفاده را تغییر می‌دهد. با اندازه‌گیری تغییرات فاز میدان با استفاده از روش‌های نوری، می‌توان میزان دز جذب شده در محیط را بدست آورد؛ بنابراین برای استفاده از محیط آب برای دزیمتری تابش الکترونی، باید تغییرات دمایی ضریب شکست آن پیش از استفاده در کالریمتر به‌دقت مشخص باشد. از آنجایی که با تغییر میزان ناخالصی، تغییر چگالی و نیز تغییر فشار محیط هوا در محیط اندازه‌گیری، ضریب شکست آب تغییر می‌کند [۷]، اندازه‌گیری تغییرات دمایی آب در همان محیط مورد استفاده برای کالریمتری تابش الکترونی ضروری است.

در این مقاله، به گزارش اندازه‌گیری ضریب شکست آب با استفاده از یک چیدمان تداخل‌سنجی ماخ- زندر پرداخته شده است. هدف، مشخصه‌یابی و اندازه‌گیری دقیق وابستگی ضریب شکست آب مورد استفاده در آزمایشگاه پیش از ساخت یک کالریمتر تابش الکترونی بوده است.

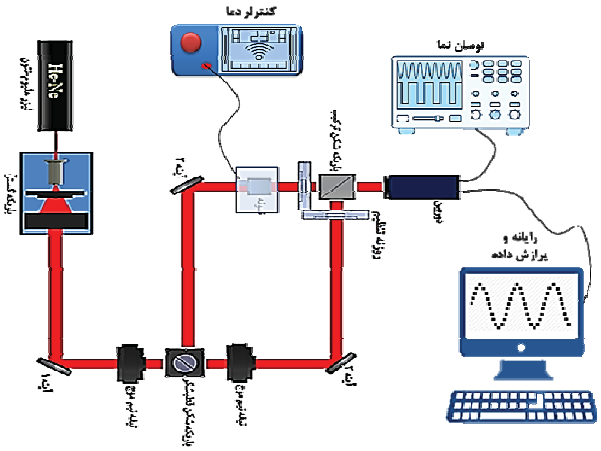
۲. چیدمان تداخل‌سنج ماخ- زندر و روش اندازه‌گیری

شکل ۱ سیستم تداخل‌سنجی ماخ زندر مورد استفاده در کار تجربی را نشان می‌دهد. در این چیدمان تداخل‌سنجی، ابتدا باریکه نوری خارج شده از لیزر پس از بازتاب از آینه۱ از تیغه نیم‌موج اول عبور می‌کند. با دوران تیغه نیم‌موج اول، جهت قطبش خطی باریکه اصلی دوران یافته و سپس دو مؤلفه این باریکه توسط شکافنده باریکه قطبش‌گر از یکدیگر تفکیک می‌شوند. به این ترتیب و با دوران تیغه نیم‌موج اول امکان تنظیم دلخواه نسبت شدت بین دو باریکه خارج شده از باریکه‌شکن قطبش‌گر وجود خواهد داشت. بخش اول باریکه، مشخص شده با علامت ۱ در شکل، به عنوان باریکه مرجع از تیغه نیم‌موج دوم عبور می‌کند. نقش تیغه نیم‌موج دوم در مسیر باریکه مرجع، دوران مجدد جهت قطبش و همسوسازی آن با جهت قطبش باریکه دوم است. باریکه مرجع پس از بازتاب از سطح آینه ۲، از طریق باریکه‌شکن ترکیب به سطح حساس به نور دوربین دیجیتال می‌رسد. باریکه دوم یا همان باریکه شیئی نیز، مشخص شده با علامت ۲ در شکل، پس از بازتاب از سطح آینه ۳ و عبور از سلول حاوی نمونه و باریکه-شکن ترکیب به دوربین می‌رسد. درنهایت باریکه شیئی با باریکه مرجع روی سطح حساس به نور دوربین دیجیتال برهم‌نهی شده و طرح نوارهای تداخلی شکل خواهد گرفت. این

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

تصویر توسط دوربین ثبت و برای رؤیت و پردازش‌های بعدی از طریق نوسان‌نما به رایانه منتقل می‌شود.

لیزر مورد استفاده در این مطالعه، لیزر هلیوم نئون با طول‌موج ۶۳۲٫۸ نانومتر، با قطبش خطی و توان ۵ میلی‌وات مدل MellesGriot098DPP بوده است. در این کار از یک سلول مکعب مستطیل شکل از جنس کوارتز به ابعاد ۵×۵×۵ سانتی‌مترمکعب و به ضخامت بدنه ۱ میلی‌متر، محتوی آب به عنوان نمونه جاذب استفاده شده است. دوربین دیجیتال مورد استفاده متعلق به شرکت The Imaging Source مدل DMK23G445 با پیکسل‌هایی با ابعاد ۳/۷×۳/۷ میکرومتر مربع بوده است. از یک دماسنج دیجیتال به نام سانوارد مدل SUN15-T برای اندازه‌گیری و نمایش دما با دقت یک دهمدرجه در چیدمان استفاده شده است. نوک فلزی دماسنج به شکلی از قسمت فوقانی در سلول ثابت شده است که تداخلی با باریکه لیزری عبوری از آن نداشته باشد.



شکل ۱: طرحی از چیدمان تجربی مورد استفاده

برای شروع آزمایش، ابتدا آب تا دمای ۷۵ درجه سلسیوس در ظرفی مجزا گرم شده است. آب گرم شده به داخل سلول کوارتز منتقل شده و پس از گذشت مدت زمان ۳ دقیقه، برای به تعادل رسیدن آب درون سلول کوارتز، ثبت نوارهای تداخلی توسط رایانه آغاز شده است. دما نیز به صورت مجزا و از طریق دماسنج اندازه‌گیری شده است.

۳. روابط نظری

با سرد شدن تدریجی آب درون سلول، نوارهای تداخلی شروع به حرکت خواهند کرد. برای درک چگونگی شکل‌گیری طرح نوارهای تداخلی در روش تداخل‌سنجی تمام‌نگاری دیجیتال و علت جابه‌جایی آن با تغییرات دما، ابتدا باید روابط فیزیکی مربوط به انتشار نور، تغییر فاز جبهه‌موج لیزری و تداخل امواج را برای شرایط مورد استفاده در این روش مورد بررسی قرار داد. اگر شدت جبهه‌موج‌های مرجع و شیئی را روی سطح دوربین به ترتیب با I_1 و I_2 نشان دهیم، شدت حاصل از برهم‌نهی به صورت زیر خواهد بود:

(۱)

که $\Delta\varphi(t) = \varphi_2(t) - \varphi_1$ اختلاف فاز بین دو جبهه‌ی موج است که به سبب تغییرات ضریب شکست ایجاد شده در ماده به علت تغییرات دمایی آن ایجاد می‌شود. φ_1 و $\varphi_2(t)$ به ترتیب فاز جبهه‌موج‌های مرجع و شیئی هستند. اختلاف فاز ایجاد شده بین دو جبهه‌موج بر اثر تغییرات دمایی را می‌توان به شکل زیر نوشت:

$$\Delta\varphi(t) = k\,\Delta OPL(t) \qquad (۲)$$

که $\Delta OPL(t)$ اختلاف راه نوری بین دو باریکه مرجع و شیئی و $k = 2\pi/\lambda$ عدد موج است. λ نیز طول‌موج لیزر مورد استفاده در چیدمان تداخل‌سنجی است. اختلاف راه نوری را می‌توان به شکل زیر نوشت:

(۳)

که در آن $n(t)$ و $l(t)$ به ترتیب ضریب شکست ماده و طول سلولی هستند که برای اندازه‌گیری ضریب شکست، ماده درون آن ریخته شده است. با بسط این رابطه و استفاده از روابط زیر:

(۴)

که در آن dn/dT ضریب نور-گرمایی ماده است و:

(۵)

که در آن $\Delta l(t)$ تغییرات طول سلول است، پس از کمی عملیات جبری می‌توان به رابطه زیر رسید:

(۶)

که در آن n_0 و l_0 *به ترتیب* ضریب شکست ماده و طول اولیه سلول در دمای اولیه T_0 هستند. در استخراج این رابطه، از رابطه زیر بین تغییرات طول راه نوری و تعداد نوارهای تداخلی جابه‌جا شده $\Delta m(t)$ استفاده شده است:

(۷)

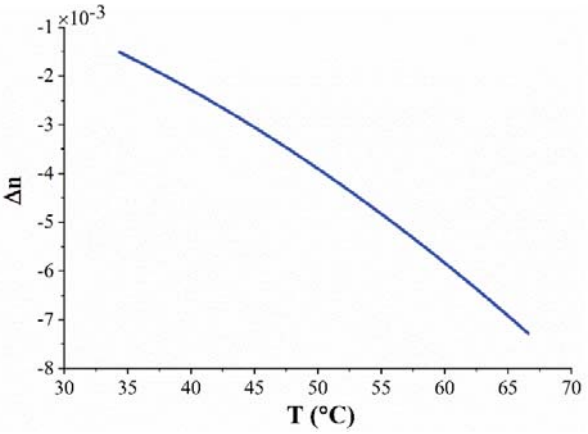
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بنابراین، با پایش طرح نوارهای تداخلی بر حسب زمان و اندازه-گیری تعداد نوارهای تداخلی جابه‌جا شده $\Delta m(t)$ و اندازه-گیری همزمان تغییرات دمایی $\Delta T(t)$، تغییرات دمایی ضریب شکست آب از طریق رابطه (۱۲) قابل محاسبه خواهد بود.

۴. نتایج

تعداد نوارهای تداخلی جابه‌جا شده در طول مدت زمان آزمایش و سرد شدن تدریجی آب در شکل ۲- الف نشان داده شده است. شکل ۲- ب نیز اختلاف دماهای اندازه‌گیری شده در همین بازه زمانی از طریق دماسنج را نشان می‌دهد.

با اندازه‌گیری تعداد نوارهای تداخلی جابه‌جا شده و نیز تغییرات دما برحسب زمان و با استفاده از رابطه (۶)، مقدار تغییرات دمایی ضریب شکست آب بر حسب زمان استخراج شده و در شکل ۲ نشان داده شده است. در استفاده از رابطه (۶)، مقادیر ثابت‌های n_0 و l_0 به ترتیب برابر با ۱/۳۲۴۹ معادل با ضریب شکست آب در دمای اولیه ۶۶/۵ درجه سلسیوس و ۵ سانتی-متر معادل با طول اولیه سلول کوارتز انتخاب شده‌اند. برای آنکه محاسبه تغییرات ضریب شکست آب با استفاده از رابطه (۶) دقت بالاتری داشته باشد، بزرگی ضریب انبساط گرمایی کوارتز α ثابت فرض نشده و از مقادیر وابسته به دمای آن استفاده شده است. در این کار وابستگی دمایی ضریب انبساط گرمایی کوارتز از مرجع [۸] استخراج شده و مورد استفاده قرار گرفته است.



شکل ۲: نتایج اندازه‌گیری تغییرات ضریب شکست آب درون سلول در طول مدت سرد شدن.

۵. تحلیل خطا

در این کار، دقت دماسنج مورد استفاده برای اندازه‌گیری دما برابر با ۰/۱ درجه سلسیوس و دقت میکرومتر مورد استفاده برای اندازه‌گیری طول سلول برابر با ۰/۰۱ میلی‌متر بوده است. اندازه پیکسل دوربین دیجیتال برابر با ۳/۷ میکرومتر و با در نظر داشتن عرض نوارهای تداخلی درحدود ۷۵ میکرومتر، دقت اندازه‌گیری جابه‌جایی نوارهای تداخلی حدود ۰/۰۵ بوده است. مطابق با آنچه که در مرجع [۹] مورد اشاره قرار گرفته است، مهمترین منبع خطا در آزمایش‌های تداخل‌سنجی برای اندازه-گیری ضریب شکست آب، ناهمگنی توزیع دمایی در داخل نمونه است. در این کار برای افزایش همگنی توزیع دمایی، بجای افزایش تدریجی دما از دماهای پائین‌تر، به نمونه آب اجازه داده شده است تا به تدریج از دماهای بالاتر به سمت دماهای پائین‌تر سرد شود. با این وجود، چون در دماهای بالاتر روند سردشدن سریع‌تر از دماهای پائین‌تر است، احتمال شکل-گیری ناهمگنی‌های دمایی در داخل نمونه آب در دماهای بالاتر محتمل‌تر خواهد بود. شکل ۳ تحلیل خطای اندازه‌گیری‌ها با استفاده از روشی که در کار تجربی مشابهِ دابینز و پِک [۹] نیز مورد استفاده قرار گرفته به انجام رسیده است. بدین منظور، میانگین تفاوت بین داده‌های تجربی اندازه‌گیری شده و محاسبه شده از طریق رابطه زیر:

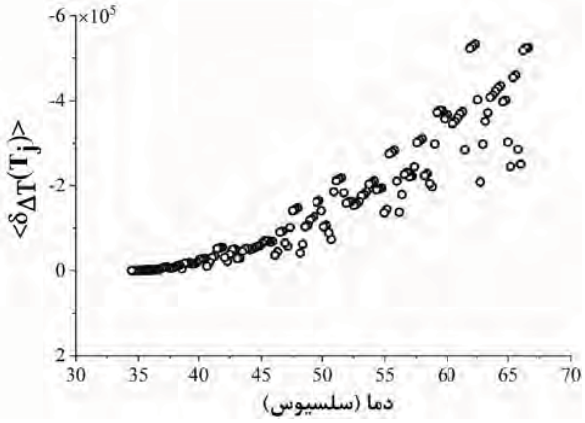
$$\Delta n_w(T)\times 10^5 = -8.889(T-20°C) - 0.1610(T-20°C)^2 \qquad (۸)$$

به شکل زیر محاسبه می‌شود [۹]:

$$\left\langle \delta_{\Delta T}(T_j)\right\rangle = \frac{1}{N}\sum_i^N \left[\Delta n_w(T_i)_{exp} - \Delta n_w(T_i)_{calc}\right] \qquad (۹)$$

که در آن Nتعداد داده‌های ضریب‌شکست اندازه‌گیری شده در بازه دمایی ΔT، $\Delta n_w(T_i)_{exp}$ مقدار اندازه‌گیری شده تجربی تغییر ضریب شکست از دمای مرجع تا دمای T_i در بازه $T_j - \frac{1}{2}\Delta T < T_i < T_j + \frac{1}{2}\Delta T$ و $\Delta n_w(T_i)_{calc}$ تغییرات ضریب شکست محاسبه شده از طریق رابطه (۱۷-۳) بین دماهای مرجع و T_i است. شکل (۱۸-۳) تغییرات کمیت $\left\langle \delta_{\Delta T}(T_j)\right\rangle$، در بازه دمایی مورد استفاده برای اندازه‌گیری ضریب شکست در این کار را نشان می‌دهد. همانطور که در شکل مشخص است، خطای اندازه‌گیری در دماهای بالاتر بیش‌تر است. داده‌های ارائه شده در این شکل، نتیجه‌گیری پیشین درمورد وجود خطای اندازه-گیری بیش‌تر در دماهای بالاتر، بدلیل وجود ناهمگنی دمایی در نمونه را تأیید می‌کند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۳: تحلیل خطای اندازه‌گیری وابستگی دمایی ضریب‌شکست.

۶. نتیجه‌گیری

در این کار به توصیف اندازه‌گیری تجربی ضریب شکست آب با استفاده از یک تداخل‌سنج ماخ- زندر پرداخته شده است. با توسعه روابط نظری موردنیاز، داده‌های تجربی بدست آمده مورد تفسیر قرار گرفته و وابستگی دمایی ضریب‌شکست آب در بازه دمایی ۳۴ تا ۷۶ درجه سانتی‌گراد اندازه‌گیری شده است. برای اعتبارسنجی نتایج بدست آمده، نتایج با کارهای تجربی پیشین مورد مقایسه قرار گرفته و تحلیل خطا برای اندازه‌گیری‌ها به انجام رسیده است.

مراجع

[۱] Haddadi G, Haddadi M B and Vardian M 2013 Different Radiotherapy Methods: A Review *Journal of Fasa University of Medical Sciences***2** 235-40

[۲] امیرمحمد بیگ زاده، محمدرضا رشیدیان وزیری و فرهود ضیائی."به کارگیری روش تداخل سنجی تمام نگاری دیجیتال با نوردهی دوگانه برای محاسبه میزان دز جذبی در پلیمر پلی متیل متاآکریلات"، مجله سنجش و ایمنی پرتو، جلد ۵، شماره ۴، ۱۳۹۶.

[۳] Beigzadeh A M, Rashidian Vaziri M R and Ziaie F 2017 Application of double-exposure digital holographic interferometry method for calculating the absorbed dose in poly(methyl methacrylate) environment *Iranian Journal of Radiation Safety and Measurement***5** 51-61

[۴] محمدرضا رشیدیان وزیری، امیرمحمد بیگ زاده و فرهود ضیائی."اندازه گیری دز جذبی الکترون در فانتوم آب به روش تمام نگاری دیجیتال با باریکه لیزر"، مجله علمی پژوهشی «علوم و فن آوریهای پدافند نوین»، جلد ۹، شماره ۴، ۱۳۹۷.

[۵] Flores-Martinez E, Malin M J and DeWerd L A 2016 Development and characterization of an interferometer for calorimeter-based absorbed dose to water measurements ina medical linear accelerator *Review of Scientific Instruments***87** 114301

[۶] Hubley L, Roberts J, Meyer J, Moggré A and Marsh S 2019 Optical-Radiation-Calorimeter Refinement by Virtual-Sensitivity Analysis *Sensors***19** 1167

[۷] Eisenberg H 1965 Equation forthe refractive index of water *The Journal of Chemical Physics***43** 3887-92

[۸] Polyakova I 2014 The main silica phases and some of their properties *Glass: Selected Properties and Crystallization* 197-268

[۹] Dobbins H M and Peck E R 1973 Change of refractive index of water as a function of temperature *JOSA***63** 318-20

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۳-۴ ۱۵۰- ۱۰-A

اثر سرعت بر روی تصویر در تصویربرداری گوست محاسباتی جاروبی

سجاد رجبی قلعه، سهراب احمدی کندجانی و رضا خردمند

گروه فوتونیک، پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره شناسی دانشگاه تبریز ، بلوار ۲۹ بهمن دانشگاه تبریز، تبریز

چکیده - در این کار، با اعمال الگوهای کاتوره‌ای به صورت جاروب سطری/ ستونی بر روی جسم موردنظر، در سرعت و جهت‌های متفاوت، تصویر نهایی بررسی شده است. الگوهای کاتوره‌ای اعمالی به جسم دارای پس‌زمینه با مقادیر کاتوره‌ای و یک سطر/ستون با مقدار شدت زیاد نسبت به پس‌زمینه‌اش در نظر گرفته شده است. نتایج کار هم بصورت تجربی و هم به صورت شبیه‌سازی شده در سرعت و جهت‌های حرکت متفاوت بررسی شده است و نتایج بیانگر این هستند که در حالت حرکت ماتریس کاتوره‌ای و جسم "در راستای هم" بهترین حالت برای تصویربرداری از جسم در بین حالت های معرفی شده است. به طوریکه در حالت‌های دیگر مقداری از اطلاعات جسم از بین رفته است.

کلید واژه- اثر سرعت، الگوهای کاتوره‌ای، تصویربرداری گوست محاسباتی جاروبی، جاروب سطری و ستونی

The Effect of Speed on an image in sweeping computational ghost imaging

Sajjad Rajabi-Ghaleh, SohrabAhmadi-Kandjani, and Reza Kheradmand

Photonics group, Institute for Applied Physics and Astronomy, Tabriz, 29 Bahman Blvd, university of Tabriz.

s.rajabi94@ms.tabrizu.ac.ir

s_ahmadi@tabrizu.ac.ir

r_kheradmand@tabrizu.ac.ir

Abstract- In this work, a random patterns are applying a row/column sweep on the object, at different speeds and directions, the reconstructed image is examined. The applied random patterns to an object are considered with values ofrandom background and a row / column with a high intensity.The results of both experimental and simulationresults at different speeds and directions of motion have been investigated and the results indicated thatat the case of “the same direction” is the best case, as at the other cases eliminated the amount of the information’s object.

Keywords: Random patterns, row and column sweeping, sweeping computational ghost imaging, and the effect of speed,

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

یکی از روش‌های تصویربرداری که در چند سال اخیر مورد توجه دانشمندان قرار گرفته است شبحنگاری است، که یک تصویربرداری "غیرمحلی" است. در این روش با جداکردن باریکه منبع اصلی به دو بازوی جسمی و مرجع با استفاده از همبستگی بین دو باریکه، تصویر نهایی بدست می‌آید. به طوریکه در بازوی جسمی، جسم موردنظر قرار گرفته است و شدت عبوری از آن توسط یک آشکارساز تک-پیکسل (بوکت) اندازه‌گیری می‌شود و در بازوی دیگر آشکارساز آرایه‌ای قرار گرفته است که الگوهای کاتوره‌ای اعمالی به جسم را اندازه‌گیری می‌کند و در نهایت با استفاده از همبستگی بین مقادیر دو آشکارساز تصویر جسم بدست می‌آید. در ابتدا منبع مورد نیاز برای تصویربرداری گوست، کوانتومی بود که به تصویر برداری گوست کوانتومی معروف است. بعدا با استفاده از منبع نور حرارتی نیز تصویربرداری گوست انجام شد، که به تصویربرداری گوست کلاسیکی معروف است[۱-۶].

تصویربرداری که در این کار از آن استفاده شده است، تصویربرداری گوست محاسباتی می باشد، که برای اولین بار توسط شاپیرو [۵] ارائه و بعدها توسط پیتمن و همکارانش [۶] آزمایش تجربی آن انجام شد که در این روش فقط از مسیر جسمی یعنی فقط از آشکارساز بوکت تک‌پیکسل برای بازسازی تصویر استفاده شده است و به جای مسیر مرجع از اطلاعات اعمالی بر روی SLM استفاده می‌شود.

در سال ۲۰۲۰ روشی به نام تصویربرداری گوست محاسباتی جاروبی توسط گروه احمدی و همکارانش [۷] ارائه شده است که در آن با استفاده از دو ماتریس جاروبی سطری و ستونی به تصویر نهایی دست یافت که از مزایای این روش دستیابی به تصویر با کیفیت بالا و همچنین تصویربرداری گوست با سرعت بالا می‌باشد. با استفاده از روش فوق، اثر سرعت را بر روی جسم موردنظر در سرعت و راستاهای مختلف بررسی می‌کنیم. براساس نتایج بدست آمده، مشخص می‌شود که در سرعت های پایین براساس میزان سرعت مقداری از اطلاعات جسم از بین می‌رود و در سرعت های بالا یک قسمت از جسم دوباره بازسازی می‌شود.

تئوری

همانطور که در بالا اشاره کردیم تصویربرداری گوست متشکل از دو بازوی جسمی و مرجع می باشد که مقدار شدت اندازه گیری شده در هر بازو به صورت زیر بیان می‌شود.

برای بازوی جسمی شدت های عبوری یا انعکاسی از جسم با استفاده از آشکار ساز بوکت با استفاده از رابطه زیر اندازه گیری می شود[۴]:

$$B_r = \int dxdy I_r(x,y) R(x,y) \qquad (۱)$$

که در آن

B_r: شدت اندازه‌گیری شده توسط آشکارساز بوکت

$R(x,y)$: تابع عبور/انعکاس جسم

$I_r(x,y)$: شدت میدان ورودی منبع (و شدتی که توسط آشکارساز بازوی مرجع اندازه گیری می‌شود) است که با استفاده از رابطه زیر بدست می‌آید[۴]:

$$I_r = \left| E^{(in)} e^{i\varphi_r(x,y)} \right| \qquad (۲)$$

سپس با استفاده از همبستگی بین شدت میدان ورودی (الگوهای کاتوره‌ای اعمالی به مدوله‌کننده فضایی نوری) و شدت اندازه‌گیری شده به وسیله آشکارساز بوکت، تصویر نهایی تحت رابطه زیر بازسازی می‌شود[۴]:

$$G(x,y) \equiv \frac{1}{N}\sum_{r=1}^{N}\left(B_r - \langle B\rangle\right) I(x,y) = \langle BI(x,y)\rangle - \langle B\rangle\langle I(x,y)\rangle$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$\langle . \rangle$ نشان دهنده میانگین آنسامبلی و N تعداد اندازه‌گیری را نشان می‌دهند.

برای رفع مشکل پایین بودن سرعت و بالا بودن زمان تصویربرداری، روش تصویربرداری گوست محاسباتی جاروبی ارائه شده است به طوریکه در این روش از جاروب سطری/ستونی الگوهای کاتوره‌ای استفاده شده است. بدین صورت که در یک ماتریس m×m با پس‌زمینه کاتوره‌ای در نظرگرفته شده است ولی سطر/ستون اول این ماتریس با مقدار شدت بالاتراز مقادیر پس‌زمینه انتخاب می‌شود و در هر شاتی که این الگوریتم به جسم تابانده می‌شود سطر/ستون موردنظر به سطر/ستون بعدی جابجا خواهد کرد بدین معنی که ماکزیمم تعداد شات ما به ابعاد ماتریس رندوم ما بستگی دارد یعنی به ازای یک ماتریس m ×m، تصویر نهایی با تعداد m+m شات بازسازی می‌شود.

با در نظر گرفتن تصاویر حاصل از دو ماتریس سطری و ستونی، تصویر گوست حاصل از این دو حالت، با استفاده روابط زیر بازسازی می شود[۷]:

$$G_{row} = G_1(i,j) \qquad (۴)$$
$$G_{column} = G_2(i,j)$$

$G_1(i,j)$ و $G_2(i,j)$ بترتیب تصاویر حاصل از ماتریس-های رندوم b2 و b'2 هستند، G_{row} یک سطر دلخواه از $G_1(i,j)$ و G_{column} یک ستون دلخواه از $G_2(i,j)$ است.

در نهایت با استفاده از رابطه زیر تصویر بازسازی می-شود[۷]:

$$G_{final}(i,j) = G_{column} \times G_{row} \qquad (۵)$$

که × عملگر ضرب خارجی را نشان می‌دهد.

حال با استفاده از روش معرفی شده در بالا، از جسم متحرک در دو حالت شبیه سازی و تجربی تصویربرداری انجام شده است. در ابتدا یک تصویر دو شکاف به عنوان جسم در دو حالت شبیه‌سازی و تجربی در نظر گرفته شده است که جسم در راستای افقی حرکت می‌کند که با در نظر گرفتن سرعت و راستاهای متفاوت ماتریس جاروب و حرکت جسم تصاویر بازسازی شده اند.

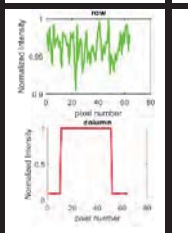
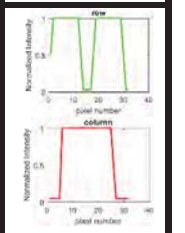
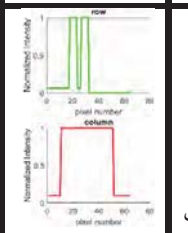
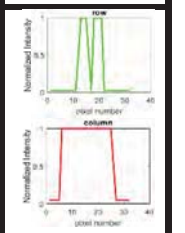
نتایج شبیه‌سازی و عددی

با استفاده از روش تصویربرداری گوست جاروبی، از جسم متحرک در ۴ مورد تصویربرداری صورت گرفته است و نتایج حاصل از آنها در شکل۱ نشان داده شده است. در حالت شبیه‌سازی و **مورد اول**: ماتریس جاروب یک پیکسل و جسم نیز به اندازه ۰.۲۲۷ میلیمتر (برابر با ۱ پیسکل) در راستای هم حرکت می‌کنند. **مورد دوم**: ماتریس جاروب ۲ پیسکل و جسم ۰.۲۲۷ میلیمتر در راستای هم حرکت می‌کنند. **مورد سوم**: ماتریس جاروب یک پیکسل و جسم نیز به اندازه ۰.۲۲۷ میلیمتر (برابر با ۱ پیسکل) در جهت خلاف هم حرکت می‌کنند. **مورد چهارم**: ماتریس جاروب ۲ پیسکل و جسم ۰.۲۲۷ میلیمتر در جهت خلاف هم حرکت می‌کنند. چهار مورد اشاره شده در حالت شبیه‌سازی و تجربی انجام گرفته است و نتایج حاصل از آنها به ترتیب در شکل‌های ۱و۲ قابل مشاهده است. همچنین چیدمان به کار گرفته شده برای حالت تجربی در این کار در شکل ۱ قابل مشاهده است.

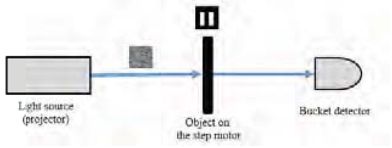
همانطور که در شکل ۱ مشاهده می‌شود در مورد ۱، ماتریس جاروبی جسم به اندازه یک پیکسل در راستای هم حرکت می‌کنند، تصویر بازسازیشده نشان می‌دهد که هیچ اطلاعاتی از جسم نمی‌توان بدست آورد (نمودارهای سبز رنگ نیز همین موضوع را نشان می‌دهند). در مورد ۲، ماتریس جاروبی ۲ و جسم به اندازه ۱ پیکسل در راستای هم حرکت می‌کنند که از تصویر قابل مشاهده است که طول جسم کشیده تر شده است به خاطر اینکه قسمت هایی از جسم دو بار توسط ماتریس جاروب می‌شوند که این مورد می‌تواند به عنوان بهترین گزینه در بین ۴حالت برای تصویربرداری از جسم متحرک انتخاب شود. در مورد

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

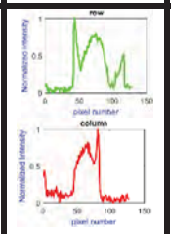
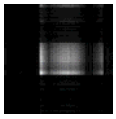
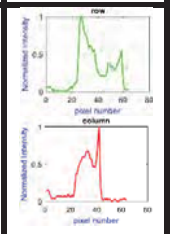
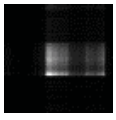
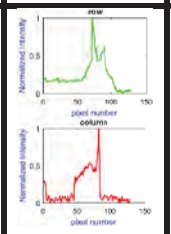
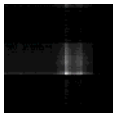
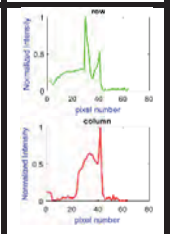
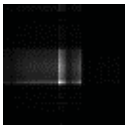
۳،ماتریس جاروبی جسم به اندازه یک پیکسل در خلاف هم حرکت می‌کنند و تصویر نشان می‌دهد که مقداری از اطلاعات جسم از بین رفته است. در مورد ۴، ماتریس جاروبی ۲ و جسم به اندازه ۱ پیکسل در خلاف هم حرکت می‌کنند بنابراین تصویر نشان می‌دهد که دوباره اطلاعاتی از جسم در دسترس نیست.

شبیه‌سازی			
ردیف	جهت حرکت	شدت نرمالایز تصاویر اولیه	تصویر بازسازی شده
۱	راستای هم		
۲			
۳	در خلاف جهت هم		
۴			

شکل۱: چیدمان تجربی تصویربرداری گوست محاسباتی جاروبی [۷].



شکل۲: تصاویر بازسازی شده در حالت شبیه سازی. تصویر سمت چپ در بالای جدول، جسم را نشان می‌دهد.

تجربی			
ردیف	جهت حرکت	شدت نرمالایز تصاویر اولیه	تصویر بازسازی شده
۱	راستای هم		
۲			
۳	در خلاف جهت هم		
۴			

شکل۳: تصاویر بازسازی شده در حالت تجربی. تصویر سمت چپ در بالای جدول، جسم را نشان می‌دهد.

توضیحات ارائه شده در حالت شبیه‌سازی برای شکل ۱ و موارد ۱ تا ۴ برای حالت تجربی نیز دقیقا بیانگر همان

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

نتایج هستند. بهینه سرعت برای حالت تجربی به اندازه ۲.۷۹ میلیمتر بر ثانیه در مرجع[۷] بدست آمده است که در آن ماتریس کاتوره ای ثابت و جسم فقط در یک راستا حرکت می‌کند.

نتیجه‌گیری

با استفاده از تصویربرداری گوست محاسباتی جاروبی، در این کار، اثر سرعت در راستاها و مقادیر مختلف بررسی شده است. همانطور که در شکل های ۲و۳ مشاهده می-شود اطلاعات تصویر بازسازی شده در هر چهار مورد با نواقصی همراه است که در حرکت در "خلاف جهت هم" مقداری از اطلاعات جسم از بین رفته است و نمی‌تواند اطلاعات کامل از جسم را تشریح کند، اما در حالت "حرکت در راستای هم" اطلاعات اضافی از جسم در تصویر نهایی بازسازی می‌شود (مورد دوم) که تصویر با اینکه شبیه جسم اولیه نیست ولی تقریبا تمامی اطلاعات آن را دارد که می‌تواند بهترین حالت برای تصویربرداری از بین گزینه های مطرح شده باشد.

مراجع

[۱]J. H. Shapiro and B. I. Erkmen, “Ghost imaging: from quantum to classical to computational,” *AIP Conf. Proc*. **1110**, (2009) 417–422.

[۲]R. S. Bennink, S. J. Bentley, and R. W. Boyd, “Two-photon coincidence imaging with a classical source,” *Phys. Rev. Lett*.**89**, (2002)113601.

[۳]V. Strekalov and V. Sergienko, “Optical imaging by means of twophoton quantum entanglement,” *Phys. Rev. A***52**, (1995)R3429.

[۴]Bromberg, Yaron, Ori Katz, and Yaron Silberberg. "Ghost imaging with a single detector." *Physical Review A* **79**, no. 5 (2009) 053840.

[۵]J. H. Shapiro, “Computational ghost imaging,” *Phys. Rev*. A **78**, (2008)061802.

[۶]Y. Bromberg, O. Katz, and Y. Silberberg, “Ghost imaging with a single detector,” Physical. Review.A. no.May, (2009) pp. 05384.

[۷]Rajabi-Ghaleh, S,OlyaeefarB, Kheradmand R, and Ahmadi-Kandjani S. "Ultra-fast vivid computational ghost imaging of still and moving objects by sweeping random patterns." *Journal of Optics* **22**, no. 9 (2020): 095701.

توضیح اضافی: تفاوت عمده بین کار حاضر و رفرنس۷ این است که در این کار اثر سرعت در راستاهای مختلفِ جسم و ماتریس کاتوره ای بیان شده است در حالی که در رفرنس ۷ ماتریس کاتوره ای ثابت و جسم در یک راستای مشخص در حرکت می‌باشد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۵۰-۱۰-A

بررسی خواص کانونی تیغه منطقه فرنل شطرنجی

آرش ثباتیان ، بهناز روزبه

ارومیه، دانشگاه ارومیه، دانشکده ارومیه، گروه فیزیک

a.sabatyan@urmia.ac.ir,b.ruzbeh@urmia.ac.ir

چکیده– در این مقاله، تیغه منطقه‌ای فرنل شطرنجی معرفی می شود و خواص کانونی آن مورد بررسی قرار می گیرد. برای اینکار، سه تیغه منطقه ای شناخته شده دیگر دایره ای، صلیبی و مربعی را هم در نظر می‌گیریم. سپس تابع پخشیدگی نقطه ایی این چهار عنصر را استفاده از شبیه سازی محاسبه کرده و پهنای انها را با هم مقایسه می کنیم. نشان می دهیم که بیشینه شدت عبوری شطرنجی از فرنل دایره ای کمتر و از فرنل صلیبی و مربعی بیشتر است. همچنین پهنای شدت عرضی در کانون فرنل شطرنجی‌کمتر ازسه عنصر پراشی مورد نظر است. در نهایت هم برای راستی آزمایی نتایج شبیه سازی، آزمایشات متناظر را طراحی و انجام میدهیم. نشان داده می شود که نتایج تجربی در توافق خوبی با داده های شبیه سازی هستند.

کلید واژه: پراش، پراش فرنل، تیغه منطقه ای فرنل، فرنل شطرنجی

Investigation of focal properties of checkerboardFresnel zone plate

Arash Sabatyan, Behnaz Roozbeh

Physics Department, Faculty of Sciences, Urmia University, Urmia

a.sabatyan@urmia.ac.ir,b.ruzbeh@urmia.ac.ir

Abstract-In this paper،checkerboard zone plate is introduced,andits focusing properties are investigated.To this end, three other known zone plates, circular, cross, and square zone plates, are also considered. After that, we compute their point spread functions and compare them together. We demonstrate that the maximum transmitted intensity in thecheckerboard is less than that of the circular and higher than either cross and square.Moreover, the width of the checkerboard point spread function transverse intensity is lessthan that of other considered elements. Finally, the corresponding experiments are considered to verify the simulation results. It is shown that the experimental results are in good agreement with simulation data.

Keywords:Diffraction,Diffraction Fresnel,Fresnel zone plate,chess Fresnel

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

۱-مقدمه

اولین عدسی پراشی را فرنل ارائه کرده است که با آن تیغه منطقه ای فرنل گویند .تیغه‌ی منطقه‌ای فرنل یک قطعه پراشی همگرا کننده با حلقه‌های روشن و تاریک متحد المرکز است که نور را در یک نقطه کانونی می کند[۱]. تیغه منطقه ای فرنل در بسیاری از شاخه های علم همچون تصویرگیری[۲]، میکروسکوپ اشعه ایکس[۳] ، آنتن ها [۴] و .... استفاده می شود. با توجه به این که صفحه *CCD* و آشکار سازهای مورد استفاده در آزمایشگاه از پیکسل‌های مربعی تشکیل شده اند، استفاده از عدسی‌هایی که از نواحی مربعی– مستطیلی شکل یا اصطلاحا از نواحی فرنل عمود برهم تشکیل شده اند بهتر است. به همین دلیل در این مقاله به بررسی عدسی ای که دارای نواحی عمود بر هم است پرداخته شده است.

۲- طراحی تیغه منطقه ای شطرنجی

از جمله عدسی های با نواحی فرنل عمود برهم می توان به فرنل مربعی ، صلیبی، و شطرنجی اشاره کرد.

تابع عبور تیغه منطقه ای شطرنجی ازترکیب دو تابع عبور یک بعدی معادله(۱) بدست می آید.

$$t_1 = exp\left(\frac{i2\pi x^2}{2\lambda f}\right) \qquad (۱)$$

$$t_2 = exp\left(\frac{i2\pi y^2}{2\lambda f}\right)$$

$$t(x,y) = (t_1 - t_2)(t_1 - t_2)$$

توزیع شدت را با کمک انتگرال فرنل – کیرشهوف در چیدمان تصویر گیری همدوس و تقریب پیرا محوری می توان از روابط زیر بدست آورد.

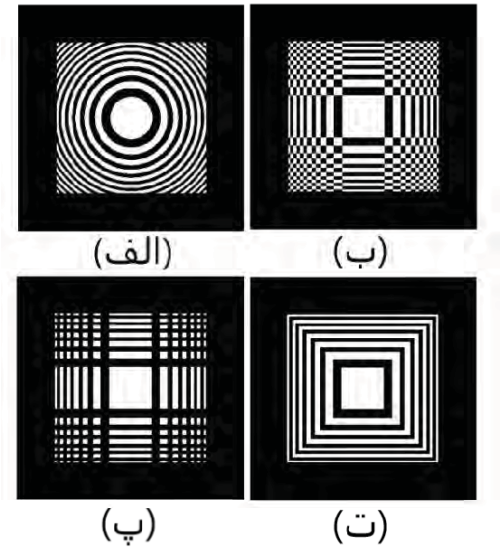
$$I(x,y) = \left|F^{-1}\{F\{t(x,y)\}F\{h(x,y)\}\}\right|^2 \qquad (۲)$$

$$h(x,y) = exp\left(\frac{ik(x^2+y^2)}{2z}\right)$$

در معادله (۲) $z = f, k = \frac{2\pi}{\lambda}$ می باشد.

۳-نتایج شبیه‌سازی

در این مرحله توزیع شدت عرضی و طولی چهار عنصر پراش تیغه منطقه ای فرنل دایره ای(*FZP*) ،شطرنجی (*CBZP*) ،صلیبی (*CZP*) و مربعی(*SZP*) مقایسه می شود. در شکل (۱) ساختار این چهار تیغه منطقه ای ،نشان داده شده است.



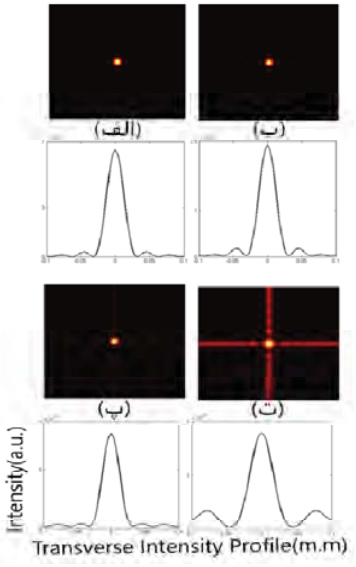
شکل(۱) :(الف) تیغه منطقه ای فرنل دایره ای ،(ب) تیغه منطقه ای فرنل شطرنجی، (پ) تیغه منطقه ای فرنل صلیبی و(ت) تیغه منطقه ای فرنل‌مربعی

برای مقایسه این چهار عنصر پراش، قطعاتی با فاصله کانونی ۵۰۰ میلیمتر ، قطر ۱۴ میلیمتر و طول موج۶۳۲.۸ نانومتر طراحی شد.

در شکل(۲) توزیع شدت عرضی ونمودار شدت عرضی هر کدام نشان داده شده است.

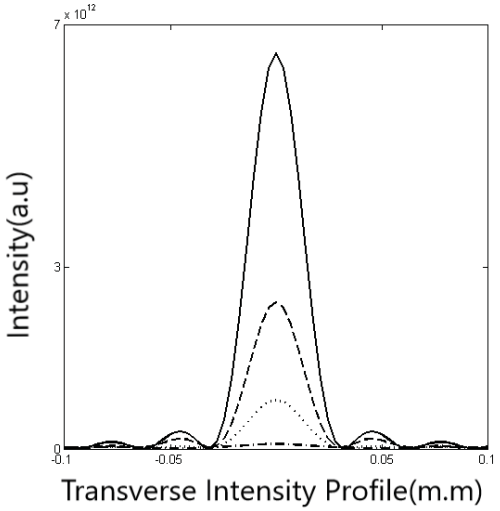
در شکل (۳) و(۴) می توان توزیع شدت عرضی و نمودار توزیع شدت عرضی بهنجارشده چهار عنصر پراشی را مشاهده کرد و به نتایج زیر رسید.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

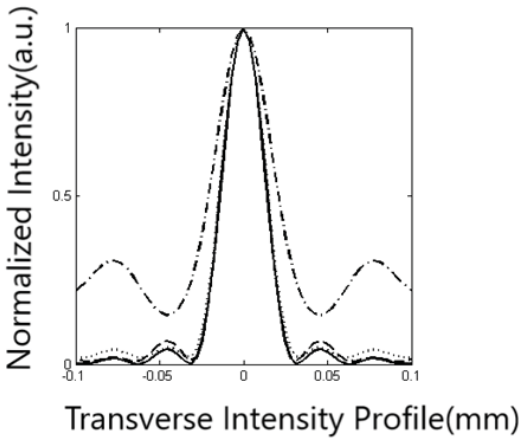


شکل (۲): توزیع شدت و نمودار توزیع شدت عرضی در کانون(الف) تیغه منطقه ای فرنل دایره ای ،(ب) تیغه منطقه ای فرنل شطرنجی، (پ) تیغه منطقه ای فرنل صلیبی و (ت) تیغه منطقه ای فرنل مربعی

بیشینه شدت عبوری از فرنل شطرنجی نسبت به صلیبی و مربعی بیشتر ولی از دایره ای کمتر است .پهنای شدت شطرنج در نقطه کانون از سه عنصر دیگر کمتر است . شدت بیشینه دوم شطرنجی از دایره ای کمتر و از صلیبی و مربعی بیشتر است .



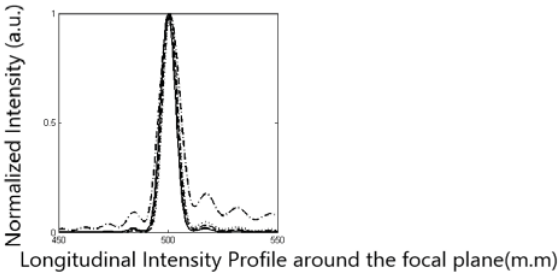
شکل(۳): مقایسه نمودار توزیع شدت عرضی تیغه فرنل دایره ای، شطرنجی،صلیبی و مربعی که به ترتیب با خط توپر،خط بریده بریده،نقطه چین و نقطه خط نشان داده شده است.



شکل (۴) : نمودار توزیع شدت عرضی بهنجار شده تیغه فرنل دایره ای، شطرنجی،صلیبی و مربعی که به ترتیب با خط توپر، خط بریده بریده، نقطه چین و نقطه خط نشان داده شده است.

در شکل (۵) توزیع شدت طولی بهنجار شده هر چهار عنصر پراشی مورد نظر نشان داده شده است که می توان نتیجه گرفت:

عمق کانون شطرنجی با دایره ای و صلیبی یکسان و از مربعی کمتر است.



شکل(۵): توزیع شدت طولی بهنجار شده تیغه فرنل دایره ای، شطرنجی،صلیبی و مربعی که به ترتیب با خط توپر،خط بریده بریده، نقطه چین و نقطه خط نشان داده شده است

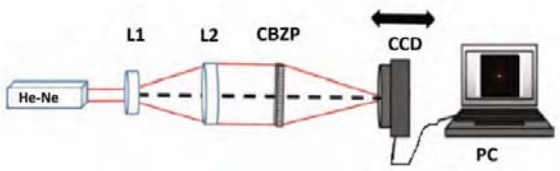
۴- نتایج تجربی

پس از چاپ نمونه های شبیه سازی شده با استفاده از فرآیند لیتوگرافی ،در چیدمان آزمایشگاهی شکل (۶) تحت تابش نور لیزر هلیوم نئون موازی شده قرار گرفت.

در این چیدمان‌لیزر هلیوم–نئون با طول موج ۶۳۲.۸ نانومتراستفاده شده است. عدسی $L1$نور لیرز را واگرا کرده و عدسی $L2$نور واگرا شده را موازی می‌کند سپس‌نور توسط

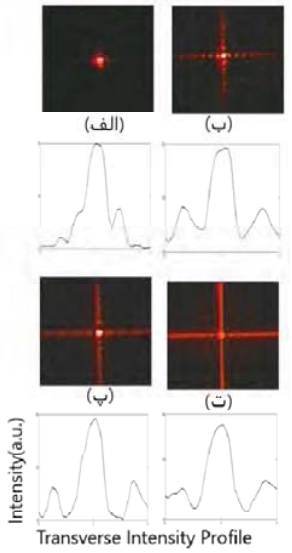
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

قطعه‌ی پراشی کانونی می‌شود.نور کانونی شده توسط-*CCD*ثبت و ذخیره شده وسپس‌الگوی کانونی حاصل از نمونه‌ها با استفاده از کامپیوتر ثبت و ذخیره‌می شود.



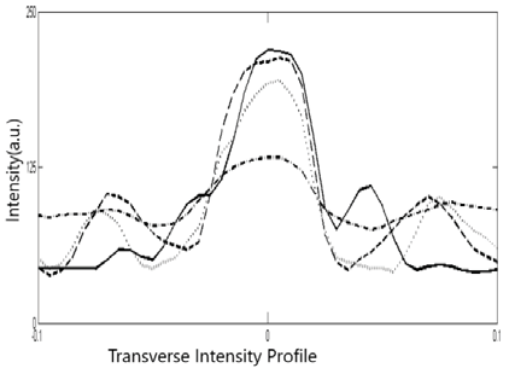
شکل (۶): طرح شماتیک چیدمان آزمایشگاهی

در شکل(۷) توزیع شدت عرضی ونمودار شدت عرضی در کانون هرچهار عنصر پراشی مورد نظر که به صورت تجربی بدست آمده است، نشان داده شده است.



شکل(۷): توزیع شدت و نمودار توزیع شدت عرضی تجربی در کانون (الف) تیغه منطقه ای فرنل دایره ای ،(ب) تیغه منطقه ای فرنل شطرنجی، (پ) تیغه منطقه ای صلیبی و (ت) تیغه منطقه ای مربعی

در شکل (۸) نمودار توزیع شدت عرضی چهار عنصر پراشی مورد نظر در کانون مقایسه می شود.مشاهده می-کنیم نتایج شبیه سازی با نتایج تجربی همخوانی دارد.



شکل (۸) : مقایسه نمودار توزیع شدت عرضی تجربی تیغه فرنل دایره ای، شطرنجی،صلیبی و مربعی که به ترتیب با خط توپر،خط بریده بریده، نقطه چین و نقطه خط نشان داده شده است.

۵- نتیجه گیری

۱- بیشتر بودن‌بیشینه شدت عبوری فرنل شطرنجی از فرنل‌صلیبی و مربعی بیانگر این است که نسبت به این دو عدسی دارای نور عبوری بیشتر است. این افزایش یکی از مزیتهای عدسی پراشی می باشد.

۲-کمتر بودن پهنای شدت عرضی فرنل شطرنجی‌ازسه عنصر پراشی‌نشان می دهد قدرت تفکیک آن ازسه تیغه منطقه ای‌دایره ای،صلیبی ومربعی بیشتر است.

۳-شدت بیشینه دوم فرنل‌شطرنجی ازفرنل دایره ای کمتر و از صلیبی و مربعی بیشتر است .از آنجاییکه این افزایش به وضوح تصویر مرتبط است،وضوح تصویرشطرنجی از صلیبی و مربعی کمتر و از دایره ای بیشتر است.

۴-یکسان بودن پهنای شدت‌طولی فرنل شطرنجی با فرنل صلیبی و دایره ای و کمتر بودن از فرنل مربعی‌بیانگر این است‌کیفیت تصویر شطرنجی ، دایره ای و صلیبی از-مربعی کمتر است.

مراجع

[1] M. Mihailescua, A. Predaa , D. Cojocb , E. Scarlata , L. Predaa "Diffraction patterns from a phyllotaxis-type arrangment" Opt. & Laser Eng. 46, 802–809, (2008).

[2] . S. Wang and X.-C. Zhang, "Terahertz tomographic imaging with a Fresnel lens," Chin. Opt. Lett. 1, 53–55 (2003).

[3] Sakdinawat, A., Liu, Y.: Soft-x-ray microscopy using spiral zone plates. Opt. Lett. 32, 2635–2637 (2007)

F. J. Gonzalez, J. Alda, B. Ilic, and G. Boreman, "Infrared antennas coupled to lithographic Fresnel zone plates," Appl. Opt. 43, 6067– 6073 (2004).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۹ ۲۶۰-۱۰-A

بررسی اثرات ذرات پراکننده در فرآیند تصویرسازی با اندازه گیری تابع انتقال مدولاسیون مبتنی بر روش ماره دیجیتال

احسان شمسی[۱،۲]، ابوالفضل رمضانی[۱،۲]، دکتر خسرو معدنی پور[۱،۲]
۱- دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی امیرکبیر
۲-آزمایشگاه اندازه گیری اپتیکی, دانشگاه صنعتی امیرکبیر

چکیده- در این مقاله اثر ذرات پراکننده در فرآیند تصویرسازی با اندازه‌گیری تابع انتقال مدولاسیون (MTF) بررسی می‌شود. MTF با کمک روش ماره برای سه محیط مختلف بدست می‌آید. از یک توری رانکی در فاصله مشخص با دوربین دیجیتال که در حد فاصل دوربین و توری یک محفظه حاوی آب قرار داده شده است عکس‌هایی گرفته می‌شود. تصاویر گرفته شده با استفاده از نرم افزار به اندازه θ/2+ و θ/2- چرخانده و روی هم قرار داده می‌شود. تابع تراگسیل فریزهای ماره با جاروب یک شکاف مجازی موازی با فریزها اندازه‌گیری می شود. با در دست داشتن تابع تراگسیل ماره تابع MTF محاسبه می‌شود. در نهایت اثرات ذرات پراکننده بر روی کیفیت تصویر با کاهش MTF تصویر کاملا مشخص است.

کلید واژه- تکنیک ماره،تابع انتقال مدولاسیون،تابع تراگسیل،ذرات پراکننده

Examine the effects of scatterer particles in illustration process with measurement ofMTF by digital moiré technique

Shamsi Ehsan[1,2]-Ramezani Abolfazl[1,2]-Dr. Madanipour Khosro[1,2]
1- Department of Physics, Amir Kabir University of Technology
2-Optical Measurement Central Laboratory & Optics Research Group,
Amir Kabir University of Technology

Abstract- In this work, we examine the effect of scatterer particles on illustration process with measurement of MTF by moiré technique. In this technique we capture some picture in different distance from a Ronchi grating by CCDcamera. Images are transferred to a PC, and by use of software rotating each image by θ/2 and −θ/2, and superimposing them. The average transmittance function of the superimposed image gratings is measured in a moiré fringe interval by scanning the moiré pattern by a virtual slit parallel to moiré fringes. With the latter function the MTF of the CCD can be deduced. The effects of scatterer particles on quality of images is obvious on reducing of MTF.

Keywords:Moiré Technique, Modulation Transfer Function, Transmittance Function, Scatterer particles

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان، ایران، ۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

۱- مقدمه

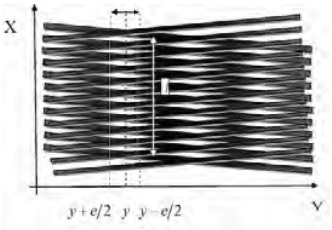
یکی از پارامترهایی که در کیفیت دستگاه های دیجیتال اندازه‌گیری می‌شود، تابع انتقال مدولاسیون (MTF)[1] است [1]. اما مفهوم MTF محدود به آن نبوده و قابل تعمیم به محیط‌های مختلف از جمله آب و جو حاکم برطبیعت نیز می‌باشد[2]. این تابع برای بررسی اثر تلاطم و پراکندگی بر روی کیفیت تصویر نیز به کار میرود[3]. در اغلب مطالعات انجام شده اثر ذرات پراکننده نور بر روی MTF نادیده گرفته می شود و به طور معمول تنها تلاطم در نظر گرفته می شود. در محیط شناوری آب،به دلیل کمتر بودن میزان روشنایی طبیعی ناشی از نور با طول موج سریع تر، همه چیز کمتر قابل مشاهده است. همچنین اجسام به دلیل پراکندگی نور[2] بین جسم و بیننده تار[3] می شوند و در نتیجه MTF کمتری ایجاد می کنند. به طور عمومی پذیرفته شده است که محدودیت اصلی در دید اپتیکی در زیر آب به دلیل وجود پدیده پس پراکندگی[4] نور می‌باشد. روش های متفاوتی برای اندازه گیری MTF وجود دارد یکی از روشها استفاده از تکنیک ماره است[4-5]. در این مطالعه اثر قطرات یک مایع بر روی کیفیت تصویر با استفاده از اندازه گیری MTF با استفاده از روش ماره بررسی شده است.

۲- مبانی نظری

تابع انتقال اپتیکی[5] (OTF) برای هر فرکانس زاویه ای فضایی به صورت یک قانون ضربی در طرف بسط تبدیل فوریه تابع تراگسیل توری نمایان می شود. تابع تراگسیل توری رانکی به صورت زیر نشان داده می‌شود[6]

$$i(x) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} a_n OTF\left(\frac{n}{d}\right).exp\left(\frac{i2\pi nxv}{f}\right) \quad (1)$$

که v فرکانس زاویه ایی است. a_n ضریب بسط توری رانکی، n عدد صحیح ، f فاصله کانونی دستگاه تصورساز می باشد و d گام توری تصویراست. تابع تراگسیل ماره دریک گام را می‌توان با جاروب فریزها با یک شکاف مجازی به طول l و عرض e و موازی با فریزهای ماره اندازه گیری کرد. میانگین نور عبور کرده از شکاف وقتی که به طور یکنواخت روشن شده است و خط مرکزی آن در y است ،شکل (1) ،به صورت زیر محاسبه می‌شود:



شکل(۱) :توری های برهم نهی شده و دوران یافته و شکاف مجازی

$$\varphi(y) = \int_{-l/2}^{+l/2} \int_{y-\frac{e}{2}}^{y+\frac{e}{2}} I(x.y)dxdy \quad (2)$$

که I_0 بر تابش روشنایی است. مقدار $I(x.y)$ از رابطه (2) بدست می آید. با جایگذاری این رابطه داریم:

$$\varphi(y) = I_0 \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} a_n a_m OTF(nv)OTF(mv)$$

$$\int_{y-\frac{e}{2}}^{y+\frac{e}{2}} I(x.y)exp\left\{\frac{i2\pi v}{f}[n-m]ySin(\frac{\theta}{2})\right\}dy \quad (3)$$

انتگرال اول به جز در n=-m صفراست و در n=-m برابر یک است که در این حالت معادله (3) به شکل زیر در می‌آید:

$$\varphi(y) = I_0 l \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} a_n a_{-n} OTF(nv)OTF(-nv)$$
$$\int_{y-e/2}^{y+e/2} exp\left(\frac{i2\pi ny}{d_m}\right)dy \quad (4)$$

OTF یک تابع حقیقی است:

$$OTF(-nv) = OTF^*(nv) \quad (5)$$

1-Modulation Transfer Function
2-scattering
3-Blur
4-Scattering
5-Optical Transfer Function

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان، ایران، ۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

و چون توری رانکی یک تابع زوج است$(a_n = a_{-n})$
پس معادله (4) به صورت زیر در می‌آید:

چون MTF^2 و توری رانکی توابع متقارن هستند$a_n{}^2 = a_{-n}{}^2$و $MTF^2(nv) = MTF^2(-nv)$ و چون$MTF(0) = 1$ و برای توری رانکی $a_0 = 1/2$ می‌توان معادله (6) را به شکل زیر نوشت:

$$\varphi(y) = I_0 el[\frac{1}{4} + 2\sum_{n=1}^{n=+\infty} a_n{}^2 MTF^2(nv)\ Sinc(\frac{\pi ne}{d_m})Cos\ (\frac{2\pi ny}{d_m})] \qquad (7)$$

بیشینه ها و کمینه های معادله ۱۲ در$m =$و$y = md_m$ اتفاق می‌افتد: $0.1.2.3. \ldots y = (m = 1/2)$

$$2(\varphi_{max} + \varphi_{min}) = I_0 el \qquad (8)$$

با تقسیم معادله (7) بر (8) معادله ایی به شکل زیر بدست می‌آید :

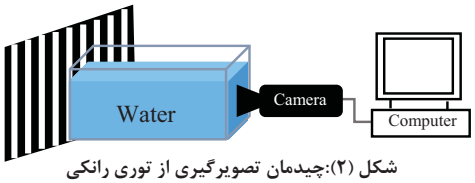
$$I_a(y) = \frac{1}{4} + 2\sum_{n=1}^{n=+\infty} a_n{}^2 MTF^2(nv) \qquad (9)$$

که در این معادله $I_a(y)$ میانگین گذار از شکافی است که خط مرکزی آن در y قرار دارد. حال با ضرب طرفین معادله (9) در $Cos(2\pi ny/d_m)$ و انتگرال گیری از $-d_m/2$ تا $+d_m/2$داریم:

$$MTF(nv) = \frac{1}{a_n\sqrt{d_m Sinc(\frac{\pi ne}{d_m})}}\left[\int_{-\frac{d_m}{2}}^{\frac{d_m}{2}} I_a(y)\ Cos\left(\frac{2\pi ny}{d_m}\right) dy\right]^{1/2} \qquad (10)$$

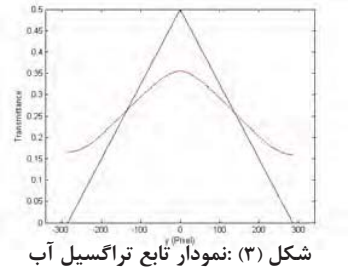
۳- کارها و نتایج تجربی

برای یک توری رانکی ایده آل MTF در هر فرکانسی برابر با یک است. بنابراین با قراردادن $MTF(nv) = 1$ در معادله (10) تراگسیل ماره ایده آل محاسبه می شود. برای توری های واقعی نمودار تراگسیل پهن می شود. روش کار بدین صورت بود که با چاپ یک توری رانکی با گام 0.85 میلیمتر بر روی کاغذ شیی با دقت خوب تهیه گردید. با قرار دادن این شیی در یک طرف ظرفی که حاوی سه لیتر آب است تصویری از آن تهیه می‌شود. خطوط توری موازی سطح افق قرار دارند. دوربین مورد استفاده در این کار دوربین دیجیتال مدل Nikon-D5200 بود. برروی این دوربین عدسی Nikon 18-55 نصب گردیده بود. چیدمان تصویرگیری در شکل شماره (۲) نشان داده شده است.



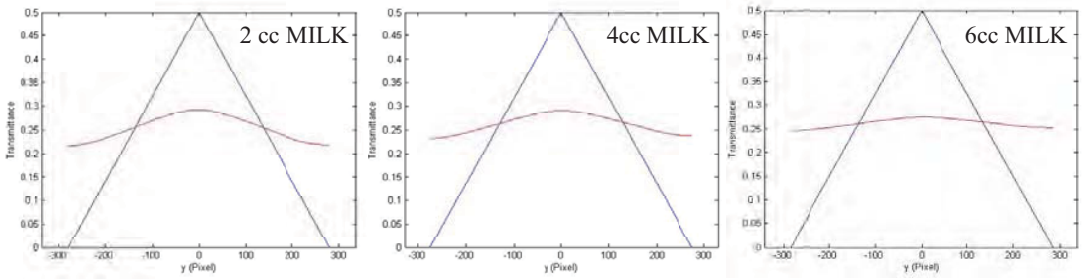
شکل (۲):چیدمان تصویرگیری از توری رانکی

تصاویر گرفته شده بوسیله دوربین با ابعاد 6000×4000 پیکسل در رایانه ذخیره گردید. در ابتدا در حالی که مخزن حاوی آب با دمای ۲۴ درجه سانتیگراد است از توری عکس تهیه می‌شود. در ادامه آزمایش با اضافه کردن شیر در غلظتهای مختلف به مخزن آب مجدد روند عکس برداری را تکرار می کنیم. زمان نورگیری در تمام این اندازه گیری‌ها ۱/۱۲۵ بوده است. با استفاده از نرم‌افزار متلب شکافی به پهنای ۲۰ پیکسل طول ۱۵۰۰ پیکسل برای جاروب نقش ماره ایجاد گردید. البته این امر با شکاف بسیار باریک تک پیکسل هم امکانپذیر است. اما با شکاف تک پیکسل افت خیزهای موضعی تراگسیل افزایش یافته و در محاسبات خطا ایجاد می‌کند. با دوران تصاویر به اندازه ۳+ و ۳- درجه و ضرب آنها با نرم‌افزار متلب نقش ماره تشکیل گردید. میانگین‌گیری توزیع شدت تصویر تراگسیل متوسط فریز ماره بدست آمد. با در دست داشتن تراگسیل متوسط فریز ماره می‌توان با استفاده از رابطه (10) تابع انتقال تحریر را محاسبه نمود. در شکل‌های (۴) و(۵) به ترتیب نمودارهای تابع تراگسیل و MTF محاسبه شده نشان داده شده است.

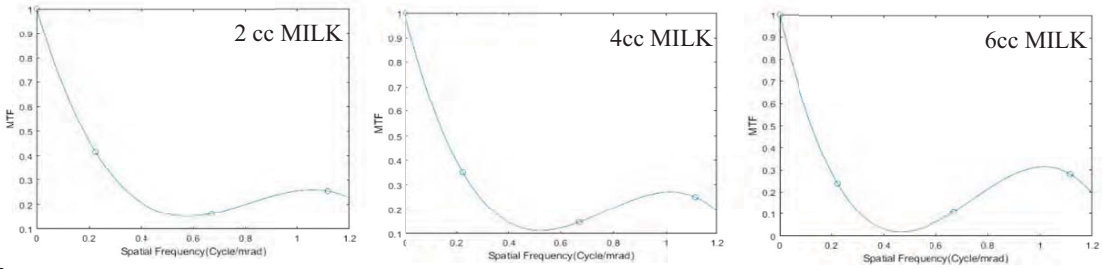


شکل (۳) :نمودار تابع تراگسیل آب

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

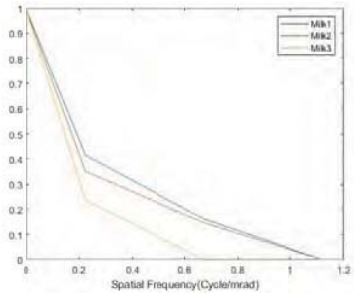


شکل (۴) : نمودارهای تابع تراگسیل برای سه درصد مختلف شیر

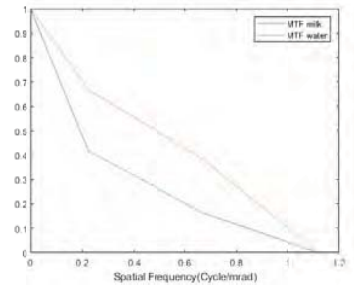


شکل(۵) : نمودارهای MTF برای سه درصد مختلف شیر

در نمودار شکل (۷) تغییرات غلظت شیر را در MTFهای مختلف مشاهده می‌کنیم. با افزایش غلظت میزان MTF کاهش پیدا کرده و این کاهش به علت کم شدن سطح عبور و روشنایی تصویر می باشد. در نتیجه از میزان MTF شیر کاسته شده است.



شکل(۶) : مقایسه MTF آب و شیر(2cc)



شکل(۷) : مقایسه MTF درصدهای مختلف شیر

نتیجه گیری

همانطور که در شکل (۶) میبینیم میزان MTF آب نسبت به شیر مقدار بالاتری را دارد. این به علت میزان عبوردهی بالاتر آب نسبت به شیر می باشد. از طرف دیگر ذرات معلقدر آب مخلوط شده از میزان روشنایی آب کاسته است.

مراجع:

[1] Born M. and Wolf E., Principles of Optics. Pergamon, NewYork, (1980).

[2] Steve Butrimas, Ronald G. Driggers, Gerald C. Holst, Natan S. Kopeika, ArkadiZilbermanEffects of aerosol modulation transfer function on target identificationOptical Engineering, 59(7), 073103 (2020).

[3] V. Del Grosso Modulation transfer function of water, OCEAN 75 Conference,San Diego, CA, USA, DOI: 10.1109/OCEANS.1975.1154053.

[4] SaifollahRasouli, Khosro Madanipour, Mohammad TaghiTavassoly.” Measurement of modulation transfer function of the atmosphere in the surface layer by moire technique” Optics in Atmospheric Propagation and Adaptive Systems IX 6364, 63640K

[5] Madanipour,khosro, “Application Of Moire TechniqueTo The Measurement Of The Modulation TransferFunctions(MTF)Of The Printing Systems”,Tehran University,(2006)

[6] Reynolds G.O., DeVelis J.B., Parrent G.B., Thompson B.J.,The new physical optics notebook: Tutorials in Fourier optics., Washington: SPIE Optical Engineering Press,pp.433-444,(1989).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۲۳۲۷-۱۰-A

اندازه‌گیری ضریب شکست اپتیکی غیرخطی نفت خام در حلال تولوئن

مریم افشار[۱]، محمدعلی حداد[۱و۲]، سمانه راجی[۲]

[۱]دانشکده فیزیک دانشگاه یزد، صفائیه، بلوار دانشگاه، یزد، صندوق پستی: ۷۴۱-۸۹۱۹۵
[۲] گروه پژوهشی فوتونیک، آزمایشگاه تحقیقاتی بیناب‌نگاری لیزری، دانشگاه یزد، صفائیه، بلوار دانشگاه، یزد، صندوق پستی:۷۴۱-۸۹۱۹۵

چکیده –مطالعه خواص اپتیکی و مشخصه‌یابی بینابی مواد پتروشیمی و فراورده‌های آن همواره مورد توجه بوده‌است. در این تحقیق ضریب شکست غیرخطی نمونه‌های نفت خام با استفاده از روش جاروب محوری روزنه بسته مورد مطالعه و اندازه‌گیری قرار گرفته است. بدین منظور با توجه به جذب بسیار بالای ذاتی مایع نفت خام خالص، در طول موج ۵۳۲ نانومتر با بهره‌گیری از پرتو لیزر پیوسته نئودیم-یاگ، نمونه‌های محلول رقیق شده نفت خام با تولوئن به عنوان نمونه آزمایشگاهی انتخاب و مقدار ضریب شکست غیرخطی نمونه‌های یاد شده از مرتبه 10^{-12} cm^2/w محاسبه گردید.

کلید واژه- اپتیک غیرخطی، روش جاروب محوری، ضریب شکست غیرخطی، نفت خام

Measurementnonlinear optical refractive index of crude oil in toluene solution

M. Afshar[1], M. A. Haddad[1,2], S. Raji

[1]Department of Physics, Yazd University, Yazd, Iran, PO Box 741-89195.
[2] Photonic Research Group, Laser Spectroscopy Research Laboratory, Yazd University, Yazd, Iran, PO Box 741-89195.

Abstract- The study of optical properties and spectral characterization of petrochemical materials and their products have always been considered. In this study, the nonlinear refractive index of crude oil samples has been experimentally studied using the Z-scan technique. For this purpose, due to the significant intrinsic spectral feature of pure crude oil at the visible spectral range, a diluted crude oil in toluenesolution is prepared and used as an experimental sample. For the first time, it is measured that the nonlinear refractive index at 532 nm is in the order of 10^{-12} cm^2/w.

Keywords: Nonlinear optics, Nonlinear refractive index, Crude oil, Z-scan method

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

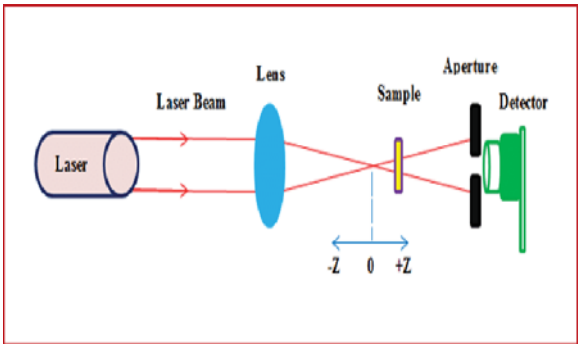
نفت خام، مایع پالایش نشده نفت است که با عنوان پترولیوم رنگ قهوه‌ای سوخته یا سبز تیره یا سیاه دارد که به‌صورت طبیعی در زیر زمین و به‌صورت استثنایی در روی زمین به صورت چشمه یافت می‌شود. نفت خام شامل ترکیبات متنوعی ازجمله هیدورکربن‌های خطی، خوشه‌های مولکولی هیدورکربنی، مولکول‌های حلقوی آروماتیک و رسوبات آسفالتین است. مشخصه‌یابی اپتیکی و بینابی مشتقات نفت خام همواره مورد توجه بوده است. در این میان مطالعه رفتار غیرخطی نفت خام کمتر مورد توجه قرار گرفته است. به عنوان مثال می‌توان تنها به گزارش مطالعه رفتار غیرخطی نفت خام با استفاده از پرتو لیزری ۹۰ میلی وات در طول موج ۶۶۰ نانومتر اشاره داشت[۱]. در این پژوهش در ادامه پروژه مشخص‌یابی بینابی و فیزیکی نفت خام و رسوبات آسفالتین، خواص غیرخطی نفت خام استخراج شده از سه حوزه نفتی جنوب غرب کشور، برای نخستین باررفتار غیر خطی محلول بسیار رقیق نفت خام و تولوئن در طول موج لیزری ۵۳۲ نانومتر با توان لیزری بسیار کمتر از ۱۰ میلی وات مورد مطالعه قرار گرفته شده است. نتایج عددی بدست آمده، حاکی از رفتار اپتیکی غیرخطی قابل توجه محلول نفت خام با تولوئن است.

روش تجربی

برای آماده سازی نمونه‌های آزمایشگاهی، ابتدا ۳ نمونهنفت خام از ۳ چاه مختلف در جنوب ایران (اهواز ۲۰- رگ سفید- رامشیر) تهیه شد. از آنجا که نمونه‌های نفت خام از جذب نوری بسیار بالایی در محدوده مرئی برخوردارند استفاده نمونه‌های نفتی خام خالص در مراحل آزمایشگاهی ممکن نبوده است. لذا برای انجام آزمایش، سه غلظت از محلول نفت خام و تولوئن تهیه شد.

روش جاروب محوری روشی ساده و در عین حال حساس است که برای اندازه‌گیری خواص اپتیکی غیرخطی همچون ضریب شکست غیرخطی و ضریب جذب غیرخطی مواد مختلف کاربرد دارد.این روش اولین بار توسط شیخ بهایی و همکارانش در سال ۱۹۸۹ معرفی شد[۲-۴].

برای تعیین ضریب شکست غیرخطی مرتبه سوم از مدل جاروب محوری روزنه بسته استفاده می‌شود. چیدمان آزمایشگاهی جاروب محوری روزنه بسته در شکل ۱ نشان داده شده است[۲،۳].



شکل ۱: آرایه اپتیکی جاروب محوری روزنه بسته

در این پژوهش پرتو لیزر توسط یک عدسی با فاصله کانونی مشخص(که در اینجا ۵ سانتی متر استفاده شده است) متمرکز می‌شود. جهت انتشار پرتو لیزر محور اپتیکی z است که نمونه در این راستا حول کانون لنز حرکت می‌کند. پرتو لیزر پس از عبور از روزنه وارد آشکارساز می‌شود و آشکارساز میزان عبور پرتو را ثبت می‌کند.وقتی نمونه در معرض نور لیزر قرار می‌گیرد و روی ریل متحرک شروع به حرکت می‌کند شدت پرتوی لیزر برروی آشکارساز برحسب موقعیت نمونه نسبت به کانون تغییرمی‌کند؛ علت این تغییر پاسخ غیرخطی محیط مادی ناشی از شدت میدان لیزر در ماده است. با اندازه‌گیری نمودار تغییرات شدت(تراگسیلندگی) بهنجار برحسب جابه‌جایی نمونه در راستای z اندازه و علامت ضریب شکست غیرخطی قابل محاسبه است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدار ضریب شکست غیرخطی با استفاده از روابط زیر قابل اندازه‌گیری است[۴،۵]:

$$T \quad (۱)$$

$$n \quad (۲)$$

که $T(z)$ تراگسیلندگی عبوری بهنجار شده، $\Delta\varphi$ تغییر فاز ناشی از شکست غیرخطی و $x = \frac{Z}{Z_0}$ است که z_0 طول پراکندگی رایلی و از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$Z \quad (۳)$$

که w_0 شعاع پرتو لیزر در کانون است.

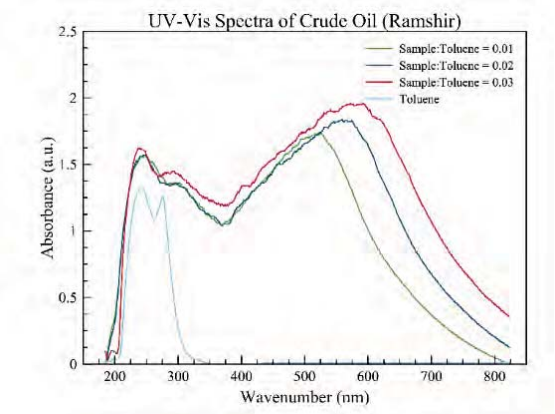
$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ بردار موج(λ طول موج لیزر است)، $I_0 = \frac{2P_{in}}{\pi w_0^2}$ شدت پرتو لیزر درون کانون و P_{in}توان ورودی لیزر است.

L_{eff} طول مؤثر نمونه از رابطه زیر به دست می‌آید[۲]:

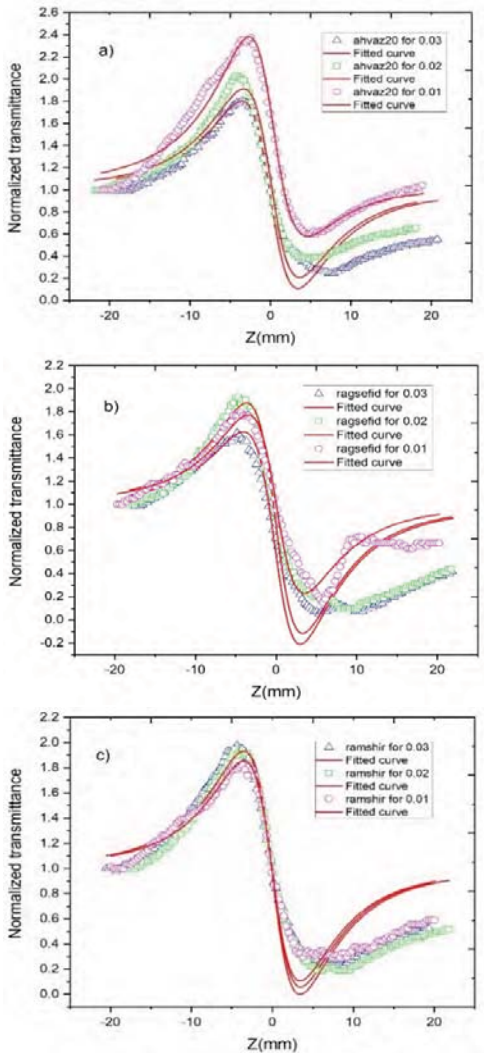
$$L \quad (۴)$$

که کمیتα ضریب جذب خطی نمونه است[۲،۶].به منظور انتخاب نوع لیزر و همچنین محاسبه ضریب جذب‌خطی، ابتدا بیناب‌UV-Vis از نمونه‌ها گرفته شد. به عنوان نمونه شکل۲ منحنی بیناب جذبی نمونه نفت خام چاه رامشیر در حلال تولوئن را نشان می‌دهد. همانگونه که در شکل دیده می‌شود محلول نفت خام رامشیر دارای جذب قابل توجه‌ایی در محدوده ۵۰۰ تا ۷۰۰ نانومتر است.

از این‌رو برای مطالعه ضریب شکست غیرخطی در این پژوهش از لیزر Nd:YAG پیوسته با طول موج ۵۳۲ نانومتر استفاده شده‌است.



شکل۲: طیف UV-Vis نمونه چاه رامشیر در تولوئن



شکل۳: نمودارتراگسیلندگیب هنجار روزنه بسته غلظت‌های مختلف نمونه های چاه نفت (aاهواز ۲۰ bرگسفید cرامشیر با حلال تولوئن

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

نتایج و بحث

برای محاسبه ضریب شکست غیرخطی نفت خام در غلظت‌های مختلف در حلال تولوئن، نمودار تراگسیلندگی بهنجار روزنه بسته برای هر نمونه ثبت شد. شکل۳ نمودار تراگسیلندگی بهنجار روزنه بسته را برای نمونه‌های اهواز۲۰ رگ سفید و رامشیر در چگالی انرژی تقریبی ۲۸۰ W/cm^2 را نشان می‌دهد. با تحلیل داده‌های آزمایشگاهی مقادیر ضریب شکست غیرخطی نمونه‌ها در غلظت‌های مختلف تخمین زده شده است. جدول۱ نتایج مربوط به غلظت‌های مختلف نفت چاه‌های مختلف را نشان می‌دهد. همانطور که مشاهده می‌شود در هر نمونه با افزایش غلظت، ضریب شکست غیرخطی به صورت خطی افزایش می‌یابد.

جدول۱: نتایج حاصل از غلظت‌های مختلف چاه‌های مختلف در چگالی انرژی تقریبی ۲۸۰ W/cm^2

نمونه	غلظت	α (mm^{-1})	L_{eff}(mm)	$-n_2\times$ ۱۰$^{-۱۲}$$cm^2/w$
اهواز ۲۰	۰/۰۱	۰/۴۴(۲)	۰/۸۱(۳)	۱/۵۸(۵)
	۰/۰۲	۰/۵۷(۳)	۰/۷۶(۴)	۱/۶۷(۶)
	۰/۰۳	۰/۶۶(۵)	۰/۷۴(۴)	۱/۷۳(۴)
رگ سفید	۰/۰۱	۰/۷۸(۴)	۰/۷۰ (۳)	۱/۶۶(۴)
	۰/۰۲	۱/۳۰ (۴)	۰/۵۷(۵)	۲/۴۰ (۵)
	۰/۰۳	۱/۳۲(۲)	۰/۵۵(۳)	۲/۷۰ (۵)
رامشیر	۰/۰۱	۰/۶۲(۳)	۰/۷۴(۳)	۱/۷۶(۴)
	۰/۰۲	۰/۹۵(۴)	۰/۶۴(۴)	۲/۲۵(۵)
	۰/۰۳	۱/۰۳(۵)	۰/۶۰ (۳)	۲/۲۶(۵)

نتیجه‌گیری

در این پژوهش ابتدا بیناب جذبی نمونه برای غلظت‌های مختلف از محلول ثبت شد. ضریب شکست غیرخطی مرتبه سوم نفت چاه‌های مختلف با غلظت‌های مختلف به روش جاروب محوری روزنه بسته و با استفاده از لیزرNd:YAG با طول موج ۵۳۲ نانومتر مورد بررسی و مقایسه قرار گرفت. نشان داده شده است که با تغییر غلظت، ضریب شکست غیرخطی نیز تغییر می‌یابد. ضریب شکست غیرخطی هر سه چاه نفت بررسی شده از مرتبهwcm^2/ ۱۰$^{-۱۲}$در چگالی تابشی تقریبی ۲۸۰ W/cm^2 محاسبه شده است. همچنین وجود ترتیب قله-دره در نمودار متناظر با نمونه‌ها، حاکی از ضریب شکست غیرخطی منفی است که اثر خودواکانونی نمونه در پاسخ به میدان‌های پرشدت تابشی را نشان می‌دهد.

سپاسگزاری

با تشکر از شرکت نفت مناطق نفت‌خیز جنوب ایران و سرکار خانم ایزن که در تهیه این نمونه ها و انجام این پروژه ما را یاری نمودند.

مرجع‌ها

[1] A. G. Rad, "Single Beam Z-Scan Measurement of Nonlinear Refractive Index of Crude Oils," *J. Mod. Phys.*, vol. 05, pp. 280–284, 2014.

[2] E. W. Stryland and M. Sheik-bahae, "Z-Scan Measurements of Optical Nonlinearities," 2004.

[3] M. Sheik-bahae, A. Said, and E. V. Van Stryland, "High-sensitivity, single-beam n(2) measurements.," *Opt. Lett.*, vol. 14 17, pp. 955–957, 1989.

[4] M. Sheik-bahae, A. Said, T.-H. Wei, D. Hagan, and E. W. Stryland, "Sensitive Measurement of Optical Nonlinearities Using a Single Beam Special 30th Anniversary Feature," 1990.

[5] K. Jamshidi-Ghaleh, S. Salmani, and M. Ara, "Nonlinear responses and optical limiting behavior of fast green FCF dye under a low power CW He_Ne laser irradiation," *Opt. Commun.*, vol. 271, pp. 551–554, 2007.

[6] A. N. Dhinaa and P. Palanisamy, "Z-Scan technique: To measure the total protein and albumin in blood," *J. Biomed. Sci. Eng.*, vol. 03, pp. 285–290, 2010.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۵۵-۱۰-A

نقش مایسل کاتیونی بر روی خواص نوری غیرخطی فوچسین

فاطمه حسین پور،سهیل شریفی، مهدی خزاعی نژاد

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد

ssharifi@ferdowsi.um.ac.ir

چکیده- در این تحقیق مایسل با افزایش غلظت سورفاکتانت کاتیونی در محلول آبی ایجاد شده و تاثیر آن درضریب شکست غیرخطی(n_2) و ضریب جذب غیرخطی (β) رنگینه فوچسین با استفاده از روبشگر-زد اندازه گیری شده است، نتایج نشان دهنده کاهش خواص نوری غیرخطی با افزایش مقدار مایسل در نمونه ها می باشدکه درنتیجه افزایش پراکندگی نور حاصل می گردد.

کلید واژه - فوچسین، مایسل، اپتیک غیرخطی، جاروب-زد، جذب

The role of cationic micelles on the nonlinear optical properties of Fuchsine

F. Hosseinpour, S. Sharifi, and M. Khazaei-Nezhad

Department of Physics, Faculty of Science, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad, Iran

Abstract- In this study, micelles were formed by increasing the concentration of cationic surfactant in aqueous solution and its effect on nonlinear refractive index and nonlinear absorption coefficient of Fuchsinedye was measured using Z-scan. This results in an increase in light scattering.

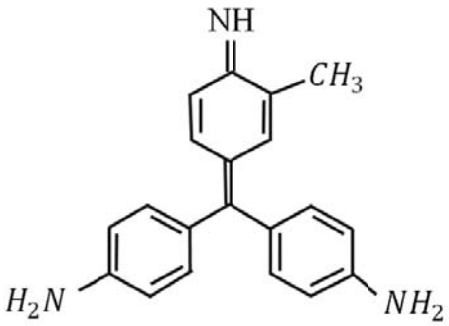
Keywords:fuchsine, Micelle, Nonlinear Optics, Z-scan, absorbance

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

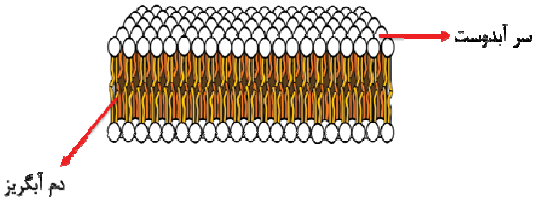
دامنه علم اپتیک غیرخطی در دهه ۱۹۶۰ میلادی با کشف لیزر گسترش یافت و توجه بسیاری از پژوهشگران را در زمینه‌ی کاربرد اپتیک و فوتونیک قرار گرفت. لیزرها در بسیاری از زمینه‌های پژوهش علمی به طور وسیع به کار می روند. خواص اپتیکی غیرخطی مولکول‌ها را می‌توان با استفاده از تکنیک جاروب Z مورد مطالعه قرار داد. این روش توسط شیخ بهایی[۱] و همکاران شبه منظور بررسی ضریب جذب غیرخطی و ضریب شکست غیرخطی ارائه شد.

رنگینه فوچسین در شکل (۱) نشان داده شده است که دارای سه حلقه‌ی آروماتیک است؛ دو پیوند NH_2 دارد و یک پیوند CH_3 دارد و از خانواده تریل متان می‌باشد.



شکل ۱:ساختار مولکولی رنگینه‌ی فوچسین

مایسل جمعی از مولکول‌های سورفکتنت است که در یک کلوئید مایع پراکنده شده‌اند. ساختار مایسلی یکی از این ساختارهای تجمعی است که هنگام افزودن مولکول‌های فعال سطحی به حلال‌های آبی ایجاد می‌شود؛ به عبارتی مایسل‌ها حاوی مناطق هیدروفیل (قطبی) و همچنین مناطق هیدروفوب (غیرقطبی) زنجیره هیدروکربنی هستند. اگر سر قطبی به سمت بیرون تشکیل دهند آن‌ها به دلیل قطبی بودن در مقابل آب قرار می‌گیرند و قسمت آبگریز از آن جا که غیرقطبی هستند در داخل و دور از آب هستند(شکل ۲). مایسل‌ها بستگی به شرایط محیط و نوع ماده فعال سطحی دارد. در آب سرآبدوست مولکول‌های سورفکتنت همیشه در تماس با حلال آبی می‌باشد. اما دم آبگریز مولکول‌های سورفکتنت در هنگامی که جزئی از یک مایسل باشند، تماس کمتری با مولکول‌های آب دارند تا پایداری بیشتری بدست آید.این پایه ای برای تحریک پرانرژی برای تشکیل مایسل می‌باشد.



شکل ۲: مایسل صفحه ای

آزمایش

مواد و تهیه نمونه :

رنگینه فوچسین وسورفکتنت ستیل تری آمونیوم برومید (CTAB) از شرکت سیگما-آلدریچ خریداری شده است. در کار انجام شده ابتدا رنگینه فوچسین در حلال آب حل می‌گردد (C_{dye}=0·3 mM) برای منحنی دریچه باز و C_{dye}=0·1 mM برای منحنی دریچه بسته) نمونه‌های تهیه شده توسط دستگاه جاروب Z مورد بررسی قرار گرفته است سپس با افزودن غلظت متغیری از سورفکتنت CTAB طیف جذبی و خصوصیات اپتیکی خطی و غیر خطی آن مورد بررسی قرار گرفته شده است.

تجهیزات

در دستگاه جاروب Z دو آشکارساز حساس وجود دارد که یکی از آشکارسازها دهانه بسته و دیگری دهانه باز نام دارد. دهانه بسته ضریب شکست غیرخطی و دهانه باز جذب غیرخطی را نشان می‌دهد. در این کار از دستگاه جاروب Z با یک لیزر دیودی با موج پیوسته و طول موج ۵۳۲ نانومتری با رنگ سبز و شدت ۸۰ میلی وات استفاده شده است و به کمک یک عدسی محدب با فاصله کانونی

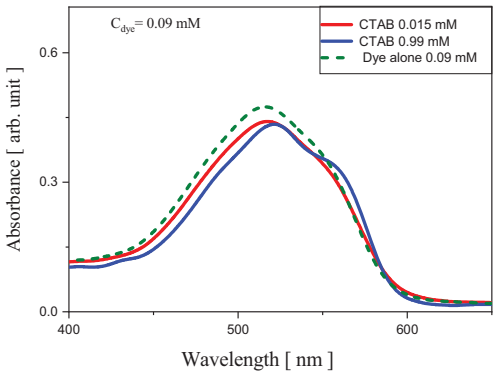
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

۵cm روی نمونه متمرکز شده است و نمونه داخل سل (کوارتز) با ضخامت ۱ میلی متر قرار دارد. طیف جذب را به کمک دستگاه طیف سنج دو پرتویی Shimadzu با مدل UV-Vis 2450 بدست آمده تا طول موج بیشینه جذب نمونه، مشخص شود.

نتایج و بحث

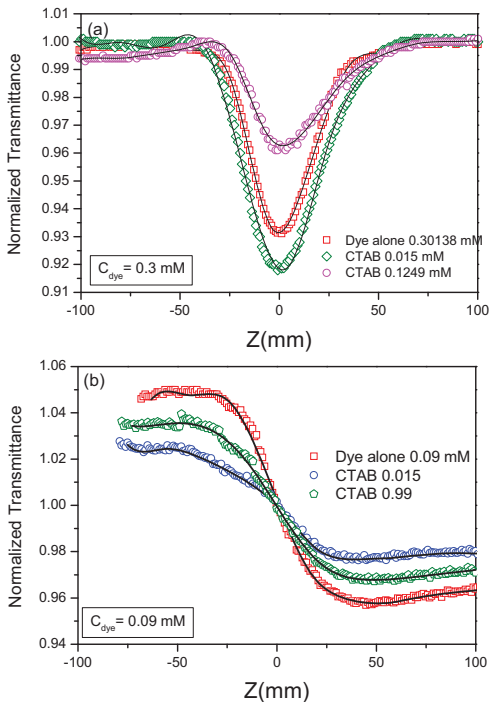
رنگینه فوچسین همراه با سورفکتنتCTAB :

در شکل (۳) طیف جذب رنگینه فوچسین با غلظت ۰/۰۹ میلی مولار در آب و همراه با سورفکتنت نشان داده شده است.با توجه به شکل، یک بیشینه‌ی جذب برای همه نمونه‌ها در محدوده ۵۱۰ نانومتر مشاهده شده است؛ با افزایش سورفکتانت مکان قله‌ها ثابت بوده و تغییر نکرده است.



شکل ۳: طیف جذب رنگینه‌ی Fuchsine محلول در آب با غلظت ثابت ۰/۰۹ میلی مولار از رنگینه و همراه با غلظت متغییر سورفکتنت CTAB

برای بررسی تاثیر مایسل بر خواص اپتیکی رنگینه، خصوصیات خطی و غیرخطی محلول رنگینه-آب در غلظت مختلف سورفکتنت مورد بررسی قرار گرفته است. در شکل (۴) مشاهده می‌شود که با افزایش CTAB تغییر کرده است.



شکل ۴: نمودار شدت نور عبوری بر حسب مکان برای رنگینه‌ی فوچسین (a) با غلظت ۰/۳ میلی مولار (b) با غلظت ۰/۱ میلی‌مولار در غلظت‌های مختلف سورفکتنت CTAB

ضریب جذب غیرخطی توسط آشکارساز باز اندازه‌گیری می‌شود و از روابط زیر مقدار ضریب جذب غیرخطی محاسبه می‌گردد[۳-۲].

$$T_{OA} = \sum_{m=0}^{\infty} (-q_0)^m (m+1)^{-\frac{3}{2}} \qquad (۱)$$

که q_0 عبارت اند از :

$$q_0 = \beta I_0 L_{eff} (1 + (z/z_0)^2)^{-1} \qquad (۲)$$

که I_0 شدت اولیه نور، L_{eff} ضخامت مؤثر، β ضریب جذب غیرخطی و z_0 طول کمر باریکه نور می‌باشد. آشکارساز بسته ضریب شکست غیرخطی را اندازه‌گیری می‌نماید که از رابطه زیر بدست می‌آید.

$$n_2 = \frac{(\lambda \Delta T_{P-V})}{(2\pi L_{eff} I_0 (0.406)(1-S)^{0.27})} \qquad (۳)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

در جدول (۱) برای غلظت‌های مختلف از رنگینه و سورفکتنت پارامترهای β و n_2 محاسبه و ثبت گردیده است.

جدول ۱: مقادیر غلظت β و n_2 برای رنگینه فوچسین در آب و غلظت‌های مختلف CTAB

C	C_2	(	(
۰ / ۳	۰	۰/۵۷۴۳۳	
۰/۰۹	۰		۶/۲۵۴۶۸
۰ / ۳	۰/۰ ۱۵	۰/۷۱۰ ۲۵	
	۰/۱۲۴۹	۰/۳۳۱۸۹۳	
۰/۰۹	۰/۰ ۱۵		۷/۲۳۷۲۳
	۰/۹۹		۹/۱۴۴۱۹

داده های جدول بالا نشان می دهد که با وجود ثابت نگه داشتن غلظت رنگینه فوچسین، به دلیل حضور سورفکتنت و تغییر غلظت آن و تشکیل مایسل، جذب دو فوتونی ثابت نبوده و تغییر کرده است. بنابراین مشاهده شد که مقادیر β با افزایش میزان حلالیت در رنگ کاهش یافت و با کاهش حلالیت در محلول افزایش می یابد. بنابراین ضریب جذب غیرخطی بستگی به نوع بارگذاری سورفکتنت دارد. با افزایش غلظت مایسل، ضریب شکست غیرخطی نیز افزایش داشته است.

نتیجه‌گیری

نتایج به دست آمده از تحلیل و بررسی آزمایش‌ها نشان داده شده است که جذب رنگینه فوچسین توسط غلظت مایسل کاتیونی تغییر چندانی ندارد و اما بر خواص غیرخطی رنگینه فوچسین تأثیرگذار هست. با افزایش غلظت CTAB مقدار β کاهش می یابد و مقادیر n_2 با افزایش غلظت سورفکتنت افزایش می یابد، که در نتیجه پراکندگی نور افزایش می گردد.

منابع:

[1] M. Sheik-bahae, A.A. Said. and E.W. Van Stryland, Opt.Lett. 14,955(1989).

[2] T. Xia, M. Sheik-Bahae, A.A. Said, D.J. Hagan, E.W. Van Stryland, Z-scan and EZ-scan measurements of optical nonlinearities, J. Nonlinear Opt. Phys. Mater. 3 (1994) 489.

[3] O.D. Marbello, D. SoniaV, F.J. Racedo, Study of the nonlinear optical response and thermal stability of edible oils using the Z-scan technique, Talanta 206 (2020) 120226, https://doi.org/10.1016/j.talanta.2019.120226.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۴۰-۱۰-A

تأثیر محلول کلوئیدی بر روی رفتار اپتیک غیرخطی اِپسیلون بُلو

مرضیه تاجیک،سهیل شریفی،مهدی خزاعی‌نژاد

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد، ایران

ssharifi@ferdowsi.um.ac.ir

چکیده –در این مطالعه، تأثیر نانوساختار کلوئیدی تهیه شده با سورفاکتانت نونیل‌فنل ۶ مول‌اتوکسیله برروی خاصیت غیرخطی رنگینه‌ی اِپسیلون بُلو، با استفاده ازروبشگر زد، مورد مطالعه قرار گرفته شده است. نانوساختارها از طریق افزایش سورفاکتانت در محلول آبی از رنگینه تهیه شده است. نتایج نشان دهنده آن است که با افزایش میزان غلظت سورفاکتانت که منجر به افزایش تعداد نانومایسل‌ها در محلول می‌شود؛ ضریب جذبِ غیرخطی و ضریب شکستِ غیرخطی کاهش پیدا می‌کند.

کلید واژه- اپتیک غیرخطی،اِپسیلون بُلو،جذب،سورفاکتانت،نشر

The effect of colloidal solution on nonlinear optical behavior of Epsilon Blue

Marzieh Tajik, SoheilSharifi, Mehdi KhazaeiNezhad

Department of Physics, Faculty of Sciences, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad, Iran

ssharifi@ferdowsi.um.ac.ir

Abstract- In this study, the effect of colloidal nanostructure prepared with6 mol ethoxylatednonylphenol surfactant on nonlinear properties of Epsilon blue dye using in z-scan resonant was investigated. Nanostructures are prepared from dyes by increasing surfactants in aqueous solution. The results show that by increasing surfactant concentration which increase the number of nano-micelles in solution, the nonlinear absorption coefficient and nonlinear refractive index are decreased.

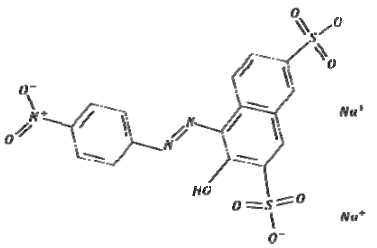
Keywords: Adsorption, Diffusion, Epsilon Blue, Nonlinear Optics, Surfactant.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

اپتیک غیرخطی توسط فرانکن و همکارانش در سال ۱۹۶۱ بلافاصله بعد از به نمایش در آمدن نحوه‌ی کار اولین لیزر بوسیله مایمن، در سال ۱۹۶۰ بوجود آمد. به طور کلی به مطالعه‌ی برهم‌کنش نور با شدت بالا و ماده، اپتیک غیرخطی می‌گویند[۱]. تولید هماهنگ دوم، هماهنگ سوم، پدیده‌ی جذب دو فوتونی و اشباع از جمله مواردی‌اند که در نتیجه‌ی این پدیده بوجود می‌آیند. در برخی از پدیده‌های غیرخطی، ضریب شکست محیط به صورت تابعی از شدت نورتابشی است.

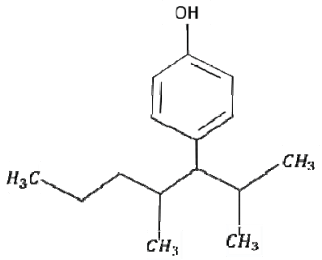
رنگینه‌ی اِپسیلون بُلو که از خانواده آزو می‌باشد، از جمله ترکیب‌هایی است که خاصیت غیرخطی دارد[۲].



شکل ۱: آرایش مولکولی رنگینه‌ی اپسیلون بلو

با تغییر رنگینه در حلال، می‌توان ضریب جذب و ضریب شکست غیرخطی متفاوتی از رنگینه را اندازه‌گیری کرد[۳].

سورفاکتانت نونیل‌فنل۶مول‌اتوکسیله، با نام تجاری KENON6 در پاک‌کننده‌ها، چربی‌گیرها و شوینده‌های خشک کاربرد دارد. مولکول نونیل‌فنلی به طور متوسط با ۶مولکول اتیلن‌اکساید واکنش داده است که به همین علّت عدد ۶ در سورفاکتانت قرار گرفته است. به لحاظ ظاهری این سورفاکتانت، زرد رنگ و مایع است و دارای جرم مولکولی $۲۷۰/۴۴۷ \frac{gr}{mol}$ می‌باشد[۴].



شکل۲:آرایش مولکولی سورفاکتانت نونیل فنل۶مول اتوکسیله

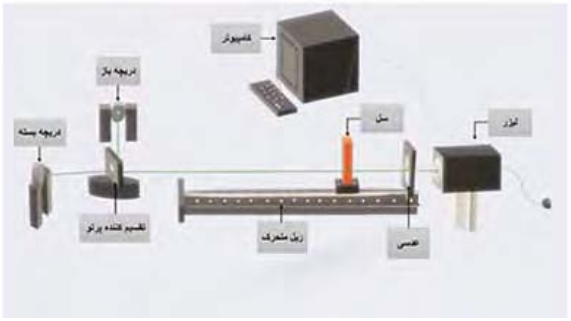
نانوساختارهای کلوئیدی برروی خواص غیرخطی رنگینه تأثیر می‌گذارند.کلوئیدها دارای ظاهری مات و کدر؛ تقریباً حالتی بین محلول و سوسپانسیون است؛ زیرا مانند سوسپانسیون‌ها نور را پراکنده می‌کنند وبه وسیله غشا جدا می‌شوند؛ همچنین مانند محلول‌ها ته‌نشین نمی‌شوند و بدون تغییر از صافی می‌گذرند.

مواد و روش آزمایش

رنگینه‌ی اِپسیلون بُلو، با دوغلظت ۰/۰۰۹ و ۰/۱ میلی‌مولار و سورفاکتانت نونیل‌فنل۶مول‌اتوکسیله، با دو غلظت ۳میلی مولار و ۴میلی مولار با نسبت ۱/۲ با یکدیگر حل شده است. ضریب جذب غیرخطی و ضریب شکست غیرخطی با استفاده از دستگاه روبشگرزدِ آزمایشگاه اپتیک و لیزرِ دانشگاه فردوسی مشهد اندازه‌گیری شده است. دستگاه روبشگرزد؛ دارای لیزر با طول موج ۵۳۲نانومتر، توان ۸۰ میلی وات، فاصله‌ی کانونی ۵ سانتی‌متر، شعاعِ پرتویِ۱/۴ میکرومتر و طول رایلی ۱/۱ میلی‌متر می‌باشد. در شکل ۳ نمایی از اجزای دستگاه روبشگرزد را می‌توانید مشاهده نمائید. در مرحله دوم، به کمک دستگاهِ طیف‌سنجِ دوپرتویی با مدل 1650UV-Vis که در آزمایشگاه نانویِ دانشگاه فردوسی مشهد واقع شده، استفاده گردید، که قابلیت طیف‌گیری آن با دقت ۰/۱نانومتردر محدوده‌ی ۲۰۰تا۹۰۰نانومتر می‌باشد. همچنین با استفاده از دستگاه طیف‌سنج فلورسانس Perkin-Elmer، مدل Ls45 واقع در آزمایشگاه نانویِ دانشگاه فردوسی مشهد که دارای لامپ زنون و طول‌موج تحریکی آن با استفاده از توری، تفکیک

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

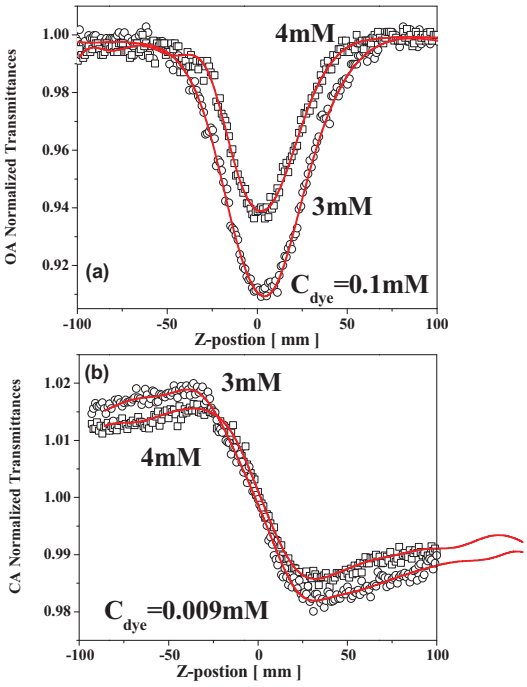
شده است، استفاده گردید که بیشینه‌ی طیف جذب و نشر محلول آبی رنگینه و سورفاکتانت در دمای اتاق ثبت گردیده است.



شکل۳:نمایی از اجزای دستگاه روبشگرزد

نتایج و بحث

شکل۵ به ترتیب،ضریب جذب و ضریب شکست غیرخطی محلول آبی رنگینه با دو غلظت ۰/۰۰۹ و ۰/۱ میلی‌مولار و سورفاکتانت KENON6 با دو غلظت ۳ و ۴ میلی‌مولار را نمایش می‌دهد.



شکل۵:a) نمودار دریچه‌ی باز (ضریب جذب غیرخطی)b) نمودار دریچه‌ی بسته (ضریب شکست غیرخطی) برای رنگینه اِپسیلون بُلو در دو غلظت متفاوت.

با استفاده از رابطه:

$$\Delta T(z)=\frac{q_o}{2\sqrt{2}}\frac{1}{\left[1+\frac{Z^2}{Z_o}\right]} \qquad (۱)$$

که در آن‌مقدار $\Delta T(z)$شدت عبوری از نمونه در Z، Z_o مقیاس رایلی و q_oعددی ثابت در نظر گرفته می‌شود؛ می‌توان ضریب جذب غیرخطی(β) را محاسبه کرد.

$$q_o=\beta I_o L_{eff} \qquad (۲)$$

قلّه‌ی I_0(طول موثر)و $L_{eff}=\left(1-e^{-\alpha}\frac{L}{\alpha}\right)$ که‌درآن چگالی تابشی در کانون می‌باشد.

همچنین با استفاده از رابطه‌ی جابجایی فاز:

$$|\Delta\varphi|=\frac{\Delta T_{pv}}{0.406(1-S)^{0.27}} \qquad (۳)$$

که در آن Sکسر انتقال یافته باریکه نور از میان روزنه است، می‌توان ضریب شکست غیرخطی را محاسبه کرد[۵]:

$$n_2=\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)\frac{\Delta\varphi_0}{I_0 L_{eff}} \qquad (۴)$$

جدول۱: مقادیر وزنی محلول آبی از رنگینه وسورفاکتنت برای ضریب جذب غیرخطی در غلظت رنگینه ۰/۱ میلی مولار

۳	۷/۵۶۶۳۳
۴	۵/۳۲۴۹۹

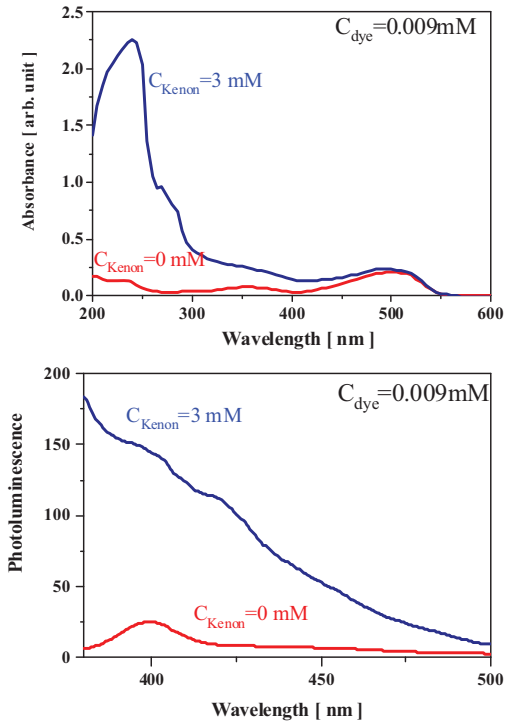
جدول۲: مقادیر وزنی محلول آبی از رنگینه و سورفاکتانت برای ضریب شکست غیرخطی در غلظت رنگینه ۰/۰۰۹ میلی مولار

۳	۳/۴۰۸۸۳
۴	۲/۱۱۸۴۳

در شکل ۶، طیفِ جذب و نشرِ رنگینه یاِپسیلون بُلو با غلظت ۰/۰۰۹ و ۰/۱ میلی مولار در آب و سورفاکتانت

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

KENON6 با غلظت ۳ میلی مولار برای طیفِ جذب و نشر نمایش داده شده است. با توجه به شکل، یک بیشینه‌ی جذب در محدوده ۵۰۰ نانومتر و نشرِ برانگیختگیِ رنگینه در محدوده‌ی ۴۰۰ نانومتر مشاهده شده است.



شکل۶: طیفِ جذب در محدوده‌ی ۵۰۰ نانومترو نشرِ برانگیخته در محدوده ۴۰۰ نانومتر برای رنگینه‌ی اِپسیلون بُلو در آب با غلظت ۰/۰۰۹ میلی مولار و غلظت‌های متفاوت سورفاکتانت.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، تأثیر نانوساختارِ کلوئیدی، تهیه شده با سورفاکتانت نونیل‌فنل۶مول‌اتوکسیله برروی خاصیت غیرخطیِ رنگینه‌ی اِپسیلون بُلو با استفاده ازروبشگر زد بررسی شد. با افزایش میزان غلظت سورفاکتانت، در نتیجه افزایش تعداد نانوساختارها در محلول،ضریب جذبِ غیرخطی و ضریب شکستِ غیرخطی کاهش پیدا می‌کند.در محدوده‌ی ۵۰۰ نانومتر، بیشینه‌ی جذب درمحلول آبی رنگینه و سورفاکتانت برابر است.نشر برانگیختگی رنگینه‌ی اِپسیلون بُلو در محدوده‌ی ۴۰۰ نانومتر می‌باشد.

مرجع‌ها

[۱] رابرت، بوید، *اپتیک غیرخطی*، انتشارات دانشگاه فردوسی مشهد، ۱۳۹۳.

[2] S. Borgi, A. Hansen og, M. Meyer Modtaget “Ionisk selvsamlet nanomaterialeaf beta-naphthol violet ogstrukturogtyndfilmafstoffet,” 7,november 2015.

[3] R. Choubey, S. Medhekar, R. Kumar, S. Mukherjee, and S. Kumar, "Study of nonlinear optical properties of organic dye by Z-scan technique using He–Ne laser,"J. Mater. Sci.: Mater. Electron., vol. 25, pp. 1410-1415, 2014.

[4] F.Najafiand M. Pishvaei, "Synthesis and Characterization of a Nonionic Urethane-Based Thickener," PCCC 4.2:71-77,2011.

[5] F.A. Zarif, S. Sharifi, G.S. Shurshalova, I. Rakhmatullin, V. Klochkov, A. Aganov, M. Behrouz, M.R. Sharifmoghadam, S. Mahdizadeh and M. KhazaeNezhad, “Effect of micelles and reverse micelles on nonlinear optical properties of potassium dichromate and Staphylococcus aureus treatment,” Optical Materials, Volume (106), Pages 109925-109938,2020.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲ ۲۶۰-۱۰-A

تاثیر شرایط غیر تشدید بر انتقال جمعیت حالت‌های هسته‌ای در اندرکنش لیزر اشعه ایکس با. ^{97}Tc

سمانه احدی خانقاه،مقصود سعادتی نیاری

گروه فیزیک، دانشکده علوم ، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل-ایران

Samaneahadi.1372@gmail.com, m.saadati@uma.ac.ir

چکیده - در این مقاله تاثیر واکوکی برانتقال جمعیت حالت‌های هسته‌ای در اندرکنش لیزرهای اشعه ایکس با هسته متحرک بررسی شده است. برای این کار ابتدا فرض را براین گرفتیم که هسته متحرک با دو پالس لیزری اشعه ایکس اندرکنش می‌کند و فاکتور نسبیتی طوری تنظیم می‌شود که با استفاده از پدیده دوپلر نسبیتی شرایط تشدیدی بین فرکانس لیزر اشعه ایکس و فرکانس‌های گذار هسته برقرار باشد. در ادامه با در نظر گرفتن حالت غیر تشدیدی، تاثیر واکوکی بر انتقال جمعیت، مورد بررسی قرار گرفته است. برای مطالعه عددی نیز از معادله لیوویل استفاده خواهد شد.

کلید واژه- انتقال جمعیت،لیزر اشعه ایکس، واکوکی، هسته.

The effect of non-resonantcondition on population transfer of nuclear state in the interaction of X-ray laser with ^{97}Tc .

SamaneAhadi-Khanghah, MaghsodSaadati-Niari

Department of Physics, Faculty of Sciences, University of MohaghehArdabili, Ardabil, Iran

Samaneahadi.1372@gmail.com, m.saadati@uma.ac.ir

Abstract- The effect of detuning on the population transfer ofnuclear state in the interaction of X-ray lasers with accelerated nuclei has been investigated. It is first assumed that the accelerated nuclei ^{97}Tc interacts with two X-ray laser pulses and the relativity factor is adjusted so that, using the relativistic Doppler phenomenon, the resonant condition between the X-ray laser frequency and the transition frequency between levels are established. In the following, considering the non-resonant condition, the effect of detuning on the population transfer has been investigated.

Keywords: detuning, nuclei, population transfer, X-ray.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

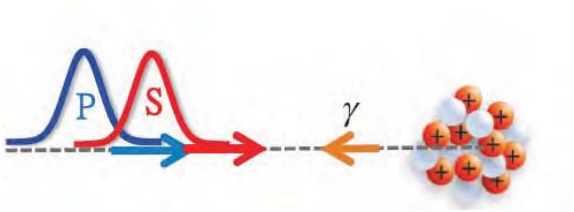
مقدمه

انتقال همدوس جمعیت حالت‌های کوانتومی در اندرکنش لیزر با ماده یکی از شاخه‌های مهم اپتیک کوانتومی می‌باشد. با توسعه ساخت لیزرهای پالسی، تکنیک‌های مختلفی برای انتقال جمعیت حالت‌های اتمی پیشنهاد شده است که یکی از مهم ترین این تکنیک‌ها، روش گذار بی درو تحریکی رامان [۱] می‌باشد. در این روش از دو پالس تاخیری پمپ و استوکس برای انتقال جمعیت در سیستم‌های سه ترازی Λ –گونه استفاده می‌شود. با پیشرفت‌هایی که اخیرا در زمینه ساخت لیزرهای اشعه ایکس به کار گرفته شده‌است، انتقال جمعیت در سیستم‌های هسته‌ای با استفاده از لیزر اشعه ایکس است. در مراجع [۳و۲] روش گذار بی درو تحریکی رامان برای انتقال جمعیت حالت‌های هسته‌ای با استفاده از لیزر اشعه ایکس پیشنهاد شده است. در این طرحواره پیشنهادی، هسته بصورت شتابدار در نظر گرفته شده است و بااستفاده از اثر دوپلر نسبیتی حالت تشدید بین فرکانس لیزر اشعه ایکس و فرکانس گذار بین ترازها برقرار گردیده است. همچنین در مراجع [۵و۴] از روش زنجیره پالس‌های همپوشان برای انتقال جمعیت حالت‌های هسته‌ای در سیستم‌های سه ترازی و چهار ترازی استفاده شده است.

در تمام طرحواره‌های پیشنهادی تاکنون سیستم در حالت تشدید کامل بوده است. یعنی فاکتور نسبیتی مربوط به حرکت هسته طوری محاسبه می‌شود که فرکانس لیزر مشاهده شده توسط هسته با فرکانس گذار هسته‌ها برابر باشد. در این مقاله اثر حالت غیرتشدیدی بر انتقال جمعیت در هسته سه ترازی ^{97}Tc بررسی خواهد شد. برای این کار واکوکی برای سیستم در نظر گرفته شده و تاثیر مقادیر مختلف واکوکی بر انتقال جمعیت بررسی خواهد شد.

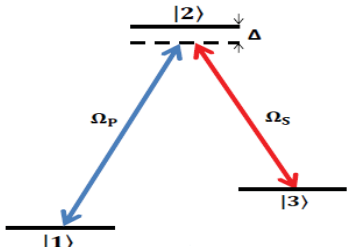
هامیلتونی موثر اندرکنش لیزر اشعه ایکس با هسته شتابدار در حالت تشدیدی

اندرکنش هسته سه ترازی متحرک با دو پالس لیزری اشعه ایکس که یکی از پالس‌ها پالس پمپ و دیگری پالس استوکس نامیده می‌شود، درنظر می‌گیریم. شکل۱، طرحواره آزمایشگاهی این اندرکنش را نشان می‌دهد.



شکل۱: طرحواره آزمایشگاهی اندرکنش هسته شتابدار با دو پالس لیزری اشعه ایکس

هامیلتونی اندرکنش لیزر اشعه ایکس با هسته شتابدار بصورت زیر می‌باشد. همچنین الگوی جفت شدگی هسته با لیزر اشعه ایکس طبق الگوی زیر است:



شکل۲: الگوی جفت شدگی لیزر اشعه ایکس با هسته

هامیلتونی مؤثر اندرکنش لیزر اشعه ایکس با هسته در زیر فضای $s=\{|1\rangle,|2\rangle,|3\rangle\}$ در حالت تشدید دو فوتونی بصورت زیر است:

$$H=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}0 & \Omega_p(t) & 0\\ \Omega_P(t) & 2\Delta & \Omega_S(t)\\ 0 & \Omega_S(t) & 0\end{pmatrix} \quad (۱)$$

Δواکوکی است و از رابطه زیر بدست می‌آید[۶]:

$$\Delta=(E_2-E_1)-[\gamma(1+\beta)\hbar\omega_p]=(E_2-E_3)-[\gamma(1+\beta)\hbar\omega_s] \quad (۲)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

در رابطه بالا، E_i نشان دهنده انرژی ترازها، $\beta = v/c$ نسبت سرعت هسته به سرعت نور در خلا، $\gamma = \sqrt{1-(v/c)^2}$ فاکتور نسبیتی، $\hbar\omega_P$ انرژی فوتون لیزر پمپ و $\hbar\omega_s$ انرژی فوتون لیزر استوکس می‌باشد ترازهای انرژی $E_1 = 96.5kev$ و $E_2 = 657kev$ و $E_3 = 324kev$ در ^{97}Tc را در نظر می‌گیریم. ابتدا فرض می‌کنیم که حالت تشدید یعنی $\Delta = 0$ برقرار باشد. مقدار $\hbar\omega_P = 12.4kev$ در نظر گرفته می‌شود. با استفاده از رابطه (۲) مقدار فاکتور نسبیتی $\gamma = 22.6$ و $\hbar\omega_s = 7.36kev$ بدست می‌آید.

انتقال جمعیت با استفاده از روش گذار بی درو تحریکی رامان در حالت تشدیدی

در روش گذار بی درو تحریکی از دو پالس گوسین استفاده می‌کنیم که پالس استوکس مقدم بر پالس پمپ است. فرکانس‌های رابی مربوط به اندرکنش هسته شتابدار با لیزر بصورت زیر است[۷]:

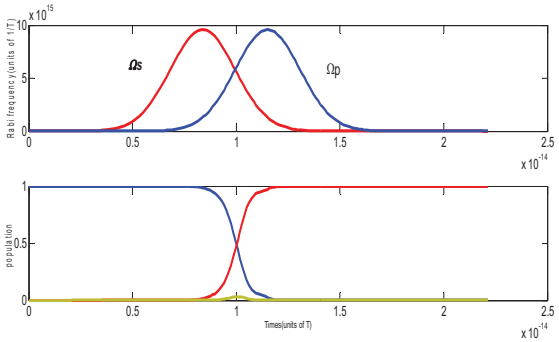
$$\Omega_P(t) = \frac{4\sqrt{\pi}}{\hbar}\left(\frac{\gamma^2(1+\beta)^2 I_P^{eff}(L_{21}+1)(2I_1+1)B_{21}}{c\varepsilon_0 L_{21}}\right)^{\frac{1}{2}} \times \frac{k_{21}^{L_{21}-1}}{(2L_{21}+1)!!}\exp\left[-\left(\frac{\gamma(1+\beta)(t-\tau)}{\sqrt{2}T_P}\right)^2\right] \quad (۳)$$

$$\Omega_s(t) = \frac{4\sqrt{\Pi}}{\hbar}\left(\frac{\gamma^2(1+\beta)^2 I_s^{eff}(L_{23}+1)(2I_3+1)B_{23}}{c\varepsilon_0 L_{23}}\right)^{\frac{1}{2}} \times \frac{k_{23}^{L_{23}-1}}{(2L_{23}+1)!!}\exp\left[-\left(\frac{\gamma(1+\beta)(t+\tau)}{\sqrt{2}T_s}\right)^2\right] \quad (۴)$$

در روابط بالا $L_{23}=1, L_{31}=2$ نشان دهنده مرتبه گذار الکتریکی، k_{21} و k_{23} عدد موج مربوط به گذارهای I_1 و I_3 نشان‌دهنده اسپین ترازهای زمینه و $B_{21} = 500wu$ و $B_{23} = 6.7\times10^{-5}wu$ احتمال گذار چند قطبی در واحد وایسکوف می‌باشد. همچنین $T_p = T_s = 10^{-13}s$ نشان دهنده پهنای لیزری پالس‌ها و 2τ تاخیر زمانی پالس‌ها است. برای بررسی عددی از معادله لیوویل بصورت زیر استفاده می‌کنیم:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar}[H,\rho] + \rho_s \quad (۵)$$

که در رابطه بالا ρ ماتریس چگالی و ρ_s جمله مربوط به اثر گسیل خودبه خودی به داخل سیستم می‌باشد. شکل زیر نمودار تحول زمانی فرکانس رابی و جمعیت برحسب زمانبرای ^{97}Tc را بدون در نظر گرفتن گسیل خودبه‌خودی نشان می‌دهد.در این مطالعه $I_P^{eff} = 2.86\times10^{25}\frac{W}{cm^2}$، $I_s^{eff} = 8.42\times10^{27}\frac{W}{cm^2}$ و $\tau = 10^{-14}s$ در نظر گرفته شده است. همچنین برای $k_{21} = 2.84\times10^{12}\frac{1}{\text{cm}}$ و $k_{23} = 1.68\times10^{12}\frac{1}{\text{cm}}$ در نظر گرفته شده است.

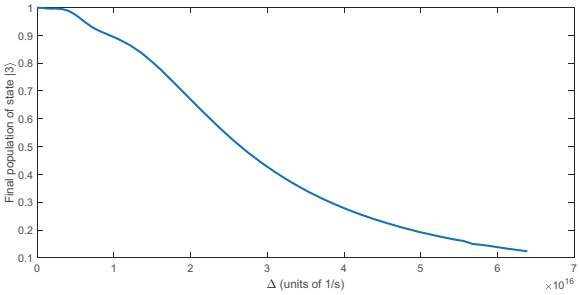


شکل۳: فرآیند گذار بی درو تحریکی رامان در ^{97}Tc، که پالس استوکس بر پمپ مقدم است و در چارچوب آزمایشگاهی $T_p = T_s = 10^{-13}s$ است.

تاثیر واکوکی بر انتقال جمعیت

دراین بخش فرض می‌کنیم که سیستم در حالت تشدیدی نباشد یعنی $\Delta \neq 0$ باشد، می‌خواهیم تاثیر واکوکی بر انتقال جمعیت را بررسی کنیم. شکل ۴ جمعیت نهایی تراز ۳ را برای واکوکی‌های مختلف نشان می‌دهد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل۴: رابطه جمعیت نهایی تراز $|3\rangle$ و واکوکی‌های مختلف در ^{97}Tc ، با کاهش واکوکی شاهد افزایش بازده انتقال جمعیت هستیم.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، تاثیر واکوکی‌های مختلف بر بازده انتقال جمعیت بررسی شد. مشاهده کردیم که در حالتی که زمان همدوسی تپ‌های پمپ و استوکس کوچک‌تر از $10^{-14}s$ است،بازده انتقال جمعیت کاهش پیدا می‌کند. اگر شرایط گذار بی‌درو تحریکی رامان را برقرار کنیم اثر ناهمدوسی حاصل از واکوکی فازی تپ‌های لیزری را کاهش نمی‌دهد. دراین حالت جمعیت به طور کامل منتقل نمی‌شود به همین علت با استفاده از محاسبات عددی معادله لیوویل با شرط واکوکی غیر صفر جمعیت را به طور کامل بدون مداخله تراز واسطه به تراز نهایی منتقل کردیم. دلیل انتخاب عنصر ^{97}Tc در این پژوهش این بود که نیمه عمر حالت تحریکی مناسبی دارد.

مرجع‌ها

[1] Vitanov, Nikolay V., Andon A. Rangelov, Bruce W. Shore, and Klaas Bergmann. "Stimulated Raman adiabatic passage in physics, chemistry, and beyond." Reviews of Modern Physics, Vol. 89, No. 1,p.015006, 2017.

[2] Liao, Wen-Te. *Nuclear coherent population transfer with x-ray laser pulses.In Coherent Control of Nuclei and X-Rays*, pp. 27-48. Springer, Cham, 2014.

[3] Liao, Wen-Te, Adriana Pálffy, and Christoph H. Keitel. "Three-beam setup for coherently controlling nuclear-state population." Physical Review C, Vol. 87, No. 5, p. 054609,2013.

[4] Nedaee-Shakarab, B., M. Saadati-Niari, and F. Zolfagharpour. "Nuclear-state population transfer by a train of coincident pulses." Physical Review C, Vol. 94, No. 5, p.054601, 2016.

[5] Nedaee-Shakarab, B., M. Saadati-Niari, and F. Zolfagharpour. "Nuclear-state engineering in tripod systems using x-ray laser pulses." Physical Review C, Vol. 96, No. 4, p. 044619, 2017.

[6] Liao, Wen-Te. "Nuclear coherent population transfer with x-ray laser pulses." In Coherent Control of Nuclei and X-Rays, pp. 27-48. Springer, Cham, 2014.

[7] Liao, Wen-Te, Adriana Pálffy, and Christoph H. Keitel."Three-beam setup for coherently controlling nuclear-state population." Physical Review C, Vol. 87, No. 5, p. 054609, 2013.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۳۶-۱۰-A

بررسی اثر اشباع بر روی رفتار سالیتون ها با استفاده از حل وردشی معادله شرودینگر کسری

داود، حاجی تقی طهرانی[۱]، مهدی، سلیمانی[۱] و محبوبه قلندری[۱]

[۱]گروه فیزیک، دانشکده مکانیک، دانشگاه صنعتی قم، قم

چکیده - در این مقاله، انتشار سالیتون‌ها را از محیطی با ضریب اشباع s بر اساس معادله‌ی شرودینگر کسری بررسی کردیم. از روش وردشی برای حل معادله شرودینگر کسری استفاده کردیم. نمودارهای کانتوری شدت سالیتون را به ازاء ضرایب مختلف لوی α و همچنین به ازاء ضرایب مختلف اشباع s مطالعه کردیم. مشاهده نمودیم که با افزایش ضریب لوی α از ۱.۲ تا ۲، نوسانات سالیتون کمتر شده و با افزایش ضریب اشباع s از 0.05 تا 0.15، نیز نوسانات سالیتون کمتر شده است.

کلید واژه- روش وردشی، معادله شرودینگر کسری، اثر اشباع، سالیتون

Investigation of saturation effect on the solitons behavior using variational method of fractional Schrödinger equation

Davood, Haji Taghi Tehrani[*1], Mehdi, Solaimani[*2] and Mahboubeh, Ghalandari[*3]

[*]Department of Physics, Faculty of Mechanical Engineering, Qom University of Technology, Qom

prparadoxes@gmail.com[1], solaimani@qut.ac.ir[2], mahboubeh.ghalandari@gmail.com[3]

Abstract- In this paper, we have investigated propagation of spatial solitons through a medium with saturation coefficient based on the fractional Schrödinger equation. We have used variational technique to solve fractional Schrödinger equation. We have studied contour plots of the soliton intensity for the various Levy coefficients α as well as for the different saturation coefficients. We observed sinusoidal behavior for soliton width. We have observed that with increasing the Levy coefficient α from 1.2 to 2, soliton oscillations increased and with increasing the saturation coefficient s from 0.05 to 0.15, soliton oscillations also decreased.

Keywords: variational method, fractional Schrödinger equation, saturation effect, soliton

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

امواج جایگزیده در سال ۱۹۸۴ توسط راسل[1] توضیح داده شد. وی نشان داد که بعضی از امواج ایزوله می توانند مسافت های طولانی را در یک کانال باریک و کم عمق بدون تغییر در شکل یا سرعت طی کنند. سپس کورتوگ[2] و دوریس[3] مشاهده کردند که یک مواج ایزوله می‌تواند دامنه‌ای بزرگتر از مقدار معمول داشته باشد. این رفتار نتیجه غیرخطی بودن محیط است. در ادامه، زاباسکی[4] و کراسکل[5] در هنگام مطالعه برخورد این بسته موج ها دریافتند که انرژی و همچنین سرعت اولیه این موج ها در حین برخورد پایسته می ماند. این امواج جایگزیده در حین برهمکنش با یک دیگر نظیر برهمکنش ذرات عمل می کنند. چنین امواجی را سالیتون می نامند[۱].

معادله شرودینگر غیر خطی، معادله توصیف کننده تحول و انتشار امواج نوری در محیط های غیرخطی کر است. در سیستم های غیرخطی غیرکر، هدف کاهش توان های نوری مورد نیاز در محیط های مرتبه‌ی دوم و سوم[۲] و محیط های نورشکست[۳] است. در این حالات، ضریب غیرخطی از نوع اشباع شده است. در این کار، هدف ما شناخت تاثیر اشباع بر روی خواص فیزیکی سالیتون ها است.

فرمالیزم

معادله‌ی شرودینگر کسری غیرخطی با حضور اثر اشباع را به صورت زیر در نظر می‌گیریم[4]:

$$i\frac{\partial\psi}{\partial z}=\frac{1}{2}\left(-\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)^{\alpha/2}\psi-\frac{|\psi|^2}{1+s|\psi|^2}\psi \quad (1)$$

که در آن، $(-\partial^2/\partial x^2)^{\alpha/2}$ عملگر لاپلاسین کسری را نشان می‌دهد که در آن α ، ($1<\alpha\le 2$) ضریب لوی[6] است. وقتی $\alpha=2$ باشد، معادله‌ی شرودینگر کسری به معادله‌ی شرودینگر استاندارد تبدیل می‌شود. جمله‌ی دوم سمت راست معادله‌ی (۱) اثر اشباع را نشان می‌دهد که s ضریب اشباع می‌باشد. در این مقاله ما از روش وردشی [5] برای مطالعه‌ی رفتار سالیتون فضایی در معادله‌ی شرودینگر کسری در حضور اثر اشباع استفاده می‌کنیم. فرض می‌کنیم تابع حدسی دارای نمایه‌ی گوسی باشد که به صورت زیر است:

$$\psi(x,z)=A(z)exp(ib(z)+(-x^2(1+iq(z)))/(2w(z)^2)) \quad (2)$$

که A دامنه، b فاز دامنه، w عرض باریکه و q چیرپ مکانی است که متناسب با انحنای جبهه موج باریکه است. با استفاده از تابع چگالی لاگرانژی[7] برای معادله شرودینگر کسری که در مرجع [6] آمده است و با پیروی از روشهای استاندارد وردشی [5]، معادلات حاکم بر پارامترهای A، q و w را می یابیم:

$$A'(z)=\frac{\alpha\Gamma(\frac{\alpha+1}{2})A(z)q(z)(q(z)^2+1)^{\frac{\alpha}{2}-1}w(z)^{-\alpha}}{2\sqrt{\pi}} \quad (3)$$

$$w'(z)=-\frac{\alpha\Gamma(\frac{\alpha+1}{2})q(z)(q(z)^2+1)^{\frac{\alpha}{2}-1}w(z)^{1-\alpha}}{\sqrt{\pi}} \quad (4)$$

[1] Russell S John
[2] Korteweg
[3] deVries
[4] Zabusky
[5] Kruskal
[6] Levy
[7] Lagrangian density function

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$$q'(z)= \frac{2\left(\mathrm{Li}_{\frac{1}{2}}\left(-sA(z)^2\right)-\mathrm{Li}_{\frac{3}{2}}\left(-sA(z)^2\right)\right)}{s^2A(z)^2}- \frac{\alpha\Gamma(\frac{\alpha+1}{2})(q(z)^2+1)^{\alpha/2}w(z)^{-\alpha}}{\sqrt{\pi}} \quad (5)$$

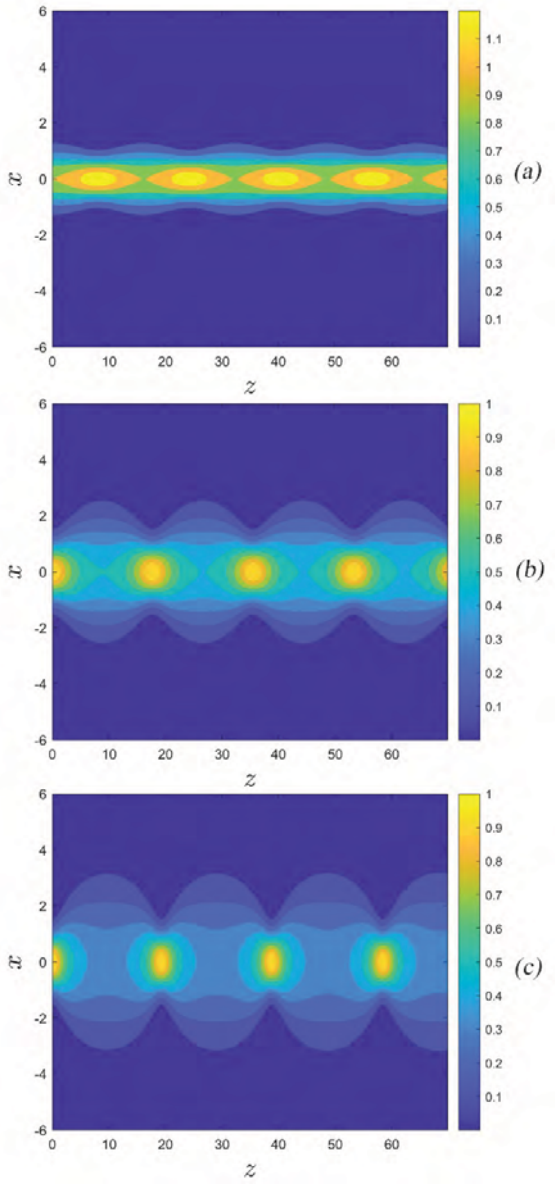
که $\Gamma(\alpha+1/2)$ تابع گاما[۸] است و تابع پلی‌لگاریتم Li_s با جمع زیر مشخص می‌شود:

$$Li_s(z)=\sum_{k=1}^{\infty}\frac{z^k}{k^s} \quad (6)$$

سه معادله‌ی کوپل شده را به روش عددی مونت کارلو[۹] با شرایط اولیه‌ی A(0)=1, q(0)=0, w(0)=1 حل می‌کنیم که در بخش بعد این نتایج آمده است.

نتایج عددی

در شکل‌های (1-a) تا (1-c) نمودارهای کانتوری سالیتونی که از محیطی با ضریب اشباع s=0.05 عبور می‌کند را برای ضرایب لوی مختلف α=1.2, 1.6, 2 نشان می‌دهد. همانطور که از شکل‌های (1-a) تا (1-c) پیداست، به ازای ضرایب لوی مختلف، ما رفتار سالیتونی می‌بینیم و به جواب‌های پایدار رسیده‌ایم.

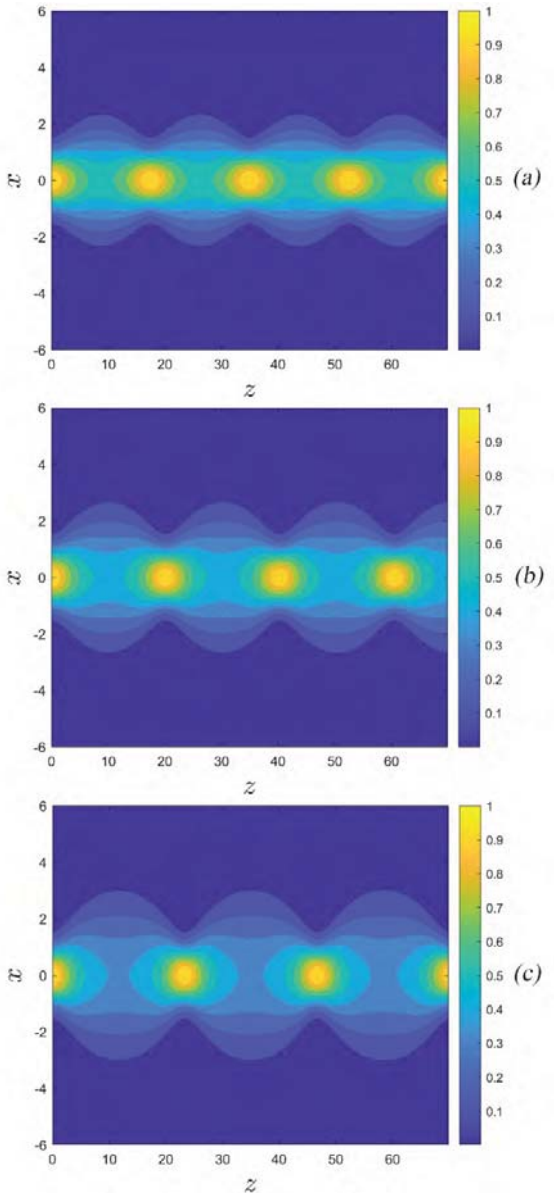


شکل ۱: نمودارهای کانتوری سالیتون منتشر شونده از محیطی با ضریب اشباع s=0.05 برای ضرایب لوی (a) α=1.2، (b) α=1.6 و (c) α=2

[۸] Gamma function

[۹] Monte-carlo method

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل 2: نمودارهای کانتوری سالیتون منتشر شونده از محیطی با ضریب لوی α=1.5 برای ضرایب اشباع (a) s=0.05، (b) s=0.1 و (c) s=0.15

همین که ضریب لوی α از ۱.۲ تا ۲ افزایش می‌یابد، نوسانات سالیتون کمتر شده و بیشینه‌ی شدت برای α=1.2 تا α=1.6 بیشتر شده و بیشینه‌ی شدت برای α=1.6 تا α=2 تغییر محسوسی نکرده است. همچنین پهنای سالیتون برای α=1.2 تا α=2 بیشتر شده است. در شکل‌های (2-a) تا (2-c)، نمودارهای کانتوری سالیتونی که از محیطی با ضریب α=1.5 عبور می‌کند را برای ضرایب اشباع مختلف s=0.05, 0.1, 0.15 نشان می‌دهد. دیده می‌شود که با افزایش ضریب اشباع s در محدوده بررسی شده، بیشینه‌ی شدت تغییر محسوسی نمی‌کند. هم‌چنین، می بینیم نوسانات سالیتون کمتر شده و پهن-شدگی شدت سالیتون حول x=۰ افزایش یافته است.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، به بررسی انتشار سالیتون‌های در محیطی با ضریب اشباع s که بر پایه‌ی معادله شرودینگر کسری بوده است، پرداختیم. با استفاده از روش وردشی به جواب‌های پایدار برای ضرایب مختلف لوی α=1.2, 1.6 , 2 رسیدیم. هم‌چنین به بررسی اثر ضرایب مختلف لوی α و اثر ضریب اشباع s بر رفتار سالیتون پرداختیم. دیدیم که نوسانات سالیتون تابع پارامترهای α و s می‌باشد.

مرجع‌ها

[1] J. S. Russell, *British Association Report*, John urray, London, 1984.

[2] V. Tikhonenko, J. Christou, B. Luther-Davies, "Spiraling bright spatial solitons formed by the breakup of an optical vortex in a saturable self-focusing medium", J. Opt. Soc. Am. B Vol. 12, pp. 2046, 1995.

[3] G. Duree, J. L. Shultz, G. Salamo, M. Segev, A. Yariv, P. DiPorto, E. Sharp, R.Neurgaonkar, "Observation of self-trapping of an optical beam due to the photorefractive effect", Phys. Rev. Lett. Vol. 71, pp. 533, 1993.

[4] Y. Zhan, X. Liu, Milivoj, R. Belić, W. Zhong, Y. Zhang and M. Xiao, "Propagation Dynamics of a Light Beam in a Fractional Schrödinger Equation", Phys. Rev. Lett. Vol. 115, pp. 180403, 2015.

[5] B. A. Malomed, "Variational methods in nonlinear fiber optics and related fields", Prog. Opt. Vol. 43, pp. 71, 2002.

[6] S. I. Muslih, O. P. Agrawal, and D. Baleanu, "A fractional Schrödinger equation and its solution", Int. J. Theor. Phys. Vol 49, pp. 1746, 2010.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۸۰-۱۰-A

تاثیر مرتبه گذار چند قطبی الکتریکی بر شدت میدان لیزری لازم برای انتقال همدوس جمعیت در سیستم‌های هسته‌ای

مهسا جعفری دوست، مقصود سعادتی نیاری، مهدی امیری

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل aafazaely@gmail.com

چکیده–مقدار شدت پالس لیزری لازم در اندرکنش لیزر اشعه ایکس با هسته برای هسته های مختلف محاسبه شده است. برای این کار از تکنیک تنظیم مساحت پالس که یکی از تکنیک های اپتیک کوانتومی می‌باشد، استفاده شده است. در این مطالعه گذارهای گاما از مرتبه‌های دوقطبی و چهارقطبی الکتریکی انتخاب شده اند و تاثیر مرتبه گذار بر شدت پالس لیزری لازم برای انتقال کامل جمعیت بررسی شده است.

کلید واژه- لیزر اشعه ایکس، روش تنظیم مساحت پالس، هسته، گذار الکتریکی.

Electric multipolar transition effects on needed laser intensity for coherent population transfer in nuclear systems.

MahsaJafaridoust, MagsoudSaadatiNiari, and Mehdi Amiri

Department of Physics, Faculty of Sciences, University of MohagheghArdabili, Ardabil, Iranaafazaely@gmail.com

Abstract- The amount of laser pulse intensity required in the X-ray laser interaction with the nucleus has been calculated for different nuclei. To do this, the pulse area adjustment technique, which is one of the quantum optics techniques, has been used. In this study, gamma transitions from bipolar and quadrupole electric orders have been selected and the effect of the transition on the laser pulse intensity required for complete population transfer has been investigated.

Keywords: X-ray laser, the pulse area adjustment technique, nuclei, Electric transition

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

حالت‌های هسته‌ای تحریک‌شده با نیمه‌عمر طولانی،مقادیر زیاد انرژی ذخیره می‌کنند. آزادسازی این انرژی، خصوصاً در چشم‌انداز جذاب باتری‌های هسته‌ای اهمیت دارد. به همین دلیل در سالهای اخیر اندرکنش لیزر با هسته در انتقال حالتهای هسته‌ای مورد توجه قرار گرفته است[۴-۱]. در فیزیک اتمی، روش‌هایی برای انتقال همدوس جمعیت، مانند روش تنظیم مساحت پالس و گذار تحریکی بی‌دررو رامان[۵] پیشنهاد شده است. در مقایسه با انتقال جمعیت سیستم‌های اتمی، انتقال جمعیت در هسته‌ها نیاز به فتون‌هایی با انرژی بسیار بالاتری دارد. به‌کارگیری این روش‌ها در سیستم هسته‌ای، به دلیل کمبود لیزرهای گاما انجام نشده اما با پیشرفت در ساخت لیزر اشعه ایکس، روش‌هایی بر مبنای شتاب هسته و استفاده از اثر دوپلر نسبیتی در انتقال جمعیت ترازهای هسته‌ای ارائه شده است. در انتقال جمعیت سیستم هسته‌ای تنظیم پارامترهای پهنای پالس لیزری و شدت بیشینه برای انتقال جمعیت ضروری است. در این مقاله به بررسی این پارامترها در گذارهای دو قطبی و چهار قطبی الکتریکی خواهیم پرداخت و تاثیر بیشینه شدت لیزر برای انتقال جمعیت را مورد مطالعه قرار خواهیم داد.

روش تنظیم مساحت پالس برای انتقال جمعیت در سیستم‌های دو ترازی

هامیلتونی موثر اندرکنش یک سیستم دوترازی با لیزر به صورت زیر می‌باشد.

$$H=\frac{1}{2}\begin{bmatrix}0 & \Omega(t)\\ \Omega(t) & 2\Delta\end{bmatrix} \qquad (۱)$$

در رابطه بالا $\Omega(t)=\frac{p_{eg}E(t)}{\hbar}$، فرکانس رابی وابسته به زمان بوده وبه دامنه میدان الکتریکی لیزر و گشتاور دوقطبی اتم بستگی دارد. اگر فرکانس لیزر ω و انرژی تراز پایه $\hbar\omega_g$ و انرژی تراز تحریکی $\hbar\omega_e$ باشد، واکوکی به صورت $\Delta=\omega-(\omega_e-\omega_g)$ تعریف می‌شود. با فرض $\Delta=0$ و با محاسبه تحول زمانی سیستم خواهیم داشت:

$$\left|\Psi(t_f)\right\rangle=\cos\left(\frac{1}{2}A\right)\left|g\right\rangle-i\sin\left(\frac{1}{2}A\right)\left|e\right\rangle \qquad (۲)$$

که $A=\int_i^f\Omega(t).dt$ مساحت پالس می‌باشد و حالت تراز پایه $\left|g\right\rangle$ و تراز تحریکی را با $\left|e\right\rangle$ نمایش می‌دهیم. رابطه ۲ نشان می‌دهد با انتخاب مناسب مساحت پالس‌ها جمعیت را از یک حالت به حالت دیگری منتقل می‌شود. با انتخاب مساحت π جمعیت از حالت $\left|g\right\rangle$به حالت $\left|e\right\rangle$انتقال می‌یابد. این تکنیک، تنظیم مساحت پالس نام دارد. انتقال جمعیت در این روش را با استفاده از پالس گاوسی $\Omega(t)=\Omega_0\exp-\left(\frac{t}{T}\right)^2$ بیشینه Ω_0 انجام می‌دهیم که دامنه و T پهنای پالس است. در سیستم‌های بسته که اثر گسیل خودبه‌خودی به داخل سیستم می‌باشد از معادله شرودینگر استفاده نمی‌شود و چون در سیستم هسته‌ای اثر گسیل خودبه‌خودی نیز در نظر می‌گیریم، از معادله لیوویل استفاده خواهیم کرد. معادله لیوویل با در نظر گرفتن اثر گسیل خود به خودی به صورت زیر می‌باشد.

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}=\frac{1}{i\hbar}[\mathrm{H},\rho]+\rho_s \qquad (۳)$$

که ρ ماتریس چگالی و ρ_s جمله پدیده شناختی می‌باشد. برای جمله پدیده شناختی نیز داریم:

$$\rho_s=\sum_l\Gamma_{el}\sigma_{le}\rho\sigma_{le}-\frac{1}{2}\Gamma[\sigma_{ee}\rho+\rho\sigma_{ee}] \qquad (۴)$$

که Γ نرخ کل گسیل از تراز $\left|e\right\rangle$و l شماره ترازی است که گسیل به آن انجام می‌شود و $\sigma_{ij}=|i\rangle\langle j|$ می‌باشد. تحول زمانی ماتریس چگالی سیستم به صورت زیراست:

$$\dot{\rho}_{11}=-i\frac{\Omega}{2}\rho_{21}+i\rho_{12}\frac{\Omega}{2}+\Gamma\rho_{22} \qquad (۵\text{-الف})$$

$$\dot{\rho}_{12}=-i\frac{\Omega}{2}\rho_{22}+i\rho_{11}\frac{\Omega}{2}+i\rho_{12}\Delta-\Gamma\frac{\rho_{12}}{2} \qquad (۵\text{-ب})$$

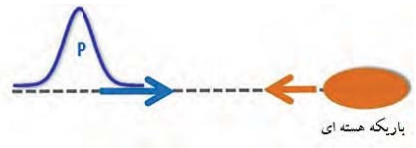
$$\dot{\rho}_{21}=-i\frac{\Omega}{2}\rho_{11}+i\rho_{22}\frac{\Omega}{2}-i\rho_{21}\Delta-\Gamma\frac{\rho_{21}}{2} \qquad (۵\text{-ج})$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$$\dot{\rho}_{22} = -i\frac{\Omega}{2}\rho_{21} + i\rho_{21}\frac{\Omega}{2} - i\rho_{22}\Delta + i\rho_{22}\Delta - \Gamma\rho_{22} \qquad (۵-د)$$

انتقال جمعیت در سیستم‌های هسته‌ای دوترازی

در روش تنظیم مساحت پالس برای اندرکنش لیزر اشعه ایکس با هسته ترازهایی در نظر می‌گیریم که گذار گاما رخ می‌دهد. می‌دانیم که فرکانس لیزرهای اشعه ایکس در مقایسه با فرکانس گاما کمتر بوده و برای حل این مشکل هسته متحرک با سرعت بالا در نظر گرفته شده و با استفاده از پدیده دوپلر نسبیتی و تنظیم فاکتور نسبیتی، هسته طوری حرکت داده می‌شود که فرکانس مشاهده شده در هسته با فرکانس گذار بین دو تراز برابر باشد. شکل ۱ اندرکنش هسته متحرک با لیزر ایکس را نشان می‌دهد. در رابطه دوپلر نسبیتی ذره‌ای که با سرعت v به سمت چشمه‌ای با فرکانس ω_s حرکت می‌کند، فرکانسی که مشاهده می‌کند $\omega_r = \gamma(1+\beta)\omega_s$ خواهد بود که در آن $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$ فاکتور نسبیتی و $\beta = \frac{v}{c}$ می‌باشد.



شکل ۱. اندرکنش هسته متحرک با لیزر اشعه ایکس.

در اندرکنش هسته با لیزر اشعه ایکس،اگر E_1 انرژی تراز پایه و E_2انرژی تراز برانگیخته هسته و فرکانس پالس لیزر برابر ω_P باشد، شرط تشدید به صورت زیر خواهد بود:

$$E_2 - E_1 = \gamma(1+\beta)\hbar\omega_P \qquad (۶)$$

با مشخص بودن فرکانس لیزر و مشخصات هسته فاکتور نسبیتی برای تشدید محاسبه می‌شود. شدت موثر وابسته به زمان با فرض پالس لیزری گاوسی، به صورت زیر است:

$$I_P^{eff}(t) = I_P^{eff}\gamma^2(1+\beta)^2\exp\left[-\left(\frac{\gamma(1+\beta)t}{T_p}\right)^2\right] \qquad (۷)$$

همانند اندرکنش اتم دو ترازی با میدان، هامیلتونی موثر اندرکنش هسته متحرک با لیزر اشعه ایکس با رابطه (۱) نوشته می‌شود که برای فرکانس رابی حقیقی داریم:

$$\Omega(t) = \sqrt{I_p^{eff}}\,\overline{\Omega}_0\exp\left(-\frac{t}{\overline{T}_p}\right)^2 \qquad (۸)$$

در رابطه بالا داریم:

$$\overline{\Omega}_0 = \frac{4\sqrt{\pi}}{\hbar}\left[\frac{\gamma^2(1+\beta)^2(L+1)(2I_g+1)B_{12}}{c\varepsilon_0 L}\right]^{\frac{1}{2}}\frac{k_{21}^{L-1}}{(2L+1)!!} \qquad (۹)$$

$$\overline{T}_p = \frac{\sqrt{2}T_p}{\gamma(1+\beta)} \qquad (۱۰)$$

L مرتبه گذار دوقطبی می‌باشد. گذارهای الکتریکی از مرتبه دوقطبی را با $E1$ و گذارهای الکتریکی مرتبه چهار قطبی را $E2$ نمایش می‌دهیم. در گذارهای $E1$، $L=1$ و گذارهای $E2$، $L=2$است. I_g اسپین تراز پایه و B_{12} احتمال گذار چندقطبی می‌باشد که اگر گذار از نوع $E1$ باشد مقدار B_{12} را که در جداول داده‌های هسته‌ای در واحد وایسکوف داده می‌شود در $0.06446\times A^{\left(\frac{2}{3}\right)}e^2fm^4$ و اگر گذار از نوع $E2$ باشد در $0.05940\times A^{\left(\frac{4}{3}\right)}e^2fm^4$ ضرب می‌کنیم که A عدد جرمی هسته و k_{21} عدد موج مربوط به گذار از تراز ۲ به تراز ۱ می‌باشد. T_p پهنای پالس لیزری اشعه ایکس را نشان می‌دهد. تمامی پارامترها برای دو تراز مشخص از یک هسته، ثابت بوده و با تنظیم شدت بیشینه پالس لیزری I^{eff}و پهنای پالس لیزری T_p مساحت زمانی فرکانس رابی را بگونه‌ای تنظیم می‌کنیم که انتقال جمعیت کامل انجام گیرد. با توجه به رابطه (۸) داریم:

$$I_p^{eff} = \frac{\pi}{(\overline{\Omega}_0)^2\times(\overline{T})^2} \qquad (۱۱)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

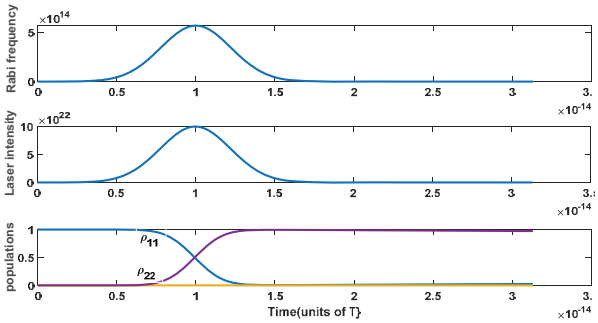
مطالعات عددی

حال برای مطالعات عددی عناصر با ترازها و گذارهای مختلف در نظر می‌گیریم و تاثیر مرتبه گذار را بر شدت پالس لیزری لازم برای انتقال کامل جمعیت بررسی می‌کنیم. مقادیر داده‌ها و نتایج محاسبات در جدول ۱ قابل مشاهده است.

جدول ۱. پارامتر های مربوط به گذار در سیستم هسته‌ای عناصر مختلف.

اختلاف انرژی بین ترازها	بیشینه شدت پالس لیزری	طول عمر تراز تحریکی	فاکتور نسبیتی γ			اسپین تراز پایه	نوع گذار	انرژی تراز بر انگیخته	انرژی تراز پایه	نوع هسته
1786	W/cm^2		71.42					E =		1
1599	W/cm^2		58.82					E =		1
50.13	1.4251×10^{28} W/cm^2		2.1		1			E =		2
206.05	1.4947×10^{31} W/cm^2	0	8.33		1			E_1 =	E	1
123	W/cm^2		5					E_1		1
284	W/cm^2		11.5					E_1		1
560.43	1.0001941×10^{27} W/cm^2		22.6					E_1		
258.72	7.1528×10^{27} W/cm^2	0	10.5					E_1 =	E	1

شکل ۲ تحول زمانی فرکانس رابی، شدت پالس لیزری و همچنین جمعیت ترازها را برحسب زمان نمایش می‌دهد. نتایج حاصل از شکل را می‌توان در جدول ۱ مشاهده کرد.



شکل۲.بالا، فرکانس رابی برحسب زمان. نمودار وسط، شدت لیزر بر حسب زمان و نمودار پایین جمعیت برحسب زمان را برای عنصر Tc^{97} با تراز های انرژی $96.57Kev$ و $657Kev$ نشان می‌دهد.

نتیجه‌گیری

با توجه به جدول ۱ در گذارهای نوع $E2$ با افزایش فاکتور نسبیتی بیشینه شدت پالس لیزری کاهش می‌یابد. فاکتور نسبیتی بالا به معنای اختلاف تراز انرژی بیشتر می‌باشد. یعنی در حالتی که نیاز باشد که هسته با سرعت بالاتری حرکت کند، شدت بیشینه لیزری کمتری احتیاج است. اما در مورد گذارهای $E1$ این تغییرات قانون‌مند نمی‌باشد. علت این پدیده به خاطر تبدیل واحد وایسکوف می‌باشد که گذار $E1$ را به شدت تحت تاثیر قرار می دهد.

مرجع‌ها

[1] Walker, P., &Dracoulis, G. "Energy traps in atomic nuclei". p. 35-40, Nature, 1999.

[2] Ledingham, K. W. D., McKenna, P., &Singhal, R. P. "Applications for nuclear phenomena generated by ultra-intense lasers". p. 1107, Science, 2003.

[3] Aprahamian, A., & Sun, Y. "Long live isomer research", p. 81, Nature Physics, 2005.

[4] Pálffy, A., Evers, J., & Keitel, C. H,. "Isomer triggering via nuclear excitation by electron capture", Physical review letters, 2007.

[5] Bergmann, K., Theuer, H., & Shore, B. W. "Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules", p. 1003 Reviews of Modern Physics, 1998.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : A-۱۰-۱۰-۱۳-۱

دینامیک درهم‌تنیدگی و وارونی جمعیت برهم‌کنش دو کیوبیت با یک میدان کوانتیده دومد: بدون تقریب موج چرخان

فرشید جهان بخش، محمدکاظم توسلی

گروه اپتیک و لیزر، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد

f.jahanbakhsh@stu.yazd.ac.ir

mktavassoly@yazd.ac.ir

چکیده – در این مقاله، با در نظرگرفتن برهم‌کنش بین دو کیوبیت با یک میدان کوانتیده دومد در یک کاواک با ضریب کیفیت بالا و در غیاب تقریب موج چرخان، معادله شرودینگر وابسته به زمان را برای سامانه‌ی موردنظر حل می‌کنیم. سپس دو کمیت تلاقی (به منظور بررسی دینامیک درهم‌تنیدگی) و همچنین وارونی جمعیت (به منظور ارزیابی آهنگ تبادل انرژی بین اتم‌ها و میدان) را برای سامانه محاسبه و بررسی می‌کنیم. نتایج عددی ما نشان می‌دهد که مرگ و سپس تولد درهم‌تنیدگی در بعضی موارد اتفاق می‌افتد. همچنین پدیده‌های فروافت-احیاء نیز برای هر دو کمیت بررسی‌شده قابل مشاهده است، که تعداد فروافت و احیاءها با انتخاب مقادیر مختلف پارامترهای موثردر مدل موردنظر می‌تواند افزایش یا کاهش یابد.

کلید واژه- تلاقی، تقریب موج چرخان، مدل جینز-کامینگز، درهم‌تنیدگی کوانتومی، وارونی جمعیت.

Entanglement dynamics and population inversion of two qubits interacting with a two-mode quantized field: beyond the rotating wave approximation

F. Jahanbakhsh, M. K. Tavassoly

Optics and Laser Group, Faculty of Physics, Yazd University

Abstract- In this paper, we solve the time-dependent Schrödinger equation for the desired system by considering the interaction between two qubits with a two-mode quantized field in a high-quality cavity and in the absence of rotating wave approximation. Then we calculate and examine two quantitiesconcurrence (in order to investigate the entanglement dynamics) as well as population inversion (in order to evaluate the rate of energy exchange between atoms and the field) for the system. Our numerical results show that death and then birth of entanglement occur in some cases. Also, collapse-revivalphenomenacan be observed for both quantities investigated, that the number of collapse and revivals can be increased or decreased by choosing different values of the effective parameters in the desired model.

Keywords: Concurrence, Rotating wave approximation,Jaynes-Cummings model,Quantum entanglement, Population inversion.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

اخیرا درهم‌تنیدگی کوانتومی به عنوان یکی از جالب‌ترین جنبه‌های غیرکلاسیک مکانیک کوانتومی، اهمیت ویژه‌ای در حوزه علوم و فناوری اطلاعات کوانتومی پیدا کرده است [۱]. از مهم‌ترین و درعین‌حال ساده‌ترین روش‌های تولید درهم‌تنیدگی کوانتومی می‌توان به مدل استاندارد جینز-کامینگز اشاره کرد که هامیلتونی مربوط به برهم‌کنش یک کیوبیت در یک میدان کوانتیده تک‌مد را در حضور تقریب موج چرخان معرفی می‌کند[۲]. به دلیل اینکه تقریب موج چرخان تنها در شرایط جفت‌شدگی اتم-میدان ضعیف معتبر است، بنابراین در شرایط جفت‌شدگی قوی دیگر نمی‌توان از این تقریب استفاده کرد. در این شرایط به دلیل اضافه‌شدن جملات آنتی جینز-کامینگز، معادلات به صورت تحلیلی قابل حل نخواهند بود. بااین‌حال، اخیرا برای یک اتم دوترازی در برهم‌کنش با یک میدان تک‌مد بدون تقریب موج چرخان روش تحلیلی مناسبی براساس نظریه اختلال ارائه شده است[۳]. در مقاله حاضر، با الگو گرفتن از این روش و تعریف یک هامیلتونی موثر وابسته به شدت برای برهم‌کنش دو کیوبیت با یک میدان دومد، معادله شرودینگر وابسته به زمان را حل و سپس دینامیک درهم‌تنیدگی و وارونی جمعیت سامانه موردنظر را بررسی می‌کنیم. تاکنون تعمیم‌های فراوانی به مدل جینز-کامینگز داده شده، اما تا آنجا که ما می‌دانیم، مدل مطرح شده در این مقاله تاکنون انجام نشده است.

مدل فیزیکی سامانه

به عنوان تعمیمی از کار صورت‌گرفته در مرجع[۳]، سامانه‌ای از دو کیوبیت با ترازهای برانگیخته $|e\rangle$ و پایه $|g\rangle$ در برهم‌کنش با یک میدان کوانتیده دومد را در نظر می‌گیریم. هامیلتونی مربوط به این سامانه بدون تقریب موج چرخان به صورت زیر است:

$$\hat{H} = \hat{H}_{free} + \hat{H}_{JC} + \hat{H}_{CRT}$$

به طوریکه:

$$\hat{H}_{free} = \sum_{i=1}^{2}\left(\frac{1}{2}\omega_i\hat{\sigma}_z^i + \nu_i\hat{a}_i^\dagger\hat{a}_i\right)$$

$$\hat{H}_{JC} = \sum_{i=1}^{2} g_i\left(\hat{a}_i\hat{\sigma}_i^+ + \hat{a}_i^\dagger\hat{\sigma}_i^-\right)$$

$$\hat{H}_{CRT} = \sum_{i=1}^{2} g_i\left(\hat{a}_i^\dagger\hat{\sigma}_i^+ + \hat{a}_i\hat{\sigma}_i^-\right)$$

که $\hat{a}_i^\dagger(\hat{a}_i)$ عملگر بوزونی آفرینش (نابودی) متناظر با هر کدام از مدهای مربوط به میدان‌هاو همچنین $\hat{\sigma}_i^+(\hat{\sigma}_i^-)$ و $\hat{\sigma}_z^i$ عملگر بالابرنده (پایین‌آورنده) اتمی و وارونی جمعیت می‌باشند. ضمنا $\omega_i(\nu_i)$بسامد iمین اتم (مد میدان) و g_i نیز ضریب جفت‌شدگی اتم-میدان است. هامیلتونی $\hat{H}_{CRT}$ شامل جملات ضد چرخش است که در شرایط بدون تقریب موج چرخان به هامیلتونی جینز-کامینگز اضافه شده است. با الهام‌گرفتن از [۳] می‌توان به هامیلتونی موثر زیر برای سامانه موردنظر رسید:

$$\hat{H}_{eff} = \hat{H}_{free} + \sum_{i=1}^{2}\left[f(\hat{n}_i)\hat{a}_i^\dagger\hat{\sigma}_i^- + \hat{\sigma}_i^+\hat{a}_i f(\hat{n}_i)\right]$$
$$+\sum_{i=1}^{2}\lambda_i g_i\left\{\hat{\sigma}_z^i(\hat{n}_i+1/2)-1/2\right\}$$

که $f(\hat{n}_i) = g_i(1-\lambda_i^2\hat{n}_i)$.با مقایسه رابطه (۵) با (۳)،دیده می‌شود که ضرایب جفت‌شدگی اتم-میدان g_iبه تابع تغییرشکل‌یافته‌ی غیرخطی وابسته به شدت $f(\hat{n}_i)$ تبدیل شده است. حالت اتم-میدان اولیه را به صورت زیر برای دو اتم و دو مد میدان در نظر می‌گیریم:

$$|\psi(0)\rangle = \cos\alpha|e,e,0,0\rangle + \sin\alpha|g,g,0,0\rangle$$

که در آن پارامتر αزاویه همدوس اتمی است. با توجه به شرایط اولیه بالا، حالت کلی سامانه موردنظر را می‌توان به صورت زیر بیان کرد:

$$\begin{aligned}|\psi(t)\rangle = {} & x_1(t)|e,e,0,0\rangle + x_2(t)|e,g,1,0\rangle \\ & + x_3(t)|e,g,0,1\rangle + x_4(t)|g,e,1,0\rangle \\ & + x_5(t)|g,e,0,1\rangle + x_6(t)|g,g,1,1\rangle \\ & + x_7(t)|g,g,2,0\rangle + x_8(t)|g,g,0,2\rangle \\ & + x_9(t)|g,g,0,0\rangle\end{aligned}$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

اکنون ما با استفاده از هامیلتونی $\hat{H}_{eff}$ در معادله (۵) معادله شرودینگر وابسته به زمان $\hat{H}_{eff}|\psi(t)\rangle = i\frac{\partial}{\partial t}|\psi(t)\rangle$ را با درنظرگرفتن زمان مقیاس‌بندی‌شده $\tau = \frac{2g_1 t}{\pi}$ حل خواهیم کرد، در این مسیر به ۹ معادله دیفرانسیل جفت‌شده می‌رسیم که با حل آنها حالت کلی سامانه به‌دست می‌آید.

میزان درهم‌تنیدگی

ماتریس چگالی کاهش‌یافته دو کیوبیت در سامانه موردنظر را می‌توان به صورت زیر به‌دست آورد:

$$\hat{\rho}_{A_1A_2}(\tau) = Tr_{F_1,F_2}[\hat{\rho}(\tau)]$$

که $\hat{\rho}(\tau) = |\psi(\tau)\rangle\langle\psi(\tau)|$.

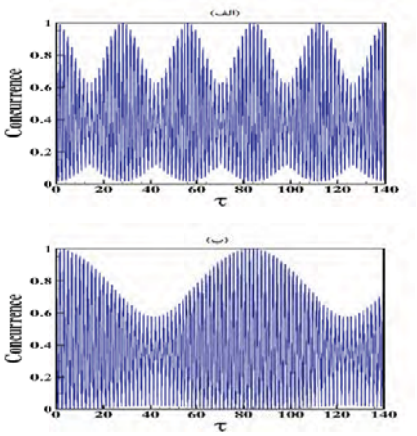
از این پس به بررسی درهم‌تنیدگی بین دو کیوبیت با استفاده از سنجه‌ی تلاقی می‌پردازیم[۴]. این کمیت از صفر (حالت جداپذیر) تا یک (بیشینه درهم‌تنیدگی) می‌تواند تغییر کند. اگر ماتریس چگالی کاهش‌یافته دو کیوبیت به صورت زیر باشد [۵]:

$$\hat{\rho}_{A_1A_2}(\tau) = \begin{bmatrix} x & 0 & 0 & w \\ 0 & y & u & 0 \\ 0 & u^* & z & 0 \\ w^* & 0 & 0 & t \end{bmatrix}$$

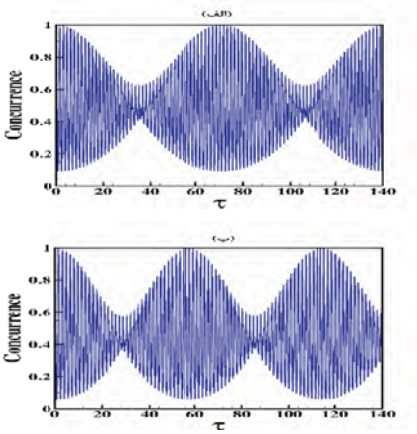
سنجه تلاقی برای دو کیوبیت به صورت زیر به دست می‌آید:

$$C[\hat{\rho}_{A_1A_2}(\tau)] = 2\max\left\{0, |u| - \sqrt{xt}, |w| - \sqrt{yz}\right\}$$

می‌توان میزان درهم‌تنیدگی دو کیوبیت را برای سامانه موردنظر بررسی کرد. شکل‌های ۱ و ۲ را با دو زیر شکل الف) با تقریب موج چرخان ب) بدون تقریب موج چرخان، به ازای زاویه همدوسی $\alpha = \pi/4$ و پارامترهای مختلف موثر در درهم‌تنیدگی سامانه رسم می‌کنیم. نتایج حاصل از رسم شکل‌ها نشان می‌دهد که در زمان صفر حداکثر میزان درهم‌تنیدگی را می‌توان مشاهده کرد. پس از گذشت زمان مجددا در بعضی از زمان‌ها می‌توان حداکثر درهم‌تنیدگی را مشاهده کرد. همچنین پدیده‌های فروافت-احیاء به راحتی



شکل ۱: درهم‌تنیدگی دو کیوبیت برای زاویه همدوسی $\alpha = \pi/4$ برحسب زمان مقیاس‌بندی‌شده τ با $\nu_1/g_1 = 3$، $\nu_2/g_1 = 2$، $\omega_1/g_1 = 1.4$، $\omega_2/g_1 = 1.7$، $g_2/g_1 = 1.2$؛ الف) $\lambda_1 = \lambda_2 = 0$، ب) $\lambda_1 = \lambda_2 = 0.1$.



شکل ۲: درهم‌تنیدگی دو کیوبیت برای زاویه همدوسی $\alpha = \pi/4$ برحسب زمان مقیاس‌بندی‌شده τ با $\nu_1/g_1 = 3.25$، $\nu_2/g_1 = 2.5$، $\omega_1/g_1 = 1.65$، $\omega_2/g_1 = 1.25$، $g_2/g_1 = 1.15$؛ الف) $\lambda_1 = \lambda_2 = 0$، ب) $\lambda_1 = \lambda_2 = 0.1$.

قابل مشاهده است. علاوه‌براین با مقایسه زیرشکل‌های مربوط به هرکدام از شکل‌های ۱ و ۲، می‌توان دید که تعداد پدیده‌های فروافت-احیاء در حضور جملات ضد چرخش به‌ترتیب کاهش و افزایش می‌یابد. همچنین در شکل ۱ مرگ و سپس تولد درهم‌تنیدگی رخ می‌دهد، به طوریکه در شکل ۲ درهم‌تنیدگی هیچگاه صفر نشده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

وارونی جمعیت

وارونی جمعیت به ما اطلاعاتی در مورد آهنگ تبادل انرژی بین اتم ها و میدان می‌دهد و با رابطه زیر محاسبه می‌شود:

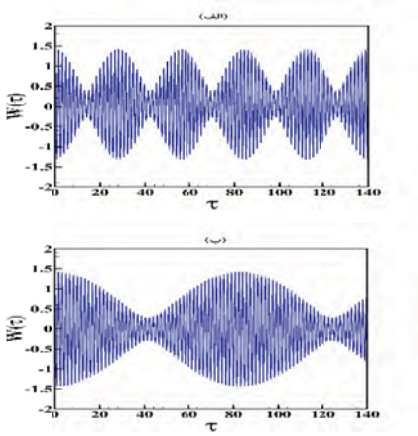
$$W(\tau)=Tr[\hat{\rho}_{A_1}(\tau)\hat{\sigma}_z]+Tr[\hat{\rho}_{A_2}(\tau)\hat{\sigma}_z]$$

که $\hat{\sigma}_z$ ماتریس پائولی می‌باشد.

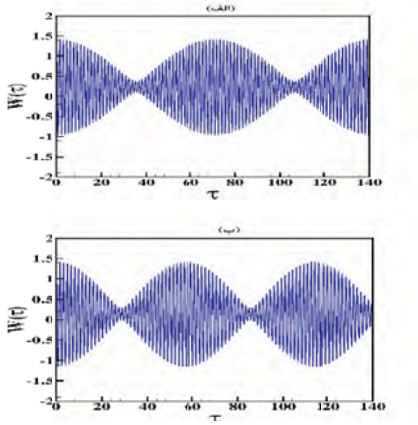
با به‌دست‌آوردن ماتریس‌های چگالی کاهش‌یافته اتم اول $\hat{\rho}_{A_1}(\tau)$ و اتم دوم $\hat{\rho}_{A_2}(\tau)$ و سپس قراردادن در رابطه بالا وارونی جمعیت را می‌توان محاسبه کرد. با رسم شکل‌های ۳ و ۴، وارونی جمعیت مربوط به دو کیوبیت را به ازای زاویه همدوسی $\alpha=\pi/8$ برحسب زمان مقیاس‌بندی‌شده τ بررسی خواهیم کرد. نتایج عددی نشان می‌دهد که پدیده‌های فروافت-احیاء مانند کمیت تلاقی برای وارونی جمعیت نیز قابل مشاهده هستند. همچنین با مقایسه‌ی زیرشکل‌های مربوط به شکل‌های ۳ و ۴ می‌توان دید که تعداد پدیده‌های فروافت-احیاء در حضور جملات ضد چرخش به‌ترتیب کاهش و افزایش می‌یابد. نکته قابل توجه این است که در مدل جینز-کامینگز که برهمکنش یک اتم با یک میدان کوانتیده تک‌مد را شرح می‌دهد در صورتی که اتم در حالت اولیه $|e,0\rangle$ یا حتی $|e,n\rangle$ قرار داشته باشد، هیچ پدیده فروافت-احیائی مشاهده نمی‌شود. با این حال، ویژگی جالب مدل ارائه‌شده این است که درصورتیکه اتم‌ها در یک برهم‌نهی از حالت‌های برانگیخته یا پایه قرارگیرند و مدهای میدان حتی در حالت خلا باشند، پدیده فروافت-احیاء ظاهر می‌گردد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله با درنظرگرفتن برهم‌کنش دوکیوبیت با یک میدان کوانتیده دومد، ابتدا هامیلتونی موثر متناظر با این سامانه در غیاب تقریب موج چرخان را تعریف و سپس معادله شرودینگر وابسته به زمان متناظر را حل کردیم. سپس دینامیک درهم‌تنیدگی و وارونی جمعیت دو کیوبیت را محاسبه و بررسی کردیم. نتایج عددی نشان داد که پدیده‌های فروافت-احیاء برای هر دو کمیت قابل مشاهده است. همچنین مرگ و سپس تولد درهم‌تنیدگی در بعضی موارد قابل مشاهده است. علاوه بر این، برای هر دو کمیت در غیاب تقریب موج چرخان تعداد پدیده‌های فروافت-احیاء تغییر خواهد کرد.



شکل۳: وارونی جمعیت دو کیوبیت برای زاویه همدوسی $\alpha=\pi/8$ برحسب زمان مقیاس‌بندی‌شده τ با پارامترهای مشابه با شکل ۱.



شکل۴: وارونی جمعیت دو کیوبیت برای زاویه همدوسی $\alpha=\pi/8$ برحسب زمان مقیاس‌بندی‌شده τ با پارامترهای مشابه با شکل ۲.

مرجع‌ها

[1] C. Weedbrook andet al., S. Lloyd,*Rev. Mod. Phys.*, **84**, No. 2, 621, 2012.
[2]F. W. Cummings,*Phys. Rev.*,**140**, A1051, 1965.
[3] M. H. Naderi,*J. Phys. A: Math. Theor.*,**44**, No. 5,055304, 2011.
[4] W. K. Wootters,*Phys. Rev. Lett.*,**80**, No. 10, 2245, 1998.
[5]T. Yu and J. H. Eberly,*Quantum Inf. Comput.*,**7**, 459, 2007.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۸۸۴-۱۰-A

اثر افت و خیزهای فاز و دامنه لیزر در سرمایش داپلری اتم استرانسیوم

مسعود یوسفی[1]، محسن اکبری، ساره شهیدانی، جواد صالحی نظام‌آبادی و نادر صبح‌خیز وایقان

گروه اپتیک اتمی، مرکز فناوری‌های کوانتومی ایران، تهران، ایران

چکیده - در این مقاله با توجه به رشد روزافزون استفاده از فناوری لیزر در فرایندهای کنترل حرکت اتم‌های خنثی جهت مطالعه پدیده‌های کوانتومی در سرعت‌های پایین، به مطالعه نظری اثر افت‌خیزهای فاز و دامنه باریکه لیزری مورد استفاده در سرمایش داپلری اتم استرانسیوم پرداخته شده‌است. بدین منظور، نیروی فشار تابشی، ضریب میرایی و کمینه دمای قابل حصول در حضور افت‌وخیزهای لیزری به صورت تحلیلی محاسبه و سپس اثر تغییرات آنها بر کمیت‌های مذکور به صورت عددی شبیه‌سازی شده‌است. نتایج نشان می‌دهند که، با افزایش افت‌وخیزها بزرگی نیروی تابشی و متعاقباً مقدار بیشینه ضریب میرایی و در نتیجه بازده سردسازی کاهش خواهد یافت؛ به طوری‌که اثر نوسانات دامنه(مرتبط با پایداری توان لیزر) قویتر از اثر افت‌وخیز فازی مرتبط با پهنای خط لیزر است. همچنین در این شرایط، اختلاف کمینه دمای قابل حصول از مقدار پیش‌بینی شده در نظریه سرمایش داپلری، به شدت افزایش خواهد یافت. نتایج به صورت نمودارهای حاصل از شبیه‌سازی عددی ارائه شده است.

کلید واژه- اتم استرانسیوم، سردسازی لیزری، نوسانات تصادفی فاز و دامنه، نیروی فشار تابشی.

Effect of stochastic laser phase and amplitude fluctuations on Doppler coolingofstrontium atom

Masoud Yousefi, Mohsen Akbari, SarehShahidani, JavadSalehiNezam Abadiand Nader SobhkhizVayghan

Atom Optics Group, Iranian Center for Quantum Technologies (ICQTs), Tehran, Iran

Abstract- In this paper, the effects of stochastic laser phase and amplitude fluctuations on the Doppler cooling and trapping of strontium atom are theoretically investigated by detail. relevant physical quantities in the laser cooling, such as radiative pressure force, damping coefficient and minimum achievable temperature are analytically explored with respect to both amplitude and frequency fluctuations of the laser. The results show that, with increasing of the stochastic fluctuations, the magnitude of the radiative force, thus the maximum amount of damping coefficient and consequently the cooling efficiency will decrease so that the effect of amplitude fluctuations is stronger than the laser linewidth variations. Furthermore, temperature deviate severely from Doppler theory predictions, implying that these fluctuations are significant additional heating mechanisms.

Keywords: Doppler laser cooling, radiative pressure force, strontium atom,laser phase and amplitude fluctuations.

---

[1]Yousefi.masoud87@gmail.com

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

فرایند کاهش سرعت و یا سردسازی اتم‌ها در حضور میدان‌های تابشی با فرکانس‌های نزدیک به فرکانس گذار اتمی به همراه به‌دام‌اندازی آنها در حضور یک گرادیان میدان مغناطیسی(دام مغنطواپتیکی)، یک روش مهم به منظور کنترل حرکت اتم‌های خنثی است که در طیف-سنجی‌های با دقت بالا، ساعت‌های اتمی، مطالعات پدیده-های کوانتومی و دیگر کاربردهای مبتنی بر اندازه‌گیری‌ها در دماهای پایین مورد استفاده قرار می‌گیرد[۳-۱]. به طور معمول جهت محاسبه نیروی فشار تابشی مورد استفاده در سردسازی لیزری اتم‌ها، ازمیدان‌هایی با دامنه و فاز ثابت استفاده می‌شود[۴]. اما به هر حال، در لیزرهای واقعی هر دو پارامتر فاز و دامنه میدان با زمان نوسان می‌کنند. به طور کلی، این افت‌وخیزها از طریق تغییر نیروی فشار تابشی سبب کاهش راندمان سردسازی لیزری و متعاقباً افزایش کمینه دمای قابل حصول می‌شود[۵]. بنابر مستندات موجود، مطالعه اثرات این افت و خیزها به طور جداگانه و محدود صورت پذیرفته‌است[۵-۴]. اما به هرحال به منظور نزدیک شدن به شرایط واقعی و کاربردی و درنتیجه طراحی سامانه‌های سردسازی لیزری بهینه، بررسی همزمان اثرات افت و خیزهای فاز (مرتبط با پهنای خط باریکه لیزری) و دامنه (مرتبط با پایداری توان لیزر) باریکه لیزری کندکننده بر کمیت مشخصه‌های مهم این فرایند از قبیل نیروی فشار تابشی، ضریب میرایی و کمینه دمای قابل حصول بسیار حائز اهمیت است. از این رو، در این مقاله به طور همزمان اثرات هر دو افت‌وخیز فاز و دامنه باریکه لیزری بر پارامترهای مهم سردسازی لیزری به صورت نظری شبیه‌سازی شده است. پس از محاسبه نیروی فشار تابشی، کمیت‌های ضریب میرایی و کمینه دمای قابل حصول به صورت تحلیلی محاسبه شده و اثر تغییرات این افت‌وخیزها بر پارامترهای مذکور مورد مطالعه و بررسی قرار گرفته‌است.

مبانی نظری

شکل صریح نیروی فشار تابشی ناشی از چرخه جذب و نشر خودبه‌خودی فوتون وارد بر یک اتم دو ترازی به جرم m، فرکانس تشدید ω_0، ممان دوقطبی گذار μ و پهنای خط طبیعی گذار Γ_a، به صورت زیر بیان می-شود[۳]:

$$F=-\frac{\hbar}{2}<|e\rangle\langle g|\nabla(\Omega(\vec{r})e^{-i\theta(\vec{r})-i\omega t})+c.c.> \qquad (۱)$$

که در آن، $\Omega(\vec{r})$فرکانس رابی مرتبط با دامنه میدان الکتریکی باریکه لیزری با فرکانس ω و فاز $\theta(\vec{r})$است. در این مقاله فرض بر آن است که میدان الکتریکی باریکه لیزری، قسمت حقیقی $\tilde{E}(\vec{r},t)$، دارای یک فاز $\phi(t)$ و یک دامنه $\psi(t)$تصادفی اضافی به صورت زیر است:

$$\tilde{E}(\vec{r},t)=\hat{\varepsilon}\left[E_0(\vec{r})+\psi(t)\right] \times\exp\left\{-i\left[\omega t+\theta(\vec{r})+\phi(t)\right]\right\}, \qquad (۲)$$

که در آن $\hat{\varepsilon}$ بردار قطبش و $E_0(\vec{r})=\hbar\Omega(\vec{r})/\mu$ دامنه ثابت اولیه میدان هستند. نیرو و معادله حرکت اتم تحت اثر میدان اپتیکی رابطه (۲) در تقریب موج چرخان و با استفاده از نظریه فرآیندهای آماری ترکیبی، به کمک میانگین تجمعی مولفه‌های بردار بلاخ اپتیکی ($\langle u\rangle,\langle v\rangle,\langle w\rangle$) به صورت زیر قابل محاسبه هستند[۴-۳]:

$$\vec{F}=-\hbar\left[<u(t)>\nabla\Omega(\vec{r}_0)+<v(t)>\Omega(\vec{r}_0)\nabla\theta(\vec{r}_0)\right],$$
$$\langle\dot{u}\rangle=(\Delta+\dot{\theta})\langle v\rangle-\left(\frac{\Gamma_a}{2}+\Gamma_{phs}\right)\langle u\rangle, \qquad (3)$$
$$\langle\dot{v}\rangle=-(\Delta+\dot{\theta})\langle u\rangle+\Omega\langle w\rangle-\left(\frac{\Gamma_a}{2}+\Gamma_{phs}+\Gamma_{amp}\right)\langle v\rangle$$
$$\langle\dot{w}\rangle=-\Omega\langle v\rangle-(\Gamma_a+\Gamma_{amp})\langle w\rangle-\Gamma_a.$$

که در آن، $\Delta=\omega-\omega_0$ بیانگر واکوکی و $\vec{r}_0$ بردار مکان مرکز جرم اتم هستند. در فرآیندهای آماری با توزیع گوسی، افت‌وخیزهای تصافی فاز و دامنه در رابطه (۳) به

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

ترتیب با چگالی‌های طیفی Γ_{phs} و Γ_{amp} توصیف می‌شوند[۴].با حل معادلات (۳)و تعریف $\gamma_1 = 1 + 2\Gamma_{phs}/\Gamma_a$، $\gamma_2 = 1 + 2\Gamma_{amp}/\Gamma_a$ و $\gamma_3 = \gamma_1 + \gamma_2 - 1$،نیروی فشار تابشی در حالت پایا برای یک موج تخت رونده ($\theta = \vec{k}.\vec{r}$) به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$\vec{F}_{scatt} = \hbar\vec{k}\frac{\Gamma_a}{2}\frac{s_{0m}}{1 + s_{0m} + \left[\frac{2\left(\Delta - \vec{k}.\vec{v}\right)}{\Gamma_M}\right]^2}, \qquad (۴)$$

که در آن $s_{0m} = s_0/\gamma_2\gamma_3$ با پارامتر اشباع $s_0 \equiv 2\Omega^2/\Gamma_a^2 = I/I_s$، $\Gamma_{scat} = \vec{F}_{scatt}/\hbar\vec{k}$ نرخ پراکندگی و $\Gamma_M = \Gamma_a\sqrt{\gamma_1\gamma_3}$هستند. در رابطه (۴) عبارت $\left(\Delta - \vec{k}.\vec{v}\right)$ بیانگر جابه‌جایی فرکانسی داپلری است. در روش سردسازی داپلری، به منظور کندسازی حرکت اتم، از تابش دوباریکه لیزری به صورت متقابل، استفاده می‌شود. بنابراین اتم در کل نیروی کندکننده $\vec{F}_{tot} = \vec{F}^{+}_{scatt}\left(\omega - \omega_0 - kv\right) + \vec{F}^{-}_{scatt}\left(\omega - \omega_0 + kv\right) \equiv -\alpha\vec{v}$ را تجربه می‌کند که در حد سرعت‌های پایین ($|\vec{k}.\vec{v}| << \Gamma_a$) ضریب میرایی α به شکل زیر استخراج می‌شود:

$$\alpha \approx -8\hbar k^2\Gamma_a\frac{s_{0m}\Delta}{\Gamma_M^2\left(1 + s_{0m} + \frac{4\Delta^2}{\Gamma_M^2}\right)^2}. \qquad (۵)$$

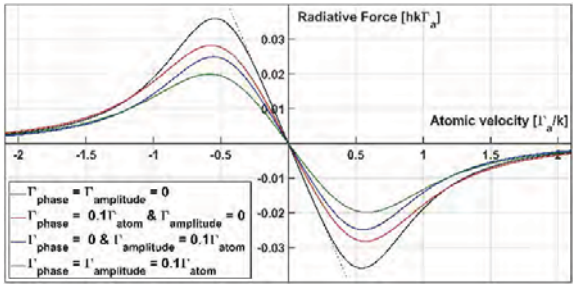
همچنین، کمینه دمای قابل حصول فرایند سردسازی از کمینه‌سازی دمای حاصل از تعادل بین فرایندهای سرمایش، $\dot{E}_{cooling} = -\alpha\frac{3k_BT}{m}$، ناشی از نیروی کندکننده و گرمایش، $\dot{E}_{heating} = \frac{d}{dt}\left(\left\langle p^2\right\rangle/2m\right) = 6\left(\hbar k\right)^2\Gamma_{scat}/m$، ناشی از ضربات تصادفی دریافتی اتم با جذب و نشر فوتون در سه بعد، به صورت زیر حاصل می‌شود:

$$T_D = \frac{\hbar}{2k_B}\Gamma_a\sqrt{\gamma_1\gamma_3} \qquad (۶)$$

روابط (۴) تا (۶)، اساس شبیه‌سازی‌های عددی بخش آتی هستند.

نتایج و بحث‌ها

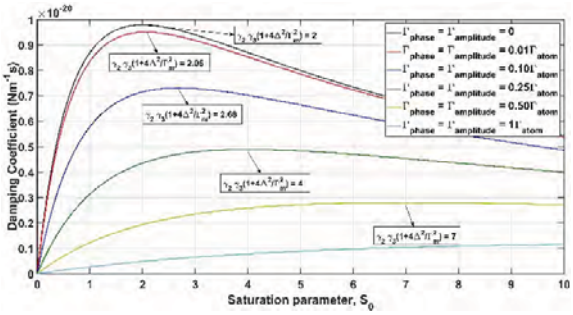
در این بخش، اثر افت‌وخیزهای فاز و دامنه باریکه لیزری بر نیروی فشار تابشی، ضریب میرایی و کمینه دمای قابل حصول جهت سردسازی لیزری اتم قلیایی خاکی استرانسیوم(^{88}Sr) مورد بررسی قرار می‌گیرد. به منظور سردسازی اولیه این اتم می‌توان از گذار اپتیکی $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ و لیزرهایی با طول‌موج $\lambda = 461nm$، استفاده نمود. پهنای خط طبیعی حالت $^1P_1$و شدت اشباع متناظر آن به ترتیب برابر$\Gamma_a/2\pi = 32MHz$و$I_s = 42.5mW/cm^2$می‌باشند.



شکل (۱): نمودار تغییرات نیروی فشار تابشی بر حسب سرعت اتمی در شرایط مختلف نوسانات فازی و توانی، $S_0 = 0.1$ و $\Delta = -\Gamma_a/2$.

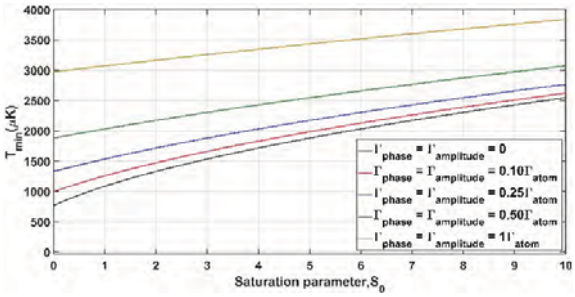
در شکل (۱) تغییرات نیروی فشار تابشی نرمالیزه بر حسب سرعت اتمی نرمالیزه در شرایط مختلف افت‌وخیز فازی و توانی نمایش داده شده‌است. همانطور که مشاهده می‌شود، بزرگی نیروی فشار تابشی در حد شدت‌های پایین ($S_0 << 1$) و در حضور هر دو افت‌وخیز فاز و دامنه کاهش می‌یابد؛ به طوری‌که اثر نوسانات دامنه(مرتبط با پایداری توان لیزر) قویتر از اثر افت‌وخیز فازی مرتبط با پهنای خط لیزر است. به منظور بررسی دقیق‌تر، در شکل (۲) رفتار ضریب میرایی نیروی سردسازی داپلری برحسب پارامتر اشباع (شدت لیزر) در شرایط مختلف افت و خیز فاز و دامنه لیزر مورد استفاده شبیه‌سازی شده‌است.با توجه به شکل (۲) می‌توان دریافت که به طور کلی با افزایش شدت باریکه لیزری،ضریب میرایی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل (۲): تغییرات ضریب میرایی بر حسب پارامتر اشباع(شدت لیزر) در شرایط مختلف نوسانات فازی و توانی، $\Delta = -\Gamma_a/2$.

افزایش یافته تا به بیشینه مقدار خود($\gamma_2\gamma_3\left(1+4\Delta^2/\Gamma_M^2\right)$) برسد. به طور آشکار، با افزایش افت‌وخیزها مقدار این بیشینه و در نتیجه بازدهی سردسازی کاهش خواهد یافت.



شکل (۳): نمودار تغییرات کمینه دمای قابل حصول بر حسب پارامتر اشباع(شدت باریکه لیزر) در شرایط مختلف نوسانات فازی و توانی.

در شکل (۳) تغییرات کمینه دمای داپلری قابل حصول بر حسب پارامتر اشباع برای حالت‌های مختلف افت‌وخیز فازی و توانی لیزر شبیه‌سازی شده‌است. به طور کلی در حضور هر دو افت و خیز مرتبط با پهنای خط لیزر و پایداری توانی آن، اختلاف کمینه دمای قابل حصول از مقدار پیش‌بینی شده در نظریه سرمایش داپلری، به شدت افزایش خواهد یافت. در غیاب نوسانات، حد دمای داپلری اتم استرانسیوم $T_{\min} \simeq 767\,\mu K$ می‌باشد که این دما به ازای $\Gamma_{phase} = \Gamma_{amplitude} = 0.1\Gamma_a$ برابر با $T_{\min} \simeq 996\,\mu K$؛ یعنی تقریباً ۳۰درصد بیشتر از حالت ایده‌آل بدون افت و اخیز خواهد بود.

جمع‌بندی

در این مقاله اثرات توامان افت و خیزهای فاز و دامنه باریکه لیزری بر پارامترهای مهم سردسازی لیزری به صورت تحلیلی مورد مطالعه قرار گرفت. مشخص شد که بزرگی نیروی پراکندگی در حد شدت های پایین و در حضور هر دو افت‌وخیزفاز و دامنه کاهش می‌یابد؛ به طوری‌که اثر نوسانات دامنه قویتر از اثر افت‌وخیز فازی مرتبط با پهنای خط لیزر است. با افزایش افت‌وخیزها مقدار بیشینه ضریب میرایی و در نتیجه بازدهی سردسازی کاهش خواهد یافت. همچنین اثبات گردید که کمینه دمای قابل حصول به روش سرمایش داپلری در حضور افت‌وخیزهای دامنه و فاز از مقدار تخمینی نظری بالاتر خواهد بود. نتایج حاصل در این مقاله می‌تواند منجر به بهبود طراحی سامانه‌های سردسازی و به‌دام‌اندازی اتم استرانسیوم جهت استفاده در کاربردهای مهمی از قبیل ساعت اتمی و تداخل‌سنجی اتمی شود.

مرجع‌ها

[1] W. Phillips, H. Metcalf, “Laser Deceleration of an Atomic Beam”, Phys. Rev. Lett., Vol. 48, pp. 596-599, 1982.

[2] C. Vishwakarma, K. Patel, J. Mangaonkar, J.L. MacLennan, K. Biswas, and U.D. Rapol, “Study of loss dynamics of strontium in a magneto-optical trap”, arXiv preprint arXiv:1905.03202, 2019.

[3] P. Meystre, *Atom optics* (Vol. 33), Springer Science & Business Media, 2001.

[4] R.J. Cook,“Atomic motion in resonant fluctuating laser radiation”, Physical Review A, Vol. 21, No. 1, pp. 268-274.

[5] F.D. Nunes, J.F. Silva, S.C Zilio, and V.S. Bagnato, “Influence of laser fluctuations and spontaneous emission on the ring-shaped atomic distribution in a magneto-optical trap”, Physical Review A, Vol. 54, No. 3, pp.2271-2278.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۵۸-۱۰-A

توصیف یک سامانه‌ی اپتیک غیرخطی بر اساس رهیافت حالت‌های همدوس غیرخطی

مژگان مومنی دمنه، علی مهدی‌فر، رسول رکنی زاده

گروه فیزیک-دانشکده فیزیک-دانشگاه اصفهان

چکیده - در این مقاله یکی از فرآیندهای مربوط به اپتیک غیرخطی را با استفاده از رهیافت حالت‌های همدوس غیرخطی توصیف می‌کنیم. این فرآیند غیرخطی که سبب غیرخطیت $\chi^{(3)}$ می‌گردد، وابستگی ضریب شکست ماده به شدت نور فرودی است. نشان می‌دهیم که سامانه‌ی اپتیک غیرخطی مزبور را می‌توان با جبر یک نوسانگر دو بعدی تغییر شکل یافته توصیف کرد. سرانجام، ضمن تعریف حالت‌های همدوس غیرخطی متناظر با سامانه‌ی اپتیک غیرخطی، خواص غیرکلاسیکی آن را مورد بررسی قرار می‌دهیم.

کلید واژه- حالت همدوس غیرخطی، جبرنوسانگرتغییر شکل یافته، سامانه‌ی اپتیک غیرخطی.

Description of one of the nonlinear optical system based on the approach nonlinear coherent states

MojganMomeni-Demneh, Ali Mahdifar andRasoulRoknizadeh

Physicsgroup, Physics department, University of Isfahan

Abstract- In this paper, we describe one of thenonlinear optical phenomena based on thenonlinear coherent states approach. This phenomena which arise out of a $\chi^{(3)}$ nonlinearity,is the intensity dependent of the refractive index.We have shown that the deformed two-dimensional oscillator algebra can be used to describe this nonlinear optical system. Finally, we obtain thenonlinear coherent states for this nonlinear optical system and study their quantum statistical properties.

Keywords:Deformed oscillator algebra,Nonlinear coherent state, Nonlinear optical system.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

۱-مقدمه

حالت‌های همدوس نوسانگر هماهنگ و تعمیم‌های آن دارای نقش بسیار مهمی در بسیاری از شاخه‌های فیزیک هستند. یکی از این تعمیم‌ها حالت‌های همدوس غیرخطی بوده که به صورت ویژه حالت عملگر نابودی جبر نوسانگر تغییر شکل یافته تعریف می‌شود [۱]. این حالت‌ها را که از خود خواص غیر کلاسیکی از جمله چلاندگی نشان می‌دهند، می‌توان در طرحواره‌های مختلفی از جمله حرکت مرکز جرم یون به دام افتاده [۲] تحقق بخشید.

در سال‌های اخیر توصیف سامانه‌های مختلف فیزیکی بر اساس رهیافت حالت‌های همدوس و حالت‌های تعمیم یافته‌ی آن (از جمله حالت‌های همدوس غیرخطی)، بسیار مورد توجه قرار گرفته است. به عنوان نمونه می‌توان به مطالعاتی مانند اثر خمیدگی فضای فیزیکی بر پدیده‌های مشاهده پذیر با استفاده از رهیافت حالت‌های همدوس غیرخطی [۳] اشاره کرد. علاوه بر این، حالت‌های همدوس غیرخطی توانسته‌اند جنبه‌های غیرخطی بعضی از پدیده‌های کوانتومی همچون اثر اپتیکی کر [۴] را توصیف نمایند.

هدف ما در این مقاله توصیف برخی از پدیده‌های اپتیک غیرخطی با استفاده از رهیافت حالت‌های همدوس غیرخطی است. بدین منظور، با پیدا کردن تابع تغییر شکل،ارتباط بین جبر نوسانگر تغییر شکل یافته و یکی از پدیده‌های اپتیک غیرخطی را پیدا کرده و در ادامه حالت‌های همدوس غیرخطی متناظر با این جبر را ساخته و خواص غیرکلاسیکی آن‌ها را بررسی خواهیم کرد.

۲- حالت‌های همدوس غیرخطی

جبر ویل-هایزنبرگ تغییر شکل یافته از عملگرهای تغییر شکل یافته‌ی

$$\hat{A}=\hat{a}f(\hat{n}),\qquad \hat{A}^{\dagger}=f^{\dagger}(\hat{n})\hat{a}^{\dagger}, \tag{۱}$$

بدست می‌آید که در رابطه‌ی جابه‌جایی زیر صدق می‌کنند:

$$[\hat{A},\hat{A}^{\dagger}]=(\hat{n}+1)f^{2}(\hat{n}+1)-\hat{n}f^{2}(\hat{n}), \tag{۲}$$

در این روابط، تابع غیرخطی $f(\hat{n})$ یک تابع عملگر مقدار بوده که به عملگر عددی $\hat{n}=\hat{a}^{\dagger}\hat{a}$ وابسته است.

۳- حالت‌های همدوس غیرخطی متناظر با سامانه‌ی غیرخطی

اپتیک غیرخطی، شاخه‌ای از اپتیک است که در آن رفتار نور در یک ماده غیرخطی بررسی می‌شود. به طور معمول، این غیرخطیت در شدت‌های نور بسیار بالا مشاهده می‌شود. یکی از مهم‌ترین فرآیندهای غیرخطی که سبب غیرخطیت $\chi^{(3)}$ می‌گردد، وابستگی ضریب شکست ماده به شدت نور فرودی است. در این‌گونه مواد غیرخطی، ضریب شکست دارای یک جمله‌ی ثابت به علاوه یک جمله‌ی متناسب با شدت نور فرودی است. سامانه‌ی غیرخطی مزبور در برهمکنش با یک میدان کوانتومی دومدی با هامیلتونی کوانتومی زیر توصیف می‌شود:

$$\hat{H}=\hbar\omega_1\hat{a}^{\dagger}\hat{a}+\hbar\omega_2\hat{b}^{\dagger}\hat{b}+\frac{\hbar\kappa}{2}\hat{a}^{\dagger}\hat{b}^{\dagger}\hat{a}\hat{b}, \tag{۳}$$

که در آن $\hat{a}\,(\hat{a}^{\dagger})$ و $\hat{b}\,(\hat{b}^{\dagger})$ عملگرهای نابودی (خلق) مدهای اول و دوم میدان فرودی هستند و κ با ضریب غیر خطی مرتبه‌ی سوم $\chi^{(3)}$ متناسب است[۵]. ویژه مقادیر سامانه‌ی غیرخطی توصیف شونده با هامیلتونی (۳) به صورت زیر بدست می‌آید:

$$E_n=\hbar\omega_1 n_a+\hbar\omega_2 n_b+\frac{\hbar\kappa}{2}n_a n_b. \tag{۴}$$

برای بدست آوردن تابع تغییر شکل یافته‌ی متناظر با این سامانه‌ی دومدی و غیرخطی، ویژه مقادیر سامانه‌ی مزبور را با ویژه مقادیر یک نوسانگر هماهنگ دوبعدی تغییر شکل یافته که هامیلتونی آن به صورت زیر باشد:

$$\hat{H}=\hbar\omega_1\hat{A}^{\dagger}\hat{A}+\hbar\omega_2\hat{b}^{\dagger}\hat{b}, \tag{۵}$$

مقایسه می‌کنیم. همانگونه که مشخص است هامیلتونی نوسانگر دوبعدی تغییر شکل یافته‌ی بالا تعمیمی از هامیلتونی یک نوسانگر دوبعدی با بسامدهای ω_1 و ω_2 بوده که تنها یکی از ابعاد آن را به صورت تغییر شکل یافته تغییر داده‌ایم. عملگر نابودی تغییر شکل یافته $\hat{A}$ را نیز به صورت $\hat{A}=\hat{a}\hat{f}(\hat{n}_a,\hat{n}_b)$ در نظر می‌گیریم. ویژه مقادیر این نوسانگر تغییر شکل یافته نیز با رابطه‌ی:

$$E_n=\hbar\omega_1 f^{2}(n_a,n_b)n_a+\hbar\omega_2 n_b, \tag{۶}$$

داده می‌شود. اکنون با مقایسه‌ی روابط (۴) و (۶) تابع

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

تغییر شکل یافته‌ی متناظر با سامانه‌ی اپتیک غیرخطی موردنظر به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\hat{f}(\kappa,\hat{n}_b)=\left(1+\frac{\kappa}{2\omega_1}\hat{n}_b\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (۷)$$

همانگونه که مشاهده می‌شود این تابع،با ضریب غیر خطی κ، بسامد مد اول ω_1 و تعداد فوتون‌های مد دوم $\hat{n}_b$ متناسب است و می‌توان با کنترل این ضرایب خواص غیرکلاسیکی سامانه را کنترل کرد.

تاکنون توانستیم سامانه اپتیک غیرخطی مورد نظرمان را با یک جبر نوسانگر دوبعدی تغییر شکل یافته توصیف کنیم. در ادامه، نشان می‌دهیم که سامانه مورد نظر را می‌توان با استفاده از مدل شوینگر تعمیم یافته به صورت یک جبر $su(2)$ی تغییر شکل یافته نیز توصیف نمود. مولدهای جبر $su(2)$در رابطه‌ی جابه‌جایی زیر صدق می‌کنند:

$$\left[\hat{J}_0,\hat{J}_\pm\right]=\pm\hat{J}_\pm,\ \left[\hat{J}_+,\hat{J}_-\right]=2\hat{J}_0. \quad (۸)$$

با استفاده از تعریف‌های زیر:

$$\hat{J}_+=\hat{a}^\dagger\hat{b},\ \hat{J}_-=\hat{a}\hat{b}^\dagger,\ \hat{J}_0=\frac{1}{2}(\hat{n}_a-\hat{n}_b), \quad (۹)$$

شوینگر نشان داد که می‌توان جبر $su(2)$ را با استفاده از عملگرهای یک نوسانگر دوبعدی تحقق بخشید[۶].

اکنون ما نیز با تعریف عملگرهای شوینگری تغییر شکل یافته‌ی زیر

$$\hat{J}_+^{(\kappa)}=\hat{A}^\dagger\hat{b}=\hat{f}(\kappa,\hat{n}_b)\hat{a}^\dagger\hat{b},$$
$$\hat{J}_-^{(\kappa)}=\hat{b}^\dagger\hat{A}=\hat{b}^\dagger\hat{a}\hat{f}(\kappa,\hat{n}_b), \quad (۱۰)$$

به جبر تغییر شکل

$$\hat{J}_0^{(\kappa)}=\frac{1}{2}\left(\hat{n}_a-\hat{n}_b\right),$$

یافته‌ی $su_\kappa(2)$ زیر برای توصیف سامانه اپتیک غیرخطی می‌رسیم:

$$\left[\hat{J}_0^{(\kappa)},\hat{J}_\pm^{(\kappa)}\right]=\pm\hat{J}_\pm^{(\kappa)},$$
$$\left[\hat{J}_+^{(\kappa)},\hat{J}_-^{(\kappa)}\right]=h(\hat{J}_0^{(\kappa)},\kappa), \quad (۱۱)$$

که $h(\hat{J}_0^{(\kappa)},\kappa)$ با رابطه‌ی زیر داده می‌شود:

$$h(\hat{J}_0^{(\kappa)},\kappa)=2\hat{f}^2(\kappa,\hat{n}_b)\hat{J}_0^{(\kappa)}+\kappa\left(\frac{1}{2\omega_a}\hat{f}(\kappa,\hat{n}_b)-\frac{\kappa}{16\omega_a^2}\right)n_b(1+n_a). \quad (۱۲)$$

آشکار است که در حد $\kappa\to 0$، جبر $su_\kappa(2)$ی بالا به جبر استاندارد تبدیل می‌شود. همانگونه که از روابط (۱۰) مشاهده می‌شود، داریم:

$$\hat{J}_-^{(\kappa)}\left|0,N\right\rangle=\hat{b}^\dagger\hat{a}\sqrt{1+\frac{\kappa}{2\omega_1}\hat{n}_b}\left|0,N\right\rangle=0,$$
$$\hat{J}_+^{(\kappa)}\left|N,0\right\rangle=\sqrt{1+\frac{\kappa}{2\omega_1}\hat{n}_b}\hat{a}^\dagger\hat{b}\left|N,0\right\rangle=0. \quad (۱۳)$$

رابطه اول نشان می‌دهد که $\left|0,N\right\rangle\equiv\left|0\right\rangle_a\otimes\left|N\right\rangle_b$ حالت خلأ جبر $su(2)$تغییر شکل یافته است. از رابطه دوم نیز مشخص است که به ازای یک N مشخص، با یک فضای هیلبرت متناهی الابعاد سرو کار داریم. اکنون می‌توانیم حالت‌های همدوس دومدی متناظر با سامانه‌ی اپتیک غیرخطی را با استفاده از حالت‌های همدوس متناهی الابعاد[۷]به دست آوریم:

$$\left|\mu\right\rangle_\kappa=C^{-1}\exp(\mu\hat{J}_+^{(\kappa)})\left|0,N\right\rangle$$
$$=C^{-1}\exp(\mu\sqrt{1+\frac{\kappa}{2\omega_1}\hat{n}_b}\hat{a}^\dagger\hat{b})\left|0,N\right\rangle \quad (۱۴)$$
$$=C^{-1}\sum_{n=0}^{N}\sqrt{\binom{N}{n}}f(\kappa,n_b)!\mu^n\left|n,N-n\right\rangle,$$

که در آن ضریب بهنجارش با رابطه‌ی زیر داده می‌شود:

$$C^2=\sum_{n=0}^{N}\binom{N}{n}\left[f(\kappa,n_n)!\right]^2\left(\left|\mu\right|^2\right)^n. \quad (۱۵)$$

آشکار است که حالت‌های همدوس $\left|\mu\right\rangle_\kappa$را می‌توان به عنوان خانواده‌ای از حالت‌های همدوس غیرخطی متناظر با سامانه‌ی اپتیک غیرخطی به شمار آورد. به سادگی مشاهده می‌شود که برای $\kappa\to 0$(غیر خطیت به سمت صفر)، تابع تغییر شکل یافته به سمت 1 میل می‌کند $(f(\kappa,n_b)\to 1)$و حالت همدوس غیرخطی به حالت همدوس دومدی استاندارد[۸] تبدیل می‌شود. شایان ذکر است که اثبات رابطه تفکیک واحد برای حالت‌های همدوس بدست آمده نیز به سادگی از رهیافت مورد استفاده در مرجع [۳] بدست می‌آید.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

۴- خواص کوانتوم اپتیکی حالت‌های همدوس $|\mu\rangle_\kappa$

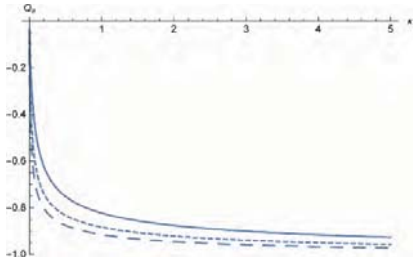
در این بخش، بدلیل محدودیت در تعداد صفحات مقاله، برای بررسی خواص آمار کوانتومی تنها پارامتر مندل را برای حالت‌های همدوس غیر خطی متناظر با سامانه‌ی اپتیک غیرخطی بررسی خواهیم کرد.

برای مطالعه‌ی آمار فوتون‌های حالت‌های همدوس غیرخطی مورد نظر پارامتر مندل [۹] یعنی

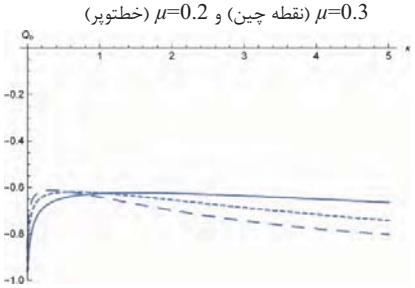
$$Q_i = \frac{(\Delta n_i)^2 - \langle \hat{n}_i \rangle}{\langle \hat{n}_i \rangle}, \quad i = a,b \qquad (۱۷)$$

را مورد بررسی قرار می‌دهیم. مقادیر مثبت، منفی و صفر پارامتر مزبور به ترتیب نشانگر آمار فراپواسونی، آمار زیر پواسونی و آمار پواسونی است.

در شکل‌های (۱) و (۲) پارامتر مندل برای مدهای a و b با $N=10$ و $\mu = 0.2, 0.3, 0.4$ برحسب κ رسم شده است. همانطور که نشان داده شده است هر دو مد دارای آمار زیر پواسونی هستند، علاوه بر این برای مد a با افزایش κ، سرشت زیر پواسونی آمار شمارش فوتون‌ها تقویت می شود.همچنین برای مد b، با وجود کاهش اندک اولیه‌ی سرشت زیر پواسونی، با افزایش بیشتر κ، سرشت زیرپواسونی آمار شمارش فوتون‌ها تقویت می‌شود.



شکل ۱: پارامتر مندل مد aبر حسب κ برای N=10 و μ=0.4 (خط چین)، μ=0.3 (نقطه چین) و μ=0.2 (خطتوپر)



شکل ۲: پارامتر مندل مد bبر حسب κ برای N=10 و μ=0.4 (خط چین)، μ=0.3 (نقطه چین) و μ=0.2 (خطتوپر)

۵- نتیجه‌گیری

مهمترین نتایج این پژوهش عبارتند از:

توانستیم یک سامانه غیرخطی متناسب با $\chi^{(3)}$ را با استفاده از حالت‌های همدوس غیرخطی توصیف کنیم، به گونه‌ای که تابع تغییر شکل در نظریه‌ی حالت‌های همدوس غیرخطی را برای سامانه‌ی مزبور به دست آوردیم. نشان داده شده است که سامانه اپتیک غیرخطی مورد نظر را می‌توان با یک جبر $su(2)$ی تغییر شکل یافته نیز توصیف نمود.

بروز ویژگی‌های غیرکلاسیک حالت‌های همدوس غیرخطی را می‌توان به مولفه‌های غیرخطی سامانه‌ی اپتیکی مربوط دانست. به ویژه این موضوع می‌تواند مسیر مناسبی برای توصیف الگوهای برهمکنش غیرخطی در اپتیک کوانتومی را فراهم آورد.

۶- مرجع‌ها

[1] W. Vogel and R. L. de Matos Filho, "Nonlinear Coherent States ", Phys. Rev. A. **54**, (1996)4560.

[2] V.I. Man'ko, G. Marmo, E.D.G. Sudarshan, F. Zaccaria, "f-Oscillators and nonlinear coherent states", PhysicaScripta, **55** (1997) 528-541.

[3] A. Mahdifar, R. Roknizadeh, M.H. Naderi, "Geometric approach to nonlinear coherent states usingthe Higgs model for harmonicoscillator",J. Phys. A: Math.Gen, **39** (2006) 7003-7014.

[4] M.H. Naderi, M. Soltanlkotabi, R. Roknizadeh," Dynamical Properties of a Two-Level Atom in Three Variants of the Two-Photon q-Deformed Jaynes–Cummings Model", J. Phys. Soc. Jpn, **73** (2004) 2413-2423.

[5] M. Hillery, "An introduction to the quantum theory of nonlinear optics", actaphysicaslovaca, **59** (2009) 1-80.

[6] J. Schwinger, *Quantum Theory of Angular Momentum*, eds. L. C. Biedenharn and H. van Dam (Academic Press, New York, 1965).

[7] L. M. Kuang, F. B. Wang and Y. G. Zhou, "Dynamics of a harmonic oscillator in a finite-dimensional Hilbert space"**,** Phys. Lett. A **183** (1993) 1.

[8] V. Buzek and T. Quang,"Generalized coherent state for bosonic realization of SU(2) Lie algebra"**,**J.Opt. Soc. Amer. B, **6** (1989) 2447.

[9] L. Mandel and E. Wolf*, Optical Coherence and Quantum Optics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1995.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۲۲۳۰-۱۰-A

دینامیک خواص غیرکلاسیکی در مدل جینز-کامینگز دو مده

یسنا، علی شمسی، سودا، میرزائی و علیرضا، چناقلو

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه صنعتی سهند، تبریز

yasna.alishamsi75@gmail.com

s.mirzaei@sut.ac.ir

a.chenaghlou@sut.ac.ir

چکیده- دراین مقاله، مدل جینز-کامینگز دومده یعنی یک سامانه شامل یک کاواک دو مده در حال اندرکنش با یک اتم دو ترازه را در نظر خواهیم گرفت. با حل معادله‌ی شرودینگر وابسته به زمان تابع موج سیستم اتم-میدان را در زمان t بدست آورده و برخی خواص کوانتومی سیستم را مورد مطالعه قرار خواهیم داد. بویژه دینامیک وارونی جمعیت اتمی و درهم‌تنیدگی کوانتومی بررسی خواهد شد و بدین منظور از سنجه‌ی آنتروپی فون نیومن استفاده خواهیم نمود. ظهور مشخصه‌های غیرکلاسیکی در طول تحول سیستم با استفاده از پارامتر مندل نشان داده خواهد شد. در پایان همپوشانی حالت اولیه و حالت تحول زمانی یافته با استفاده از فیدلیتی بررسی خواهد شد.

کلید واژه- آنتروپی فون نیومن،پارامتر مندل، درهم‌تنیدگی، فیدلیتی، مدل جینز-کامینگز دومده

Dynamics of nonclassical Properties in Tow-Mode Jaynes-Cumming Model

Yasna Alishamsi, SevdaMirzaei, AlirezaChenaghlou
Department of Physics,Faculity of Basic Sciences, Sahand University of Technology, Tabriz

Abstract- In this article, we consider the two-mode Jaynes-Cummings model i.e. a system consists of a two-mode cavity interacting with a two-level atom. Based on the solution of time-dependent Schrodinger equation, we obtain the wave function of the atom-field system and study some quantum properties of the system. Specially, dynamics of the atomic population inversion and quantum entanglement will be investigated and to reach this aim, we use the von-Neumann entropy measure. Appearance of nonclassical features during the evolution of the system is shown using Mandel parameter. Finally, the overlap of initial and time-evolved states will be explored using the fidelity.

Keywords: von-Neumann entropy, Mandel parameter, Entanglement,Fidelity, Two-mode Jaynes-Cummings model

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

خواص غیرکلاسیکی میدان‌های تابشی یکی از موضوعات مهم در اپتیک کوانتومی است که در حوزه‌ی اطلاعات کوانتومی نظیر رمزنگاری کوانتومی، محاسبات کوانتومی، دوربری کوانتومی و ... توجه محققان بسیاری را به خود جلب کرده است. یکی از ویژگی‌های شاخص مکانیک کوانتومی، درهم‌تنیدگی کوانتومی است که به عنوان همبستگی یا ارتباط بین حالت‌های کوانتومی مطرح شده است [۱]. یکی از ساده‌ترین مدل‌ها برای تولید درهم‌تنیدگی در اپتیک کوانتومی مدل جینز-کامینگز می‌باشد [۲].در این مقاله مدل جینز-کامینگز دومده بصورتیک سامانه شامل یک کاواک دومده در حال اندرکنش با یک اتم دوترازه را در نظر می‌گیریم [۳]. ویژگی‌های غیرکلاسیکی سیستم را با استفاده از مفهوم وارونی جمعیت اتمی، درهم‌تنیدگی کوانتومی، پارامتر مندل و فیدلیتی بررسی می‌کنیم.

توصیف مدل

یک سامانه شامل یک کاواک دو مده در حال اندرکنش با یک اتم دوترازه را درنظر می‌گیریم. هامیلتونی مناسب برای چنین سامانه‌ای بصورت زیرتوصیف می‌شود [۳]:

$$\hat{H}=\frac{1}{2}\hbar\omega_0\hat{\sigma}_3+\hbar\omega_1\hat{a}_1^{\dagger}\hat{a}_1+\hbar\omega_2\hat{a}_2^{\dagger}\hat{a}_2 + \hbar g(\hat{a}_2^{\dagger}\hat{a}_1\hat{\sigma}_+ +\hat{a}_1^{\dagger}\hat{a}_2\hat{\sigma}_-) \quad (۱)$$

که عملگرهای اتمی بصورت زیر تعریف می‌شوند:

$$\sigma_+=|e\rangle\langle g|,\sigma_-=|g\rangle\langle e|$$
$$\sigma_3=|e\rangle\langle e|-|g\rangle\langle g|$$

در ابتدا فرض می‌کنیم اتم در حالت برانگیخته‌ی $|e\rangle$باشد، آنگاه حالت اولیه‌ی سیستم اتم-میدان بصورت

$$|\psi_0\rangle=\sum_{n_1,n_2}C_{n_1}C_{n_2}|e,n_1,n_2\rangle \quad (۲)$$

می‌باشد که n_1و n_2به ترتیب تعداد فوتون‌ها در مد ۱ و ۲ میدان را نشان می‌دهند. می‌دانیم که عملگر تحول زمانی برابر است با:

$$\hat{U}(t)=\exp[\frac{-i\hat{H}_1t}{\hbar}] \quad (۳)$$

با اثر دادن عملگر تحول زمانی روی حالت اولیه‌ی سیستم، حالت سیستم اتم-میدان را می‌توان بصورت زیر بدست آورد:

$$|\psi(t)\rangle=\sum_{n_1,n_2}C_{n_1}C_{n_2}\{a_{n_1,n_2}|e,n_1,n_2\rangle+ b_{n_1+1,n_2-1}|g,n_1+1,n_2-1\rangle\} \quad (۴)$$

که در آن:

$$a_{n_1,n_2}=\cos[gt\sqrt{(n_1+1)n_2}] \quad (۵)$$
$$b_{n_1+1,n_2-1}=\sin[gt\sqrt{(n_1+1)n_2}] \quad (۶)$$

ماتریس چگالی حالت تحول زمانی یافته عبارت است از:

$$\hat{\rho}(t)=|\psi(t)\rangle\langle\psi(t)| \quad (۷)$$

با توجه به اینکه $P_n=|C_n|^2$ خواهیم داشت:

$$\hat{\rho}(t)=\sum_{n_1,n_2}P_{n_1}P_{n_2}\{|a_{n_1,n_2}|^2|e,n_1,n_2\rangle\langle e,n_1,n_2|+ |b_{n_1+1,n_2-1}|^2|g,n_1+1,n_2-1\rangle\langle g,n_1+1,n_2-1| + a_{n_1,n_2}b^*_{n_1+1,n_2-1}|e,n_1,n_2\rangle\langle g,n_1+1,n_2-1|+ b_{n_1+1,n_2-1}a^*_{n_1,n_2}|g,n_1+1,n_2-1\rangle\langle e,n_1,n_2|\} \quad (۸)$$

برای محاسبه‌ی ماتریس چگالی کاهش یافته‌ی میدان، روی حالت اتم رد جزئی می‌گیریم، آنگاه داریم:

$$\hat{\rho}_F(t)=\sum_{n_1,n_2}P_{n_1}P_{n_2}\{|a_{n_1,n_2}|^2|n_1,n_2\rangle\langle n_1,n_2| + |b_{n_1+1,n_2-1}|^2|n_1+1,n_2-1\rangle\langle n_1+1,n_2-1|\} \quad (۹)$$

که شکل ماتریسی آن بصورت زیر است:

$$\hat{\rho}_F(t)=\begin{pmatrix}0&0&0&0\\0&\sum_{n_1,n_2}P_{n_1}P_{n_2}|a_{n_1,n_2}|^2&0&0\\0&0&\sum_{n_1,n_2}P_{n_1}P_{n_2}|b_{n_1+1,n_2-1}|^2&0\\0&0&0&0\end{pmatrix} \quad (۱۰)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

دینامیک وارونی جمعیت اتمی

وارونی جمعیت اتمی، اختلاف احتمال حضور اتم در دو تراز برانگیخته و پایه می‌باشد که از رابطه‌ی زیر بدست می‌آید[۳]:

$$W(t)=\rho_{ee}-\rho_{gg} \quad (۱۱)$$

با توجه به رابطه‌ی (۸) داریم:

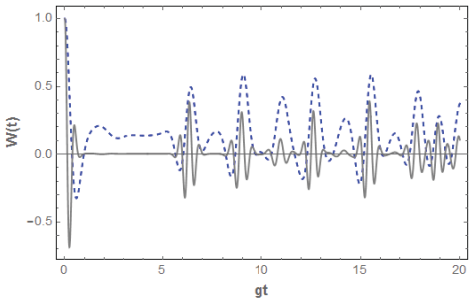
$$\rho_{ee}(t)=\sum_{n_1,n_2}P_{n_1}P_{n_2}\cos^2[gt\sqrt{(n_1+1)n_2}] \quad (۱۲)$$

$$\rho_{gg}(t)=\sum_{n_1,n_2}P_{n_1}P_{n_2}\sin^2[gt\sqrt{(n_1+1)n_2}] \quad (۱۳)$$

با جایگذاری روابط اخیر در معادله‌ی (۱۱) خواهیم داشت:

$$W(t)=\sum_{n_1,n_2}P_{n_1}P_{n_2}\cos[2gt\sqrt{(n_1+1)n_2}] \quad (۱۴)$$

با فرض اینکه میدان کاواک ابتدا در حالت همدوس باشد یعنی $P_{n_i}=\exp[-\bar{n}_i]\frac{\bar{n}_i^{n_i}}{n_i!}, i=1,2$، می‌توان نمودار دینامیک وارونی جمعیت اتمی را بصورت تابعی از زمان مقیاس بندی شده‌ی gt رسم نمود (شکل۱).



شکل۱: نمودار دینامیک وارونی جمعیت اتمی

خط چین به ازای $\bar{n}_1=\bar{n}_2=2$ و خط پر به ازای $\bar{n}_1=\bar{n}_2=6$

از شکل۱ ملاحظه می‌شود که وارونی جمعیت اتمی بین مقادیر مثبت و منفی رفتار نوسانی از خود نشان می‌دهد.

دینامیک درهم‌تنیدگی اتم-میدان

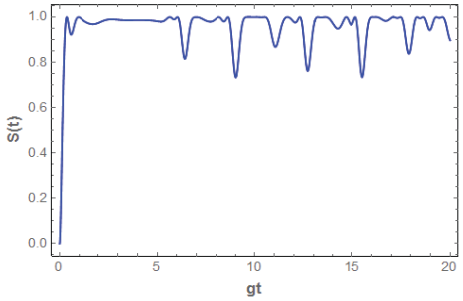
آنتروپی فون نیومن یکی از سنجه‌های درهم‌تنیدگی می‌باشد که از رابطه‌ی زیر بدست می‌آید [۴]:

$$S(t)=-\sum_i \lambda_i \log_2 \lambda_i \quad (۱۵)$$

بطوریکه λ_iها ویژه مقادیر ماتریس چگالی کاهش یافته‌ی (۱۰) هستند:

$$\lambda_1=\sum_{n_1,n_2}P_{n_1}P_{n_2}\cos^2[gt\sqrt{(n_1+1)n_2}]$$
$$\lambda_2=\sum_{n_1,n_2}P_{n_1}P_{n_2}\sin^2[gt\sqrt{(n_1+1)n_2}] \quad (۱۶)$$

با جایگذاری روابط اخیر در رابطه‌ی (۱۵)، آنتروپی فون نیومن را بدست آورده و نمودار آن را بصورت تابعی از زمان مقیاس بندی شده‌ی gt در شکل۲ رسم می‌کنیم.



شکل۲: نمودار آنتروپی فون نیومن به ازای $\bar{n}_1=\bar{n}_2=2$

در شکل۲ نمودار آنتروپی فون نیومن برای حالت همدوس میدان رسم شده است، ملاحظه می‌شود در زمان $t=0$، آنتروپی برابر صفر است که نشان می‌دهد سیستم اتم-میدان جداپذیر است و با گذر زمان مقدار درهم‌تنیدگی در برخی از زمان‌ها به مقدار بیشینه‌ی خود $S_{\max}=1$ می‌رسد.

پارامتر مندل

یکی از سنجه‌های مهم برای مطالعه‌ی ویژگی‌های آماری هر حالت کوانتومی پارامتر مندل می‌باشد که میزان انحراف توزیع حالت‌ها را از آمار پواسونی نشان می‌دهد و به صورت زیر تعریف می‌شود [۵]:

$$Q=\frac{\langle(\hat{a}^\dagger\hat{a})^2\rangle-\langle\hat{a}^\dagger\hat{a}\rangle^2}{\langle\hat{a}^\dagger\hat{a}\rangle}-1 \quad (۱۷)$$

بطوریکه $Q>0$ توزیع ابرپواسونی (حالت کلاسیکی)، $Q<0$ توزیع زیرپواسونی (حالت غیرکلاسیکی) و $Q=0$ توزیع پواسونی (حالت همدوس) را نشان می‌دهد. با رد جزئی گرفتن روی مد۲ میدان از ماتریس چگالی (۸)، ماتریس چگالی کاهش یافته عبارت است از:

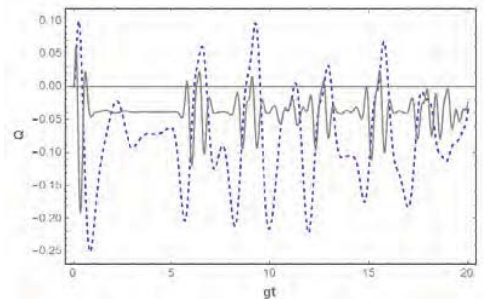
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$$\hat{\rho}_{\mathrm{AF}_{n_1}}(t)=\sum_{n_1,n_2}P_{n_1}P_{n_2}\{\left|a_{n_1,n_2}\right|^2\left|e,n_1\right\rangle\left\langle e,n_1\right| + \left|b_{n_1+1,n_2-1}\right|^2\left|g,n_1+1\right\rangle\left\langle g,n_1+1\right|\} \quad (۱۸)$$

آنگاه داریم:

$$\left\langle\hat{a}^{\dagger}\hat{a}\right\rangle=\sum_{n_1,n_2}P_{n_1}P_{n_2}\{n_1\cos^2[gt\sqrt{(n_1+1)n_2}] + (n_1+1)\sin^2[2gt\sqrt{(n_1+1)n_2}]\} \quad (۱۹)$$

با جایگذاری در رابطه‌ی (۱۷) پارامتر مندل را بدست آورده و نمودار پارامتر مندل را در شکل۳ رسم می‌کنیم.



شکل۳: نمودار پارامتر مندل

$\bar{n}_1=\bar{n}_2=6$ و خط پر به ازای $\bar{n}_1=\bar{n}_2=2$ خط چین به ازای

با توجه به شکل۳ درمی‌یابیم که نمودار پارامتر مندل در طول تحول خود در بازه‌های مختلف زمان، رفتار غیرکلاسیکی از خود نشان می‌دهد.

فیدلیتی

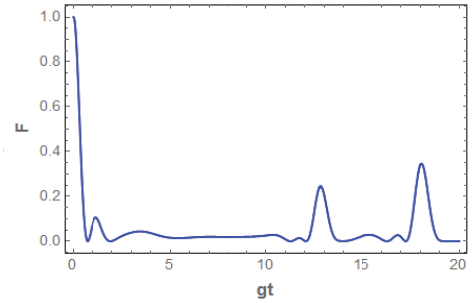
به منظور مطالعه‌ی همپوشانی حالت‌های اتم-میدان در زمان‌های $t=0$ و هر زمان دلخواه t، فیدلیتی از رابطه‌ی زیر بدست می‌آید [۶]:

$$F=\left|\left\langle\psi(0)\middle|\psi(t)\right\rangle\right|^2 \quad (۲۰)$$

بطوریکه $0\le F\le 1$.به ازای $F=1$حالت اولیه و تحول زمانی یافته بیشترین همپوشانی را دارند و به ازای $F=0$ حالت‌ها برهم متعامد می‌باشند. با جایگذاری روابط (۲) و (۴)، فیدلیتی بصورت زیر بدست می‌آید:

$$F=\sum_{n_1,n_2}P_{n_1}P_{n_2}\cos[gt\sqrt{(n_1+1)n_2}]^2 \quad (۲۱)$$

در شکل۴، رفتار فیدلیتی بصورت تابعی از زمان مقیاس بندی شده‌ی gt رسم شده است.



شکل۴: نمودار فیدلیتی به ازای $\bar{n}_1=\bar{n}_2=2$

با توجه به شکل۴ ملاحظه می‌شود که در زمان اولیه، فیدلیتی $F_{\max}=1$و با گذر زمان همپوشانی حالت اولیه و تحول زمانی رفتار متفاوتی از خود نشان می‌دهد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله یک سامانه شامل یک کاواک دو مده در حال اندرکنش با یک اتم دو ترازه را درنظر گرفتیم. با حل معادله شرودینگر وابسته به زمان، حالت سیستم اتم-میدان را بدست آوردیم و برخی از خواص کوانتومی سیستم از جمله وارونی جمعیت اتمی را محاسبه کردیم و نمودار آن را به ازای مقادیر دلخواه $\bar{n}_1$ و $\bar{n}_2$رسم کردیم. ملاحظه شد که وارونی جمعیت اتمی بین مقادیر مثبت و منفی رفتار نوسانی از خود نشان می‌دهد. همچنین درهم‌تنیدگی سیستم اتم-میدان را با استفاده از سنجه‌ی آنتروپی فون نیومن بدست آوردیم. از نمودار آنتروپی بر حسب زمان مقیاس بندی شده ملاحظه می‌شود که درهم‌تنیدگی در ابتدا صفر است و با گذر زمان رفتار نوسانی از خود نشان می‌دهد و در بعضی زمان‌ها به بیشنه مقدار خود $S_{\max}=1$می‌رسد. به منظور مطالعه‌ی ویژگی-های آماری سیستم اتم-میدان از پارامتر مندل استفاد شد که ملاحظه می‌شود که در برخی زمان‌ها پارامتر مندل مقدار منفی شده و آمار زیر پواسونی از خود نشان می‌دهد. همپوشانی حالت اولیه و حالت تحول زمانی یافته نیز نشان دهنده‌ی رفتار غیرتناوبی با زمان می‌باشد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مرجع‌ها

[1]A. Einstein, B. Podolsky and N. Rosen; "Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?"; *Phys. Rev.***47** (1935) 777.

[2]E.T. Jaynes and F.W. Cummings; "Comparison of quantum and semi classical radiation theories with application to beam maser"; *Proc. IEEE***51** (1963).

[3]S. Singh and A. Sinha; "Solutions of two-mode Jaynes–Cummings models"; *Phys.***70** (5) (2008) 887900.

[4]J. Von Neumann; "Mathematical Foundations of Quantum Mechanics Princeton";*Princeton University Press* (1955).

[5]L. Mandel, E. Wolf; "Optical Coherence and Quantum Optics";*Cambridge university Press* (1995).

[6]R. Jozsa;"Fidelity for mixed quantum states";*J. Mod. Opt.***41** (1994) 2315.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۶۸-۱۰-A

محاسبه طول‌موج لیزردهی و شدت دمش آستانه مد اول لیزر فیبری شبه بلور فیبوناچی، با استفاده از روش ماتریس انتقال

رقیه صالح زاده[1]،مجتبی گلشنی،حسین روح‌الامینی‌نژاد

دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید باهنر کرمان،کرمان،ایران

چکیده - در این مقاله،با استفاده از روش ماتریس انتقال،به بررسی طول‌موج لیزردهی و شدت دمش آستانه مد اول لیزر فیبر نوری آغشته به اربیوم با توری‌های براگ در فواصلی که طبق الگوی سری فیبوناچی در نظر گرفته شده‌اند، می‌پردازیم. نتایج عددی بدست آمده نشان می‌دهد که طول‌موج لیزردهی مستقل از ساختار مورد بررسی است، درحالی‌که شدت دمش آستانه با افزایش تعداد لایه-های محیط بهره کاهش می‌یابد. علاوه براین، مقایسه لیزر فیبری شبه بلور فیبوناچی با ساختار منظم نشان داد که در طول محیط‌های بهره پایین‌تر، شدت دمش آستانه مد اول ساختار فیبوناچی کمتر از حالت منظم می‌باشد.

کلید واژه- لیزر فیبری شبه بلور فوتونی، الگوی فیبوناچی، طول‌موج لیزردهی،شدت دمش آستانه مد اول، روش ماتریس انتقال

Calculation of the lasingwavelength and the threshold pump intensity of the Fibonacciquasi-crystal fiber laser, using transfer matrix method

Roghayeh Salehzadeh,Mojtaba Golshani,Hossein Roohoalamini Nejad

Physics Department, Shahid Bahonar University of Kerman, Kerman, Iran

Abstract-In this paper, using the transfer matrix method, we investigate the lasing wavelength and the first mode threshold pump intensityof erbium doped fiber laser with Bragg grating at distances according to the Fibonacci series pattern. Numerical results show that the lasing wavelength is independent of the structure, while the threshold pumpintensity decreases with increasing of the numberof gain medium layers. In addition, a comparison of the Fibonacci quasi-crystal fiber laser with the regular structure showed that, at shorter gain medium lengths, the first mode threshold pump intensity of the Fibonacci structure is lower than the regular case.

Keywords: Photonic quasi-crystal fiber laser, Fibonacci pattern,Lasing wavelength, First mode threshold pump intensity, Transfer matrix method

[1]Roghayeh.salehzadeh@gmail.com

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

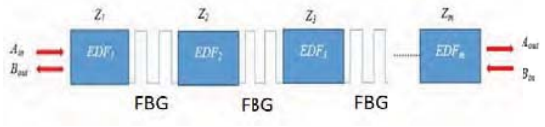
لیزرها و تقویت کننده‌های فیبر نوری آلاییده به یون اربیوم به دلیل گسیل این یون در محدوده طول موجی ۱.۵۵ میکرون از اهمیت ویژه‌ای برخوردارند[۱]. در این لیزرها محیط میزبان لیزر که از جنس شیشه یا بلور است به شکل فیبر می‌باشد. برای دست یافتن به بهره و تقویت نور در این لیزرها، مغزی فیبر به یون عناصر خاکی نادر مختلف آلاییده می‌شود.در برخی لیزرهای فیبر نوری از توری‌هایبراگبه عنوان بازتاب دهنده استفاده می‌شود. بازتاب دهنده‌های براگ شامل لایه‌هایی است که ضریب شکست آن‌ها به طور تناوبی کم و زیاد می‌شود[۲]. در سال ۲۰۰۹ لیزاراگا و همکارانش یک لیزر تصادفی فیبر نوری را معرفی کردند که در آن از یک فیبر تک مد آغشته به اربیوم استفاده شده بود و توری‌های براگ در آن به صورت تصادفی قرار گرفته بودند. در این شرایط توری‌های براگ نقش پس خوراند توزیعی و اربیوم نقش محیط فعال را بازی می‌کند[۳]. لیزاراگا و همکارانش از روش ماتریس انتقال برای بدست آوردن فرکانس تشدید این لیزر فیبری استفاده کردند. در لیزر مورد بررسی توسط لیزاراگا، فاصله ی بین توری‌های براگ اعداد تصادفی درنظر گرفته شده بود. اگر فاصله بین توری‌های براگ، از الگوی فیبوناچی انتخاب گردد[۴]، لیزر حاصل، یک لیزر فیبر شبه بلور فوتونی فیبوناچی خواهد بود.

در این مقاله، با استفاده از روش ماتریس انتقال، به بررسی طول‌موج لیزردهی و شدت دمش آستانه مد اول لیزر فیبر شبه بلور فوتونی فیبوناچی و مقایسه آن با لیزر فیبر بلور فوتونی خواهیم پرداخت.

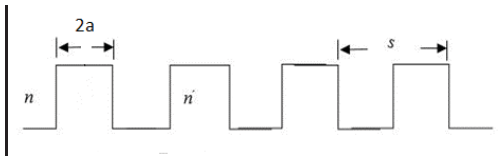
مدل نظری

مطابق شکل ۱، سیستم مورد بررسی فیبر تک مد شامل تعدادی توری براگ (*FBG*) است که به عنوان مراکز پراکننده، نقش پس‌خوراند توزیعی را بازی می‌کنند. محیط بین توری‌های براگ آغشته به یون اربیوم است و محیط بهره لیزر فیبر نوری (*EDF*) را تشکیل می‌دهند.

الف)



ب)



شکل ۱: (الف)مقطع طولی لیزر فیبر بلورفوتونی، (ب)توری براگ با دوره تناوب s[۵]

مشخصات توری براگ به‌گونه‌ای انتخاب شده است که در طول موج پمپ بازتاب نداشته باشد و بنابراین، می‌توان از تحول پمپ در طول فیبر صرف‌نظر کرد و فرض کرد که سیستم به صورت یکنواخت پمپ می‌شود[۵]. در این مقاله، تنها طول‌موج و شدت دمش آستانه مربوط به مد اول لیزر محاسبه می‌شود، بنابراین، نیازی به درنظر گرفتن اثر اشباع و رقابت بین مدی نمی‌باشد (زیرا در شدت دمش آستانه مد اول بقیه مدها تحریک نشده‌اند). برای محاسبه فرکانس و شدت دمش آستانه، از روش ماتریس انتقال استفاده می‌شود. اگر ماتریس انتقال مربوط به توری براگ (شکل ۱-ب) را با A_{FBG}، ماتریس انتقال از انتهای محیط بهره m ام به ابتدای توری براگ را با A_1 و ماتریس انتقال از انتهای توری براگ به ابتدای محیط بهره $m+1$ ام را با A_2 نشان دهیم، ماتریس انتقال مربوط به ابتدای محیط بهره mام به ابتدای محیط بهره $m+1$ ام، به صورت زیر محاسبه می‌شود[۵]:

$$M_m = \begin{bmatrix} T_{11}e^{-i(K_{gm}Z_m)} & T_{12}e^{-i(K_{gm}Z_m)} \\ T_{21}e^{i(K_{gm}Z_m)} & T_{22}e^{i(K_{gm}Z_m)} \end{bmatrix} \qquad (۱)$$

که در آن $T=A_1A_{FBG}A_2$ است. علاوه‌براین، $K_{gm} = \sqrt{\varepsilon_m}(\omega/c)$ عدد موج در محیط بهره‌ی mام، $\varepsilon_m = \varepsilon'_m - i\varepsilon''_m$ ضریب گذردهی الکتریکی نسبی محیط

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بهره mام و z_mطول محیط بهره mام است. قسمت‌های حقیقی و موهومی ضریب گذردهی الکتریکی نسبی به صورت زیر می‌باشند[۵]:

$$\varepsilon_m' = \frac{(N_2-N_1)e^2}{2\omega_0 M_e \varepsilon_0} \times \frac{\omega-\omega_0}{(\omega-\omega_0)^2+\gamma^2} \qquad (۲)$$

$$\varepsilon_m'' = \frac{(N_2-N_1)e^2}{2\omega_0 M_e \varepsilon_0} \times \frac{\gamma}{(\omega-\omega_0)^2+\gamma^2}$$

eوM_eبار و جرم الکترون،ω_0فرکانس مرکزی خط بهره وγنیم پهنای خط بهره است.در این رابطه، وارونی جمعیت به صورت زیر قابل محاسبه است[۵]:

$$N_2 - N_1 = \frac{P_r - 1/\tau_2}{P_r + 1/\tau_2} N_{Er} \qquad (۳)$$

در این رابطه،P_r آهنگ دمش (شدت دمش آستانه)، τطول عمر تراز بالایی لیزر و N_{Er} جمعیت اربیوم است.ماتریس انتقال کل سیستم M، با ضرب کردن همه‌ی M_mها بدست می‌آید:

$$M = \prod_m M_m \qquad (۴)$$

این ماتریس، ورودی و خروجی سیستم لیزر را (شکل۱-الف)را به صورت زیربه یکدیگر مربوط می‌کند:

$$\begin{bmatrix} A_{in} \\ B_{in} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{out} \\ B_{out} \end{bmatrix} \qquad (۵)$$

شرط لیزردهی در سیستم این است که بدون ورودی سیگنال، خروجی داشته باشیم. اعمال این شرط در رابطه فوق، معادله $M_{11}(\omega, P_r) = 0$ را نتیجه می‌دهد که با حل قسمت‌های حقیقی و موهومی این معادله می‌توان طول-موج لیزردهی $\lambda = 2\pi c/\omega$ و شدت دمش آستانه P_r را محاسبه کرد.اگر در رابطه (۱)، طول محیط‌های بهره z_m ثابت (یا تناوبی)باشند، لیزر فیبری بلور فوتونی و اگر z_m ها از الگوی فیبوناچی انتخاب شوند، لیزر فیبری شبه بلور فوتونی خواهیم داشت. لیزر شبه بلور فیبوناچی را می‌توان توسط دو لایه A و B، دارای طول محیط بهره مختلف d_A و d_B ایجاد کرد. در اینصورت بسته به تعداد محیط‌های بهره (N_{EDF})، طول محیط‌های بهره z_m از مجموعه $\mathrm{F}_{N_{EDF}}$،

$$\mathrm{F}_0 = \{d_A\},\ \mathrm{F}_1 = \{d_B\},\quad \mathrm{F}_2 = \mathrm{F}_0\mathrm{F}_1 = \{d_A, d_B\}$$
$$\mathrm{F}_0 = \{\mathrm{d_A}\}, \mathrm{F}_1 = \{\mathrm{d_B}\},\ \mathrm{F}_2 = \mathrm{F}_0\mathrm{F}_1 = \{\mathrm{d_A}, \mathrm{d_B}\}$$
$$\mathrm{F}_3 = \mathrm{F}_1\mathrm{F}_2 = \{d_B, d_A, d_B\}$$
$$\mathrm{F}_5 = \mathrm{F}_2\mathrm{F}_3 = \{d_A, d_B, d_B, d_A, d_B\}$$
$$\mathrm{F}_8 = \mathrm{F}_3\mathrm{F}_5 = \{d_B, d_A, d_B, d_A, d_B, d_B, d_A, d_B\}, \ldots$$

انتخاب می‌شوند[۴]. با توجه به شکل ۱ واضح است که تعداد توری‌های براگ یک عدد کمتر از طول محیط بهره است ($N_{FBG} = N_{EDF} - 1$). همچنین، با تعریف فوق، تعداد لایه‌های محیط بهره نمی‌تواند هر عددی باشد و محدود به اعداد فیبوناچی ۲، ۳، ۵، ۸، ۱۳، ۲۱، ۳۴، ۵۵ و ... است. اگر $d_A = d_B$ باشد، سیستم فوق به لیزر فیبر بلورفوتونی (منظم) تبدیل خواهد شد.

نتایج عددی

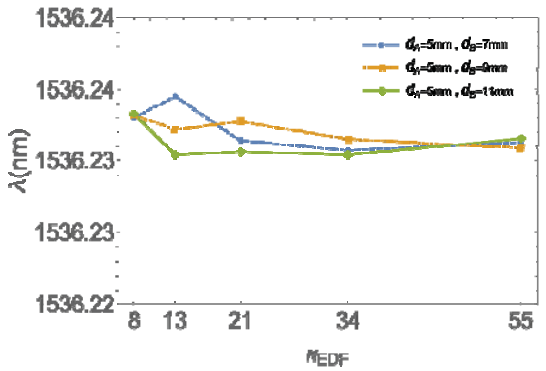
به منظور شبیه‌سازی لیزر فیبری شبه بلور فوتونی فیبوناچی و مقایسه آن با سیستم منظم، از توری براگ دارای 10^9دوره تناوب، ضرایب شکست $n=1.46040$ و $n'=n+5\times10^{-5}$ و دوره تناوب $s=525.79nm$ استفاده شده است. مقادیر پارامترهای مورد استفاده برای محیط فعال نیز به صورت $\lambda_0=1535nm$ $\gamma=3.2\times10^{12}Hz$، $N_{Er}=2\times10^{21}\ m^{-3}$ و $\tau_2=10\ ms$ می‌باشند. نتایج شبیه سازی به ازای طول‌های مختلف d_A و d_B، و تعداد متفاوت لایه‌های محیط بهره بدست آمده است. شکل‌های ۲ و ۳، به‌ترتیب، نحوه تغییر طول‌موج لیزردهی و شدت دمش آستانه مد اول را برحسب تعداد لایه‌های محیط بهره، در مقادیر مختلف d_B نشان می‌دهد. همانطور که مشاهده می‌شود (شکل ۲)، نه ضخامت لایه‌های محیط بهره و نه تعداد آن‌ها تاثیر قابل‌ملاحظه‌ای بر طول‌موج لیزردهی ندارد. اما، طبق شکل ۳، با افزایش تعداد لایه‌های محیط بهره، شدت دمش آستانه کاهش یافته است. علاوه‌براین، افزایش d_B کاهش شدت دمش آستانه را بدنبال دارد.در ادامه، شدت دمش آستانه مد اول برای دو حالت شبه بلور فوتونی فیبوناچی و ساختار منظم مقایسه گردید. بدین

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

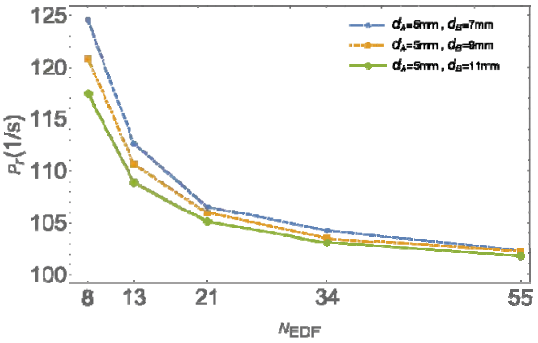
منظور، همه طول محیط‌های بهره ساختار منظم یکسان و به صورت میانگین d_A و d_B ساختار فیبوناچی درنظر گرفته شده است. شکل ۴ نتایج عددی بدست آمده را نشان می‌دهد. همانطور که مشاهده می‌شود، در طول محیط‌های بهره کمتر، استفاده از ساختار شبه بلور فوتونی فیبوناچی، باعث کاهش توان آستانه نسبت به ساختار منظم گردیده است. اما در طول محیط‌های بهره بزرگتر، نتایج مربوط به ساختار فیبوناچی و منظم تقریبا برابر می-باشند.

خلاصه و نتیجه گیری

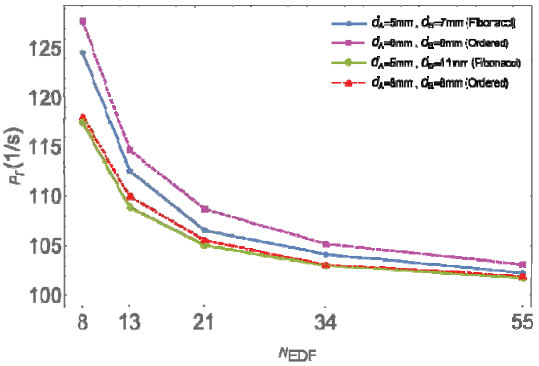
در این مقاله به بررسی طول‌موج لیزردهی و شدت دمش آستانه مد اول لیزر فیبر شبه بلور فیبوناچی و مقایسه آن با حالت منظم پرداختیم. نتایج بدست آمده نشان می‌دهد که طول‌موج لیزردهی تقریبا مستقل از ساختار مورد بررسی و تعداد لایه‌های محیط بهره آن است و توسط طیف بهره اربیوم و طیف ضریب بازتاب توری براگ تعیین می‌گردد. علاوه‌براین، بر اساس نتایج عددی، حاصل از روش ماتریس انتقال، مشخص گردید که در طول محیط-های بهره کوچکتر، توان آستانه لیزر فیبر شبه بلور فوتونی فیبوناچی کمتر از حالت منظم است، درحالی‌که برای طول محیط‌های بهره بزرگتر، توان آستانه هر دو ساختار تقریبا یکسان است.



شکل۲:نمودار نحوه تغییر طول‌موج لیزردهی برحسب تعداد لایه‌ها



شکل۳:نمودار نحوه تغییر توان آستانه مد اول برحسب تعداد لایه‌ها



شکل۴: مقایسه توان آستانه مد اول برای لیزر فیبری شبه بلور فوتونی فیبوناچی ($d_A \neq d_B$) و لیزر فیبری منظم ($d_A = d_B$)

مراجع

[1]E.Desurvire, D.Bayart, B.Desthieux, S.Bigo,"Erbium-Doped Fiber Amplifiers:Device and SystemDevlopments",J.wiley and sons,816(2002).

[2] M.Digonnet,"Rare earth doped fibre lasers and amplifiers",J.wiley and sons,Newyork, Pages 303-365 (2002).

[3] N. Lizarraga, NP. Puente, EI. Chaikina, TA Leskova, ER Mendez,"Single-mode Er-doped fiber random laser with distributed Bragg grating feedback", Optics Express, 17(2), 395 (2009).

[4] Mehdi Tavakoli, Yousef Seyed Jalili, "One-dimensional Fibonacci fractal photonic crystals and their optical characteristics",Journal of Theoretical and Applied Physics 8(113), (2014).

[5] A. Ghasempour Ardakani, M. Golshani Gharyeh Ali, S. M. Mahdavi,A. R. Bahrampour. "Mode analysis of fiber Bragg grating random lasers inthe presence of mode competition". Optics & LaserTechnology, 44, 969 (2012).

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۳۹۲-۱۰-A

بررسی عددی تاثیر پاشندگی خالص و پاشندگی هر یک از اجزای کاواک بر پهنای زمانی پالس خروجی لیزر تار نوری قفل شده مدی

معصومه میرزایی مقدم[۱] ، فاطمه شهشهانی[۲]

[۱]دانشکده فیزیک و شیمی، گروه فیزیک، دانشگاه الزهرا، خیابان ونک، تهران، ایران

mirzae.tmu@gmail.com

f_shahshahani@alzahra.ac.ir

چکیده –در این مقاله تاثیر پاشندگی خالص و پاشندگی هر یک از اجزای کاواک لیزر تار نوری قفل شده مدی روی پهنای پالس خروجی لیزر بررسی شده است. یکی از پارامترهای تاثیرگذاردر پهنای زمانی پالس لیزر، عمق مدولاسیون جاذب اشباع پذیر است که محاسبه عددی نشان می‌دهد با افزایش عمق مدولاسیون، پهنای زمانی پالس کاهش می‌یابد. اجزای بکار گرفته شده در ساختار لیزر تارنوری نیز تاثیرات بسزایی در پهنای زمانی پالس دارند. در این مقاله تحولات پهنای زمانی پالس در طول انتشار و در بخش‌های مختلف کاواک در حالتی که مقدار پاشندگی خالص نزدیک به صفر باشد، مدلسازی شد. محاسبات نشان می‌دهد که پهنای زمانی مینیمم شده و پالس در طول انتشار به صورت تناوبی فشرده و پهن می‌شود در این صورت بعضی از اجزا نقش جبران کننده در کاهش پهنای زمانی پالس دارند. نتایج براساس حل عددی معادله غیرخطی شرودینگر و با استفاده از روش تقسیم گام فوریه انجام شده است.

کلید واژه- پاشندگی، قفل شدگی مد،لیزر تار نوریاربیوم، معادله غیرخطی شرودینگر ، نانولوله های کربن

Numerical analysis of the effect of net cavity dispersion and dispersion of each cavity components on the output pulse width of the mode-locked fiber laser

M.Mirzaei Moghadam[1], F.Shahshahani[2]

Department of Physics and Chemistry, Alzahra University, Tehran

Abstract- in this paper the effect of net cavity dispersion and dispersion of each cavity components on the pulse width of the mode locked fiber laser is investigated.one of the effective parameters on pulse width is the modulation depth of saturable absorber. Numerical study shows that with increasing modulation depth, the pulse width decreases.The components used in fiber laser cavity also have significant effects on pulse width.in this paperthe Intra-cavity pulse evolution is also modeled when the net cavity dispersion approaches zero.It is shown that the pulse width is minimized and compresses and stretches periodically per cavity round-trip and some components have a compensatory role in reducing the pulse time width.The results are based on the numerical solution of nonlinear Schrödinger equation using split step Fourier method.

Keywords: dispersion, mode locking, Erbium doped fiber laser, nonlinear Schrödinger Equation, carbon nanotube

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

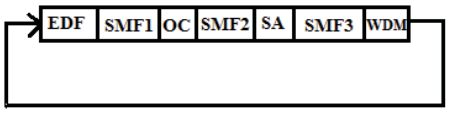
مقدمه

لیزرهای تار نوری قفل شده‌ی مدی غیر فعال به عنوان یکی از بهترین منابع نوری پالسی در طیف گسترده‌ای از کاربردها از جمله مخابرات نوری، صنعت و پزشکی و نظامی ظاهر شده اند[۱].یکی از روش‌های ایجاد قفل شدگی مد غیرفعال در لیزرها استفاده از جاذب‌های اشباع پذیراست. با قرار دادن این جاذب‌ها درون کاواک، اتلاف توسط خود پالس مدوله شده و پالس‌های کوتاه ایجاد می‌شوند[۲]. یکی از انواع مختلف پالس-های تولید شده در لیزرهای تارنوری قفل‌شده‌مدی پالس‌های سالیتونی است. تعامل متقابل بین پاشندگی غیرعادی و اثر خود مدولاسیون فازی منجر به ایجاد پالس‌های سالیتونی می-شود. با وجود آنکه این پالس‌ها شکل زمانی و طیفی خود را در طول انتشار حفظ می‌کنند، اما معایبی نیز دارند. انرژی این نوع پالس‌ها قابل افزایش نیست.ماکزیمم انرژی بدست آمده در حدود ۰/۱ نانوژول است و در صورتی که انرژی آن افزایش یابد پالس شکافته شده و پالس چندگانه ایجاد می‌کند. در این نوع پالس‌ها کاهش پهنای زمانی نیز مشکل است[۳].یکی از راه‌های موثر در کاهش پهنای زمانی پالس و افزایش انرژی، تنظیم پاشندگی در کاواک است.با بکارگیری کاواک‌هایی متشکل از بخش‌هایی با پاشندگی عادی و غیرعادی، می‌توان پاشندگی خالص کاواک را نزدیک به صفر تنظیم کرد. در این حالت پهن شدگی و فشرده سازی پالس به صورت تناوبی در یک بار عبور از کاواک صورت می‌گیرد.در این حالت پهنای زمانی و طیفی پالس در نقاط مختلف کاواک به طور چشمگیری تغییر می‌کند. این رژیم تولید پالس، پالس کشیده نام گذاری شده است[۴] برای طراحی لیزر تار نوری فوق کوتاه علاوه بر طراحی کاواک، پارامترهای مختلف جاذب همچون زمان واهلش، عمق مدولاسیون که اختلاف در میزان جذب در شدت‌های بالا و پایین است، اهمیت دارند. برای ایجاد پالس‌های کوتاه‌تر وجود جاذب با عمق مدولاسیون بالاتر لازم است[۵].

در این مقاله مدلی عددی برای بررسی تاثیر عمق مدولاسیون جاذب بر پهنای زمانی پالس خروجی یک لیزر تارنوری در یک ساختار حلقه‌ای متشکل از جاذب اشباع‌پذیر و تارهای نوری تک مد و تاثیر هر یک از اجزای ساختار روی پهنای پالس ارائه شده است. با مدل ارائه شده می‌توان با تنظیم مناسب پاشندگی خالص کاواک، پهنای زمانی پالس را تنظیم و بهینه سازی انجام داد. در بخش دوم مقاله به تئوری مدلسازی و روابط لازم برای شبیه سازی پرداخته و در قسمت سوم نتایج شبیه سازی بررسی و در پایان مقاله نتیجه‌گیری کوتاهی ارائه شده است.

مبانی فیزیکی و مدلسازی

در شکل (۱) دیاگرام ساختار مورد نظر نشان داده شده است[۶]. تار آلاییده به یون اربیوم (EDF) به عنوان محیط فعال ایجاد پالس است که دمش آن با طول موج ۹۸۰ nm انجام می‌شود. *SMF* تار نوری تک مد را نشان می‌دهد که در کاواک به منظور تنظیم پاشندگی و کنترل شکل پالس خروجی قرار داده شده است.*SA* نشان دهنده جاذب اشباع پذیر است.خروجی لیزر از ناحیه OC با خروجی ۲۰٪ گرفته می-شود.



شکل(۱): نمای ساده ای از ساختار مورد بررسی[۶]

تحلیل انتشار پالس‌های نوری درون ساختار با استفاده ازمعادله غیرخطی شرودینگر، که شامل اثراتغیرخطی و پاشندگی است انجام می‌شود*[۶]*. این معادله به صورت:

$$\frac{\partial A}{\partial z}+i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial T^2}+\frac{g}{2}=i\gamma\left|A^2\right|A \quad (۱)$$

است که در آن A پوش میدان الکتریکی پالس نوری کند تغییر، β_2 پاشندگی سرعت گروه، γضریب غیرخطی نوری مربوط به اثر کر، z مکان پالس وTمرجع زمانی متحرک با پالس است که به صورت $T= t-\beta_1 z$تعریف می‌شودکه در آن β_1 پاشندگی مرتبه اول است.در این رابطه g ضریب بهره در *EDF*است و طبق رابطه زیر تعریف می شود[۶] :

$$g=\frac{g_0}{1+\frac{P}{P_{sat}}} \quad (۲)$$

در رابطه (۲)، g_0 بهره سیگنال کوچک وP توان متوسط پالس و P_{sat} توان اشباع محیط بهره است.ضریب عبور جاذب اشباع پذیر به صورت رابطه(۳) مدلسازی می‌شود[۶].

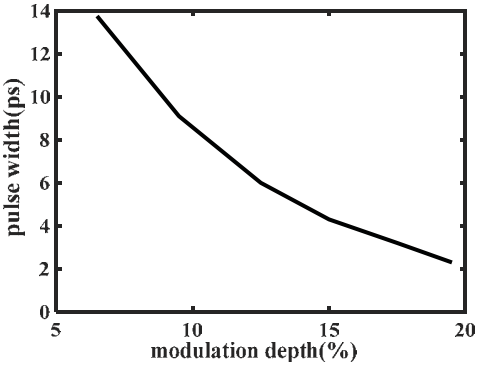
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$$T = T_0 + \Delta T\,(1 - \frac{1}{1+\frac{P}{P_{sat,A}}}) \quad (۳)$$

در رابطه (۳) ΔT عمق مدولاسیون، T_0 میزان عبور نور با توان کمو $P_{sat,A}$ توان اشباع جاذب و Pتوان پالس است. به منظور بررسی تحول زمانی پالس در کاواک از روش تقسیم گام فوریه (*SSF*) برای حل معادله غیرخطی شرودینگر استفاده شده است.

نتایج شبیه سازی

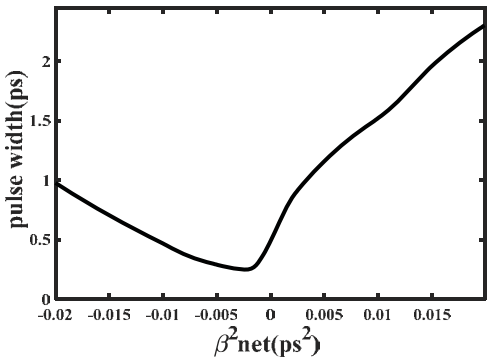
پالس گوسی با پهنای زمانی ps ۱به عنوان ورودی معادله غیرخطی شرودینگر در نظر گرفته شده است.طول تار *SMF3* متغیر است. مقادیر عددی پارامترهای به کار برده شده برای شبیه سازی عبارت است از: L=۱/۳۵ $\beta_2 = ۳۸ ps/km$ $\gamma = ۵/۳^{1} Km^{-1}$ g_0=۶/۹ برای *EDF* و $\beta_2 = -۲۲ ps/km$ ، $\gamma = ۱/۱ W^{1} Km^{-1}$ برای *SMF*ها، طول *SMF1*،*SMF2*،*WDM*به ترتیب ۰/۳، ۰/۹۵و ۰/۲۵ متر و توان اشباع جاذب $۷۲W$ و T_0=٪۲۵در نظر گرفته شده است. مقدار کمیت‌های مربوط به جاذب اشباع‌پذیر در محاسبه عددی معادل مقادیر آن برای نانولوله‌های کربن است [۷].در شکل (۲) تغییرات پهنای زمانی پالس خروجی بر حسب عمق مدولاسیون جاذب اشباع‌پذیر نشان داده شده است. در تعیین این نمودار عمق مدولاسیون از ٪۶/۵ تا ٪۱۹/۵ تغییر می‌کند. همانطور که مشاهده می‌شود با افزایش عمق مدولاسیون، پهنای زمانی پالس کاهش می‌یابد. بطوریکه در عمق مدولاسیون ΔT=٪۱۹/۵پهنای زمانی پالس به ps ۲/۳ می‌رسد.به طور کلی کاهش پهنای زمانی در صورتی رخ می‌دهد که قسمت مرکزی پالس که دارای شدت بالایی است، با جذب کمتری توسط *SA*عبور کرده و در حالیکه کناره-های پالس که شدت کمتری دارد، توسط *SA*جذب شود. هرچه عمق مدولاسیون افزایش یابد جذب در کناره‌های پالس بیشتر بوده و قسمت مرکزی پالس با جذب کمتری خارج می‌شود. از این رو کاهش پهنای زمانی پالس با بکارگیری جاذب‌های با عمق مدولاسیون بالاتر، بیشتر است.



شکل(۲): پهنای زمانی پالس برحسب عمق مدولاسیون جاذب

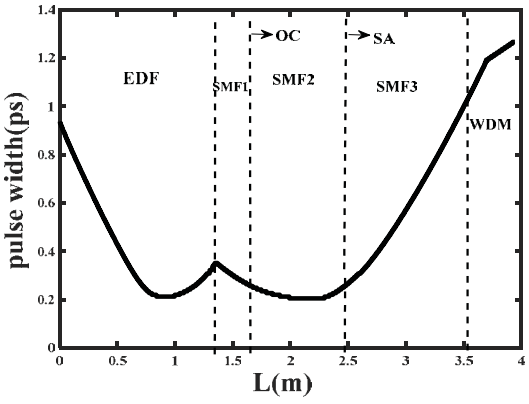
پارامتر مهم دیگر در پهنای زمانی پالس، کمیت پاشندگی خالص ساختار است. پاشندگی خالص به صورت $\beta_{net}^{(2)} = \sum_i \beta_i^{(2)} L_i$ تعریف می‌شود که درآن $\beta_i^{(2)}$ و L_i پاشندگی مرتبه دوم و طول مربوط به *EDF*و دیگر تارهای نوری در کاواک است. با افزایش طول تار نوری *SMF3* از ۰/۱ تا ۲ متر پاشندگی خالص از ۰/۰۲ ps^2 تا ۰/۰۲- تغییر می‌کند. با انتخاب مقدار عمق مدولاسیون ٪۱۹/۵ که با توجه به شکل (۲) پهنای زمانی پالس برابر با ۲/۳ پیکوثانیه است، تغییرات پهنای زمانی پالس با تغییر پاشندگی خالص کاواک بررسی شده است. در شکل (۳) تغییرات پهنای زمانی پالس بر حسب پاشندگی خالص کاواک رسم شده است. با توجه به شکل (۳) پهنای زمانی پالس به ازای $\beta_{net}^{(2)}$ = ۰/۰۰۲- دارای کمینه مقدار و در حدود ۰/۲۵ps است. از سوی دیگر در حالت پاشندگی عادی ($\beta_{net}^{(2)} > 0$) تغییرات پهنای پالس خروجی بسیار شدیدتر است و مقدار آن تا ۲/۳ps افزایش یافته است.در صورتیکه پاشندگی خالص کاواک نزدیک صفر شود، پاشندگی کاملا جبران می‌شود. در واقع می‌توان نتیجه گرفت پهن شدگی پالس که در برخی قسمت‌های کاواک به علت پاشندگی صورت می‌گیرد، توسط قسمت‌های دیگر کاواک که دارای پاشندگی با علامت مخالف هستند، جبران شده است. برای آنکه تاثیر هر یک از اجزای ساختار مورد نظر را روی پهنای زمانی پالس بررسی کنیم، پهنای زمانی پالس را در مکان‌های مختلف ساختار لیزر تارنوری بدست آورده و نتیجه بدست آمده در شکل (۴) نشان داده شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل(۳): تغییراتپهنای زمانی پالس بر حسب پاشندگی خالص

تحولات پهنای زمانی پالس داخل کاواک در $\beta_{net}^{(2)} = -0.002$ ، که برای این مقدار طول تار $SMF3$ ۱/۱ متر است، رسم شده.در این شکل تارهای نوری و نقاط OC,SA به تفکیک نشان داده شده است.



شکل(۴): پهنای زمانی پالس برحسب مکان آن در کاواک

نتایج نشان داده شده در شکل (۴) پس از رسیدن لیزر به حالت پایدار بدست آمده است. با توجه به شکل دو نقطه وجود دارد که در آن پهنای زمانی پالس کمینه است. یک نقطه در ناحیه با پاشندگی عادی در z=۰/۹ و نقطه دیگر در ناحیه با پاشندگی غیرعادی و در z=۲/۱ است. پالس پس از خروج از WDMچرپ(chirp) می‌شود. این پالس چرپ شده وارد محیط EDFبا پاشندگی عادی شده است. مجموع چرپ شدگی مربوط به SPM و پاشندگی در EDF به گونه‌ای است که در جهت جبران چرپ شدگی پالس ورودی عمل میکند و موجب کاهش پهنای زمانی پالس می‌شود و در نقطه z=۰/۹ چرپ شدگی کاملا خنثی شده و پالسدر این نقطه اصطلاحاtransform limitedمی‌شود. این رفتار از مشخصات پالس کشیده به شمار می‌آید.

نتیجه گیری

در این مقاله با استفاده از حل عددی معادله غیرخطی شرودینگر که انتشار پالس در محیط‌های غیرخطی را توصیف می‌کند، تاثیر عمق مدولاسیون جاذب و پاشندگی خالص کاواک بر پهنای زمانی پالس بررسی شده است. نشان داده شد که افزایش عمق مدولاسیون موجب کاهش پهنای زمانی پالس می‌شود. در عمق مدولاسیون ۱۹/۵٪ پهنای زمانی پالس به ps۲/۳ می‌رسد. همچنین تاثیر پاشندگی خالص کاواک روی پهنای زمانی پالس مورد بررسی قرار گرفت و مشاهده شد که کوتاه‌ترین پالس با پهنای زمانی ۰/۲۵ پیکوثانیه در $\beta_{net}^{(2)} = -0.002$ ایجاد می‌شود. بررسی تغییرات پهنای زمانی پالس در طول کاواک نشان داد که اجزای مختلف کاواک اثرهای مختلفی روی پهنای زمانی پالس دارند. بعضی از اجزا سبب کشیدگی و بعضی سبب فشردگی زمانی پالس شده و خاصیت جبران‌کننده دارند.

مراجع

[1] ME Fermann, I Hartl, “Ultrafast Fiber Laser Technology”, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 15 (1), 191-206, 2009
[2] Z. Sun,T. Hasan,F. Wang,G. Rozhin,H. White, and C. Ferrari, “Ultrafast Stretched Pulse Fiber Laser Mode-Locked by Carbon Nanotubes”, Nano Research.,3(6),pp.404-411,2010
[3] D. Popa, Z. Sun, T. Hasan, W. B. Cho, F. Wang, F. Torrisi, and A. C. Ferrari, “74-fs nanotube-mode-locked fiber laser,”Phys.Lett.101(15),153107, 2012.
[4] R. I. Woodward, “Dispersion engineering of mode-locked fiber laser”, Journal of Optics., Vol. 20, 033002,2018
[5] Ch. Maa, X. Tian, Bo Gao b, GeWua, “Numerical simulations on influence of the saturable absorber in Er-doped fiber laser”, Optics Communications,Vol.410 ,941-946,2018
[6] J.Wang, ZH.Cai, P.Xu, G,Du, F.Wang, SH.Ruan, ZH.Sun and T.Hasan, “Pulse dynamics in carbon nanotube mode-lockedfiber lasers near zero cavity dispersion”,Optical Society of America, Vol. 23, No. 8,2015
[7] H. H. Liu and K. K. Chow, “Enhanced stability of dispersion managed mode-locked fiber lasers with near-zero net cavity dispersion by high-contrast saturable absorbers”, Optics Letters, Vol. 39, No. 1, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۶۵-۱۰-A

آنالیز جیتر و نویز فاز لیزرهای قفل مد سیلیکونی با لحاظ کردن فیدبک نوری

محمد شکرپور[۱]، محمد حسن یاوری[۲]

۱-دانشجوی دکتری – دانشکده فنی و مهندسی – دانشگاه شاهد – تهران – ایران

۲-استادیار – دانشکده فنی و مهندسی – دانشگاه شاهد – تهران – ایران

چکیده – در این تحقیق با استفاده از معادلات دیفرانسیل تاخیری (DDE)، اثر فیدبک نوری روی دینامیک، نویز فاز و جیترزمانی لیزر قفل مد مبتنی بر سیلیکون بررسی شده است. نتایج دینامیکی نشان می‌دهد که بیشترین تغییرات فرکانس تکرار در خارج از نواحی رزونانسی اتفاق می‌افتد. همچنین در این مقاله کاهش نویز فاز و جیتر زمانی در مقایسه با ساختار بدون فیدبک نوری نشان داده شده است که با نتایج تجربی گزارش شده انطباق خوبی دارد.

کلید واژه- جیتر زمانی، فیدبک نوری، لیزر قفل مد مبتنی بر سیلیکون ، نویز فاز

Phase noise and jitter analysis of hybrid silicon mode-locked laser subject to optical feedback

M. Shekarpour[1], M. H. Yavari[2]

[1]PhD Student, [2]Assistant Professor, Faculty of Engineering, Shahed University, Tehran, Iran

mohammad.shekarpour@shahed.ac.ir, mh.yavari@shahed.ac.ir,

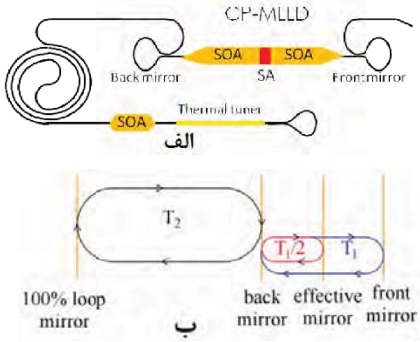
Abstract- We study the influence of the optical feedback on dynamics, phase noise and timing jitter of hybrid silicon colliding-pulse mode-locked laser using a delay differential equation (DDE) model. The results of dynamic show that the maximum variation of repetition rate is occurred in outside the main resonance regime. We also find a reduction of phase noise and timing jitter compared to without-optical-feedback structure, which is in good agreement with experimental result.

Keywords: Timing jitter, optical feedback, silicon mode-locked laser, phase noise

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

در چندین دهه اخیر منابع نوری مبتنی بر لیزر قفل مد، نقش مهمی در سیستم‌های مخابراتی، کلاک نوری و مبدل‌های نوری آنالوگ به دیجیتال ایفا کرده‌اند. نویز فاز بالا یکی از عوامل محدود کننده کاربردهای لیزر قفل مد است [۱]. یکی از روش های کاهش نویز فاز و جیتر زمانی استفاده از قفل مد هیبریدی است [۲]؛ دست یابی به جیتر زمانی بسیار پایین با این روش محقق شده است. اما نیاز به اسیلاتورهای الکتریکی با فرکانس بالای پایدار، هزینه این روش را بالا برده است. تزریق نور از طریق یک لیزر دیگر با عرض پهنای باند کم نیز یکی از روش‌های کاهش نویز فاز می‌باشد. با این روش توانسته اند برای لیزر قفل مد GHz ۱۰، عرض پهنای باند فرکانس رادیویی را از چند صد کیلو هرتز به کمتر از یک کیلو هرتز برسانند [۳]. این روش نیز همانند روش قبلی نیاز به منبع خارجی دارد که هزینه پیاده سازی این روش‌ها را بالا برده است. فیدبک نوری به عنوان یک روش ساده و موثر برای کاهش نویز فاز پالس‌های لیزر قفل مد مطرح شده است. این روش نسبت به دو روش قبلی نیاز به استفاده از منبع خارجی ندارد. با کمک فیدبک نوری توانسته‌اند عرض



شکل ۱: الف) ساختار لیزر قفل مد با اثر برخورد پالس و فیدبک نوری بر بستر سیلیکون[۵]، ب) زمان‌های تاخیر متناظر مورد استفاده در مدل DDE.

پهنای باند فرکانس رادیویی را در یک لیزر قفل مد GHz ۵.۲۵ از KHz ۴۶ به KHz ۱.۱ برسانند[۴].

در چند سال اخیر، پیاده سازی لیزرهای قفل مد در مدارات مجتمع نوری مورد توجه قرار گرفته است [۵]. همچنین با توجه به پایین بودن تلفات موجبرهای سیلیکون فوتونیک، امکان ساخت لیزرهای قفل مد با کاواک‌های خارجی طویل روی تراشه برای فیدبک نوری فراهم شده است.

در این مقاله اثر فیدبک نوری روی نویز فاز و جیتر ساختار پیشنهاد شده در [۵] توسط معادلات تاخیری بررسی می‌شود. همچنین جیتر زمانی به ازای تغییرات طول فیدبک و قدرت فیدبک مورد بررسی قرار می‌گیرد.

ساختار لیزر قفل مد با فیدبک نوری

همانطور که در شکل ۱ نشان داده شده است. کاواک لیزر در این ساختار شامل دو بخش گین است که توسط ناحیه جاذب از هم جدا شده‌اند. طول کاواک mm ۳.۹۳۴ است که معادل نرخ تکرار پایه GHz ۸.۷ می‌باشد. در دو طرف کاواک از آیینه‌های حلقوی با بازتابندگی ۱۰٪ و ۵۵٪ استفاده شده است. خروجی آیینه حلقوی عقبی وارد خط تاخیری فیدبک شده که در انتهای کاواک فیدبک از آیینه حلقوی با بازتابندگی ۱۰۰٪ استفاده شده است. طول کاواک فیدبک mm ۳۹.۳۴۳ است که دقیقا ده برابر طول کاواک لیزر می‌باشد. یک تنظیم کننده حرارتی برای کنترل فاز پالس‌های برگشتی در کاواک فیدبک تعبیه شده است و از یک تقویت کننده نوری نیز برای جبران تلفات موجبر استفاده شده است.

مدل تاخیری لیزر قفل مد با فیدبک نوری

بر اساس مدل پیشنهادی [۶]، در این مقاله از مدل تاخیری برای مطالعه فیدبک نوری استفاده می‌شود. رابطه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

(۱) ، پوش دامنه میدان (E) را توصیف می‌کند. در این رابطه اثر فیدبک نوری توسط کوپلینگ کاواک لیزر با حلقه فیدبک مدل شده است. همچنین اثر گریتینگ لحظه‌ای، که به علت برخورد پالس‌ها در ناحیه جاذب ایجاد می‌شود، توسط آیینه موثر در مرکز ناحیه جاذب مدل شده است. رابطه‌های نهایی برای پوش دامنه میدان (E) گین (G) و جذب (Q) قابل اشباع به قرار زیر می‌باشند:

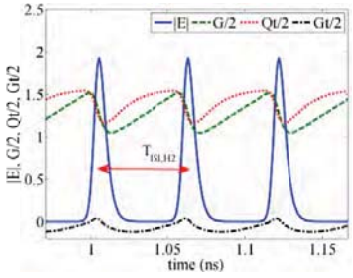
$$\gamma^{-1}\dot{E}(t) = -E(t) + R_1(t-T_1/2)e^{-i\Delta\Omega T_1}E(t-T_1/2) + R_2(t-T_1)e^{-i\Delta\Omega T_1}E(t-T_1) + \sum Ke^{-i(lC+\Delta\Omega(T_1+lT_2))} \times R_3(t-T_1-lT_2)E(t-T_1-lT_2) + D\xi(t) \quad (۱)$$

$$\dot{G}(t) = J_g - \gamma_g G(t) - e^{-Q(t)}(e^{G(t)}-1)\,|E(t)|^2 \quad (۲)$$

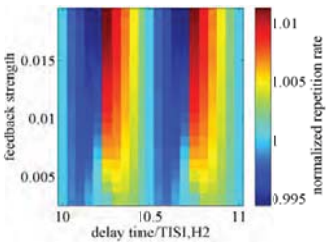
$$\dot{Q}(t) = J_q - \gamma_q Q(t) - r_s e^{-Q(t)}(e^{G(t)}-1)\,|E(t)|^2 \quad (۳)$$

$$R_i(t) = \sqrt{k_i}\,e^{1/2(1-i\alpha_g)G(t)-1/2(1-i\alpha_q)Q(t)} \quad i=1,2,3$$

J_g و J_q به ترتیب گین و جذب اشباع نشده هستند. طول عمر حامل‌ها در ناحیه گین و جاذب با $1/\gamma_g$ و $1/\gamma_q$ معرفی شده‌اند. r_s نسبت انرژی اشباع در ناحیه گین و جذب است. T_1 و T_2 به ترتیب مدت زمان رفت و برگشت کاواک لیزر و فیدبک می‌باشند. در معادلات تاخیری پهنای باند لیزر (FWHM) با γ بیان شده است. K توان فیدبک و l تعداد رفت و برگشت در حلقه فیدبک است. C فاز نور است که به علت یک بار رفت و برگشت در حلقه فیدبک ایجاد شده است. نویز تابش خود به خودی توسط $\xi(t)$ که یک عدد تصادفی مختلط با توزیع گاوسین و توان D می‌باشد، مدل شده است. $R_i(t)$ میزان تقویت و تلفات کاواک مربوطه را در یک بار رفت و برگشت توصیف می‌کند. α_g و α_q نیز



شکل ۲: قطار پالس‌های تولید شده در هارمونیک دوم.



شکل ۳: نرخ تکرار پالس‌های ساختار فیدبک نوری به ازای تغییرات طول و قدرت فیدبک (نسبت به نرخ تکرار ساختار بدون فیدبک نرمالیزه شده است).

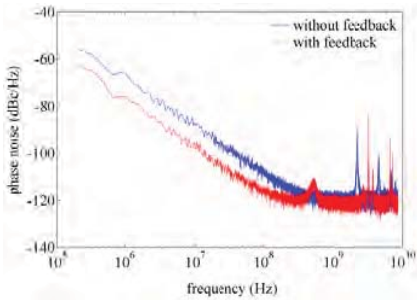
عوامل بهبود دهنده عرض خط در ناحیه گین و جاذب هستند.

نتایج شبیه سازی

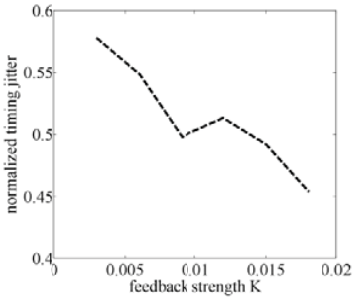
با توجه به اثر CPM، پالس‌های تولیدی در هارمونیک دوم و با نرخ تکرار ۱۷.۴ GHz می‌باشند (شکل ۲). زمان دوره تناوب پالس‌ها $T_{ISI,H2}$ را می‌توان به دو بخش آهسته و سریع تقسیم نمود. بخش آهسته مربوط به ناحیه‌ای است که شدت میدان در آن تقریبا صفر ($|E|\approx 0$) است. در این بخش ناحیه گین و جذب بازیابی می‌شوند. اما در بخش سریع، شدت میدان الکتریکی بالا است. همانطور که در شکل ۲ قابل مشاهده است؛ زمان بازیابی ناحیه جذب کمتر از زمان بازیابی ناحیه گین است که این خود جزو شرایط لازم برای عملکرد قفل مد است.

تغییرات نرخ تکرار نرمالیزه شده پالس‌ها به ازای تغییرات طول و قدرت فیدبک در شکل ۳ نشان داده شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۴: نویز فاز برای ساختارهای بدون فیدبک و با فیدبک نوری در ناحیه رزونانسی $T_2/T_{ISI,H2}=10$ به ازای K=0.018.



شکل ۵: جیتر زمانی موثر در ساختار با فیدبک نوری به ازای مقادیر مختلف توان فیدبک در ناحیه رزونانسی $T_2/T_{ISI,H2}=10$

همانطوری که مشاهده می‌شود به ازای تغییر قدرت فیدبک، تغییری در نرخ تکرار ایجاد نشده ولی با تغییر طول فیدبک، در نواحی‌ای که نسبت زمان تاخیر فیدبک (T_2) به زمان تناوب پالس‌ها ($T_{ISI,H2}$) عدد صحیحی نباشد. (نواحی غیر رزونانسی)، نرخ تکرار دامنه تغییرات ۱۰٪ دارد.

محاسبات نویز فاز و جیتر زمانی موثر بر اساس روش بیان شده در [۷] و در ناحیه رزونانسی $T_2/T_{ISI,H2}=10$ می‌باشد. محدوده انتگرالی محاسبه جیتر زمانی موثر از 0.5 MHz تا 5 GHz می‌باشد. نویز فاز برای ساختارهای بدون فیدبک و با فیدبک نوری به ازای K=0.018 در شکل ۴ نشان داده شده است. همانطور که در شکل ۴ ملاحظه می‌شود، نویز فاز تقریبا 5 dB نسبت به ساختار بدون فیدبک کاهش یافته است. همچنین جیتر زمانی موثر در ساختار با فیدبک نوری به ازای مقادیر مختلف توان فیدبک در شکل ۵ نشان داده شده است. اندازه جیتر در شکل ۵ با جیتر موثر ساختار بدون فیدبک نرمالیزه شده است. مطابق شکل ۵ ، در نواحی رزونانسی، جیتر زمانی با افزایش توان فیدبک روند کاهشی دارد که با نتایج تجربی گزارش شده در [۵]، همخوانی دارد.

نتیجه‌گیری

در اینجا تاثیر فیدبک نوری بر دینامیک، نویز فاز و جیتر زمانی به کمک آنالیز عددی بررسی شده است. نتایج بدست آمده از شبیه سازی عددی نشان می‌دهد در نواحی غیر رزونانسی، تغییرات نرخ تکرار پالس‌ها نسبت نواحی رزونانسی شدیدتر است. همچنین نویز فاز و جیتر زمانی در ساختار با فیدبک نوری نسبت به ساختار بدون فیدبک کاهش یافته است.

مرجع‌ها

[1] D., Arsenijević *et al*., "Phase noise and jitter reduction by optical feedback on passively mode-locked quantum-dot lasers", Applied Physics Letters, Vol. 103, No. 23, pp. 231101, 2013.

[2] M., Kuntz *et al*., "High-speed mode-locked quantum-dot lasers and optical amplifiers", Proceedings of the IEEE, Vol. 95, No. 9, pp. 1767-1778, 2007.

[3] T., Habruseva *et al*., "Quantum-dot mode-locked lasers with dual-mode optical injection", Photonics Technology Letters, Vol. 22, No. 6, pp. 359-361, 2010.

[4] C.-Y., Lin *et al*., "RF linewidth reduction in a quantum dot passively mode-locked laser subject to external optical feedback", Applied Physics Letters, Vol. 96, No. 5, pp. 051118, 2010.

[5] S., Srinivasan *et al*., "Hybrid silicon colliding-pulse mode-locked lasers with on-chip stabilization", Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 21, No. 6, pp. 24-29, 2015.

[6] A.G., Vladimirov and D., Turaev, "Model for passive mode locking in semiconductor lasers", Physical Review A, Vol. 72, No. 3, pp. 033808, 2015.

[7] J., Mulet and J., Mork, "Analysis of timing jitter in external-cavity mode-locked semiconductor lasers", quantum electronics, Vol. 42, No. 3, pp. 249-256, 2006.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک
و فوتونیک ایران و سیزدهمین
کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۳-۱۲۴۶-۱۰-A

مدل‌سازی و شبیه‌سازی دو بعدی برهم‌کنش پالس لیزری فوق کوتاه با پلاسمای غیرچگال

آمنه کارگریان

پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، تهران
akargarian@aeoi.org.ir

چکیده - در این مقاله، برهم‌کنش یک پالس لیزری پرشدت و فوق کوتاه با پلاسمای غیریکنواخت رقیق و انتشار امواج برانگیخته شده در پلاسما را با استفاده از یک کد شبیه‌سازی ذره‌ای الکترومغناطیسی دو بعدی مورد بررسی قرار می‌دهیم. با عبور پالس لیزر پر شدت و فوق‌کوتاه از پلاسما، امواج پلاسمایی در راستای انتشار و در پشت پالس لیزری ظاهر می‌شوند. با گذشت زمان، موج پلاسمایی قوی ایجاد شده در دامنه خود دچار اعوجاج شده و پدیده شکست موج اتفاق می‌افتد. با شکست موج و انتقال انرژی آن به محیط، انرژی ذرات پلاسما افزایش می‌یابد. در این مقاله نشان می‌دهیم با عبور پالس لیزری از یک پلاسما با چگالی غیریکنواخت، موج پلاسمایی برانگیخته شده در دامنه‌هایی زیر دامنه شکست موج دچار اعوجاج شده و پدیده شکست اتفاق می‌افتد. علت این پدیده، وابستگی مکانی فرکانس مشخصه موج ایجاد شده می‌باشد که با گذشت زمان منجر به پدیده شکست در زیر دامنه شکست موج در پلاسما با چگالی یکنواخت، می‌شود.

کلید واژه- چگالی غیریکنواخت، شکست موج، فرکانس مشخصه، لیزر فوق کوتاه

Modeling and 2D simulation of ultrashort laser-underdense plasma interaction

Ameneh Kargarian

Plasma Physics and Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute,Tehran, Iran
akargarian@aeoi.org.ir

Abstract- In this paper, we investigate the interaction of an intense ultrashort laser pulse with an underdense non-uniform plasma and propagation of the excited plasma waves, using a 2D electromagnetic PIC simulation code. Passing the intense ultrashort in plasma, the plasma waves appear in the propagation direction behind the laser pulse. The amplitude of the excited strong plasma wave gets distorted over time and therefore the wave-breaking phenomenon occurs. The wave-breaking phenomenon increases the energy transmission of the wave to the plasma particles.In the present paper, we illustrate that passing the laser through a non-uniform plasma, the excited plasma wave gets distorted in amplitudes below the wave-breaking threshold. The reason of this phenomenon can be attributed to the spatial dependency of the wave characteristic frequency which leads to the breaking of wave below the breaking amplitudes in a uniform plasma.

Keywords: Characteristic frequency, Non-uniform density, ultrashort laser wave-breaking

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

در برهم‌کنش پالس‌های لیزری پرتوان و فوق کوتاه با پلاسما، مدهای نوسانی طولی در پشت پالس لیزری ایجاد می‌شوند که امواج پلاسمایی نامیده می‌شوند. هنگامی‌که یک موج با دامنه بزرگ که ممکن است در ابتدا دامنه‌ی کوچکی داشته باشد، در پلاسما برانگیخته می‌شود، به دلیل ناپایداری موج در محیط که منجر به رشد نمایی دامنه‌ی آن می‌شود، اثرات غیرخطی پدیدار می‌شوند[۱]. غیرخطی بودن منجر به تغییر شکل موج و در نتیجه شکست آن می‌شود[۲-۳]. موج ایجاد شده می‌تواند در اثر برخی عوامل که باعث وابستگی مکانی فرکانس مشخصه موج می‌شوند دچار اعوجاج شده و در نتیجه در دامنه‌های قبل از دامنه شکست دچار اعوجاج شود. با شکست موج و میرایی آن در محیط انرژی ذرات پلاسما افزایش می‌یابد که این انرژی می‌تواند بصورت گرمایش و یا شتاب ذرات در راستای انتشار لیزر باشد. عوامل مختلفی از جمله چند یونی بودن پلاسما[۴]، مغناطیدگی [۵] و اثرات جرم نسبیتی منجر به این پدیده می‌شوند. در این مقاله با استفاده از شبیه سازی ذره‌ای پلاسما به بررسی تأثیر اثرات پدیده شکست موج در یک پلاسمای غیریکنواخت می‌پردازیم.

مدلسازی و شبیه‌سازی دوبعدی پلاسما

روش شبیه سازی استفاده شده در این مقاله برای بررسی انتشار یک لیزر پرتوان با پالس کوتاه در محیط پلاسمای رقیق روش ذره‌ای (ذره در جعبه) [۶] می‌باشد. در این روش چگالی ذرات بر روی شبکه به طریق وزن‌دهی محاسبه می‌شوند. سپس میدان الکتریکی شبکه از طریق درون‌یابی در محل ذرات محاسبه شده و تحول آنها را موجب می‌شود [۷-۸]. در این روش هر ذره مطابق با نیروی لورنتس اعمال شده توسط میدان‌های الکترومغناطیسی در موقعیت ذره حرکت می‌کند:

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B}) \quad (۱)$$

تحول میدان‌ها نیز بر طبق معادلات ماکسول انجام می‌شود:

$$\vec{\nabla}.\vec{E} = 4\pi\rho \quad (۲)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\vec{j} \quad (۳)$$

$$-\vec{\nabla} \times \vec{E} = \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (۴)$$

$$\vec{\nabla}.\vec{B} = 0 \quad (۵)$$

$$\vec{j}(\vec{x}) = \sum_{i=1}^{N} q_i v_i \delta(\vec{x} - \vec{x}_i) \quad (۶)$$

$$\rho(\vec{x}) = \sum_{i=1}^{N} q_i \delta(\vec{x} - \vec{x}_i) \quad (۷)$$

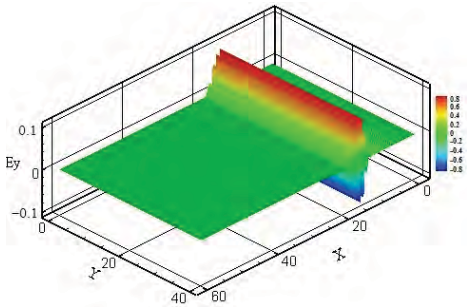
در بخش بعدی نتایج شبیه سازی حاصل از برهم کنش یک لیزر پرتوان و فوق کوتاه با یک پلاسمای رقیق یکنواخت و غیریکنواخت ارائه می‌شود و پدیده شکست موج با گذشت زمان در حضور غیریکنواختی پلاسما نشان داده می‌شود.

نتایج شبیه‌سازی

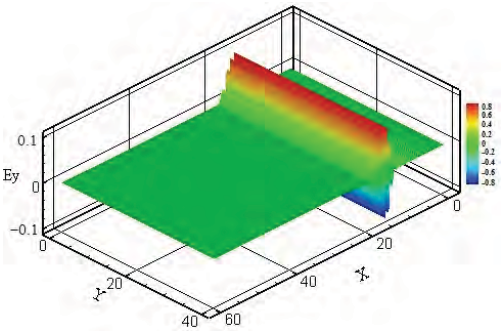
کد شبیه سازی ذره‌ای استفاده شده در این مقاله یک دوبعدی می‌باشد. تمامی پارامترهای استفاده شده در این کد به پارامترهای مشخصه لیزر مانند طول موج و فرکانس لیزری بی‌بعد شده‌اند. پلاسمای در نظر گرفته شده یک پلاسمای رقیق با چگالی $n = 0.03 n_c$ می‌باشد که n_c چگالی بحرانی پلاسما است. ابعاد پلاسمای اولیه بصورت $0 < x < 50$ و $0 < y < 20$ در نظر گرفته شده است. پالس لیزری با با دامنه بدون بعد $a = 1$ و پهنای پالسی از مرتبه فمتو ثانیه که دارای میدان الکتریکی و مغناطیسی به ترتیب در راستای Y و Z می‌باشد، از روی مرز وارد جعبه شبیه‌سازی می‌شود. با عبور پالس لیزری قوی و فوق کوتاه از پلاسمای رقیق، نیروی پاندرمتیو لیزر، الکترون‌های پلاسما را تحت تأثیر قرار داده و باعث جدایی بار و در نتیجه ایجاد اختلال در چگالی پلاسما می‌شود. این اختلال در چگالی و میدان الکتروستاتیک متناظر با آن در واقع

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

همان موج الکتریکی پلاسما می‌باشد که در راستای انتشار پالس لیزر در پلاسما و پشت آن ایجاد می‌شود. شکل‌های ۱و ۲ عبور پالس لیزر از درون پلاسمای رقیق را در دو زمان بی‌بعد $\tau = 15$ و $\tau = 45$ به ترتیب نشان می‌دهند. همانگونه که مشاهده می‌شود با توجه به رقیق بودن پلاسمای در نظر گرفته شده، پالس لیزری بدون پراکندگی از درون پلاسما عبور می‌کند.

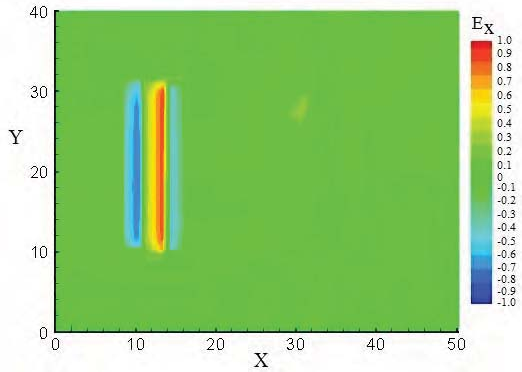


شکل ۱: عبور پالس لیزری از درون پلاسمای رقیق در زمان $\tau = 15$

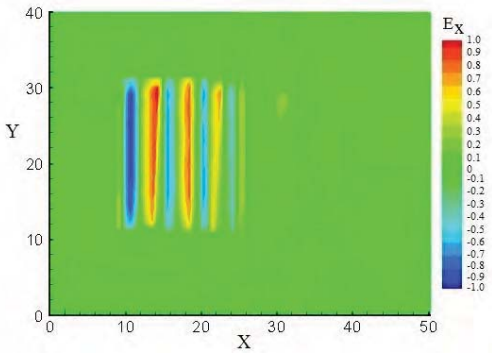


شکل ۲: عبور پالس لیزری از درون پلاسمای رقیق در زمان $\tau = 45$

در شکل‌های ۳ و ۴ شکل‌گیری و انتشار میدان الکتریکی متناظر با موج الکتروستاتیکی ایجاد شده در یک پلاسمای یکنواخت در دو زمان بی‌بعد $\tau = 15$ و $\tau = 45$ نشان داده شده است. با توجه به صفر بودن میدان الکتریکی لیزر در راستای X این میدان تنها مربوط به موج پلاسملایی برانگیخته شده می‌باشد.

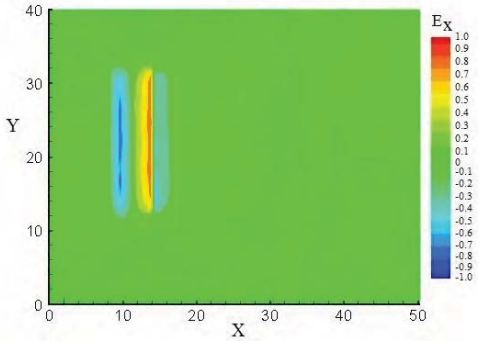


شکل ۳: میدان الکتریکی متناظر با موج طولی ایجاد شده در پلاسمای یکنواخت در زمان $\tau = 15$



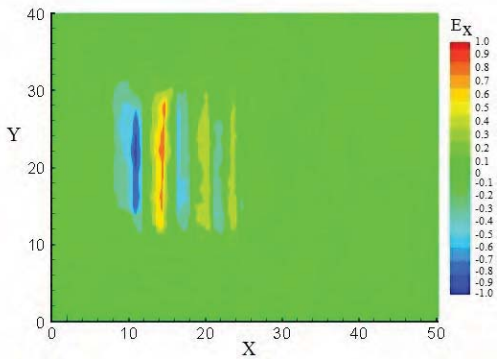
شکل ۴: میدان الکتریکی متناظر با موج طولی ایجاد شده در پلاسمای یکنواخت در زمان $\tau = 45$

برای بررسی تولید و انتشار موج در پلاسمای غیریکنواخت، چگالی اولیه پلاسما را تابعی از مکان ($n = n_0 \sin(k_l x)$) در نظر می‌گیریم. در شکل‌های ۵ و ۶ شکل‌گیری و انتشار میدان الکتریکی متناظر با موج الکتروستاتیکی ایجاد شده در یک پلاسمای غیریکنواخت در دو زمان متفاوت نشان داده شده است.



شکل ۵: میدان الکتریکی متناظر با موج طولی ایجاد شده در پلاسمای غیریکنواخت در زمان $\tau = 15$.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۶: میدان الکتریکی متناظر پلاسمای غیریکنواخت در زمان $\tau = 45$.

همانگونه که مشاهده می‌شود موج ایجاد شده در پلاسمای غیر یکنواخت با گذشت زمان شکل منظم خود را از دست داده و دچار اعوجاج شده است. بنابراین، در یک پلاسمای رقیق غیریکنواخت پدیده شکست موج سریعتر از یک پلاسمای یکنواخت اتفاق می‌افتد. این نتایج شبیه سازی، نتایج تئوری معتبر اخیر [۹-۱۰] را به خوبی تأیید می‌کند.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، انتشار پالس لیزری پرشدت و فوق کوتاه در پلاسمای رقیق یکنواخت و غیریکنواخت و پدیده شکست موج برانگیخته شده در پلاسما را با استفاده از یک کد شبیه‌سازی ذره‌ای الکترومغناطیسی دو بعدی مورد بررسی قرار دادیم. با عبور پالس لیزری قوی از پلاسما مدهای جدیدی در راستای انتشار و در پشت پالس لیزری ظاهر می‌شوند که منجر به شکل‌گیری موج پلاسمایی می‌شوند. نتایج نشان می‌دهد که در یک پلاسمای غیریکنواخت، در دامنه قبل از دامنه شکست، موج شکل منظم خود را از دست داده و دچار شکست می‌شود.

مرجع‌ها

[1] K. B. Shivamoggi, Introduction to Nonlinear Fluid-Plasma waves, Kluwer, 1988.

[2] C. Maity, N. Chakrabarti, S. Sengupta, Phys. Rev. E. 86, 016408, 2012.

[3] A. Mukherjee, S. Sengupta, Phys. Plasmas 23, 092112, 2016.

[4] A. Kargarian, K. Hajisharifi, H. Mehdian,Phys. Plasmas 23, 082116, 2016.

[5] H. Mehdian, A. Kargarian, K. Hajisharifi, Phys.Plasmas 22, 063102, 2015.

[6] A. Kargarian, M. Rouhani, H. Hakimipajouh One dimension PIC simulation of nonlinear ion-acoustic waves in plasma. IJPR. 2011; 11 (1) :109-116

[7] C.K. Birdsall, and A.B. Langdon, Plasma physics via computer simulation,CRC Press,2004.

[8] R. W. Hockney, and J. W. Eastwood, *Computer simulation using particles*. CRC press, 1988.

[9] M. Karmakar, C.Maity, N. Chakrabarti, S.Sengupta, Phys. Plasmas 25, 022102, 2018.

[10] M. Karmakar, C. Maity, N. Chakrabarti,Phys. Scr **93**, 065601, 2018.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : A-۱۰-۶۴۳-۱

استحاله ^{126}Sn توسط پرتوهای گامای حاصل از تابش ترمزی و پراکندگی معکوس کامپتون

سمیه زارع*،مرضیه اسدنیای فرد جهرمی

پژوهشکده فوتونیک و فناوری‌های کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای سازمان انرژی اتمی، انتهای خیابان کارگر شمالی ، تهران ،sozare@aeoi.org.ir*

چکیده –در این مقاله، تعداد واکنش‌های $^{126}Sn(\gamma,n)^{125}Sn$ حاصل از تابش ترمزی و پراکندگی کامپتون به صورت عددی محاسبه می-شوند. در روش تابش ترمزی، لیزرها با شدت بیشتر از $10^{21}Wcm^{-2}$ به هدفتانتولوم با ضخامت ۱/۸۸mmکه بلافاصله بعد از آن . زباله ^{126}Sn با ضخامت ۱cm قرار داده شده است، تابش می‌شود. مشاهده می‌شود که شدت لیزر تاثیر مهمی در تعداد واکنش‌ها دارد، آنچنانکه یک شدت بهینه برای داشتن بیشترین تعداد واکنش‌ها تعریف خواهد شد. در ادامه بر اساس داده‌های آزمایشگاهی مربوط به سنکروترون SLEGS با باریکه الکترونی با انرژی ۳/۵GeV، پراکندگی معکوس کامپتون توسط لیزرCO_2با توان۱۰۰Wمطالعه می-شود.از مقایسه تعداد واکنش‌ها توسط دو روش، نتیجه می‌شود که تعداد واکنش‌های حاصل از پراکندگی کامپتون حدود ۲۷ برابر واکنش‌های تابش ترمزی است.

کلید واژه- زباله رادیواکتیو، پراکندگی معکوس کامپتون، واکنش‌های فوتون-هسته، تابش ترمزی

Transmutation of ^{126}Snviagamma ray produced bybremsstrahlung radiationand laserinverse Compton scattering

Somaye Zare*, MarziehAsadniayefardejahromi

Photonics and Quantum Technology Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute,AEOI, Tehran, Iran,*sozare@aeoi.org.ir

Abstract- In this Article, the reaction number of $^{126}Sn(\gamma,n)^{125}Sn$ due to gamma ray produced by bremsstrahlung and Compton scattering is analytically calculated. In bremsstrahlungmethod, photonuclear reactions are studied byfocusing intensities more than 10^{20} Wcm^{-2}onto a 1.88 mm tantalum target, and a 1 cm thick ^{126}Sn target placed directly behind it. It is shown that the laser intensity has strong effects on the number of reactions, as an optimal laser intensity is evaluated to produce the maximum number of reactions.furthermore,basedon the reported data by SLEGS with 3.5 GeV energy electron, the inverse Compton scatterings of a 100W, CO_2 laser is studied.It is found that the number of reactions in the Compton backscatteringmethod is about 27 orders magnitude greater than the one ofthe bremsstrahlung method for $10^{21}Wcm^{-2}$ laser intensity with a 10 Hz repetition rate for a half hour irradiation time.

Keywords: Radioactive Wastes, Compton Backscattering, Photonuclear Reactions, Bremsstrahlung Radiation

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

دفع زباله‌های هسته‌ای خطرناک با طول عمر بالا، چالشی جدی در صنعت هسته‌ای محسوب می‌شود. یکی از روش-های مرسوم، دفن زباله‌هادراستخرهای آب با حفاظ بتنی است که روش مناسبی محسوب نمی‌شود. روش دیگر بمباران نوترونی زباله‌هاست، اما سطح مقطع جذب نوترون در اغلب زباله‌ها کوچک است و در نتیجه شار نوترونی بسیار قوی، مورد نیاز است. اخیرا مکانیزم استحاله لیزری زباله‌ها بسیار مورد توجه محققان قرار گرفته است. در این مکانیزم پرتوهای گامای حاصل از تابش ترمزی یا پراکندگی کامپتون، انرژی لازم جهت تبدیل زباله‌های هسته‌ای به رادیوایزوتوپ‌های پایدار را فراهم می‌کند. در مکانیزم تابش ترمزی، با برخورد پالس لیزر پرشدت باهدف، الکترون‌های نسبیتی تولید خواهند شد و این الکترون‌ها با نفوذ در هدف طی مکانیزم تابش ترمزی، پرتوهای گاما تولید خواهند کرد تا واکنش $^{126}Sn(\gamma,n)^{125}Sn$ رخ دهد. روش دیگر تولید پرتوهای گاما، پراکندگی معکوس کامپتون است. در این مکانیزم، پرتوهای گاما از برهمکنش لیزر با الکترون‌های پرانرژی، تولید می‌شوند تا واکنش $^{126}Sn(\gamma,n)^{125}Sn$ رخ دهد. اولین آزمایش‌ها در این روش در سال ۱۹۷۸ انجام شد که تابش‌های گاما حاصل از برهمکنش لیزر با الکترون-های GeV ۱/۵ در سنکروترون Adone بود[۱].

در این مقاله این دو مکانیزم جهت تولید پرتوهای گاما و استحاله ^{126}Sn که یکی از زباله‌های هسته‌ای خطرناک است، بررسی و مقایسه می‌شوند.

مدل محاسباتی

در مکانیزم تابش ترمزی، پالس لیزر پرشدت پس از برخورد به هدف الکترون‌های نسبیتی تولید می‌کند، توزیع دمایی الکترون‌ها به صورت زیر است [۲]،

$$kT_e(MeV)=0.511\left(\sqrt{1+7.3\times10^{-19}I\lambda^2}-1\right) \qquad (۱)$$

$I(Wcm^{-2})$ شدت و $\lambda(\mu m)$ طول موج لیزر است. این الکترون‌ها تحت مکانیزم تابش ترمزی، فوتون‌های گاما تولید می‌کنند، شکل (۱). طیف این فوتون‌ها توزیع بولتزمنی دارد،

$$n_\gamma=\frac{N_0}{kT_\gamma}\exp(\frac{-E_e}{kT_\gamma}) \qquad (۲)$$

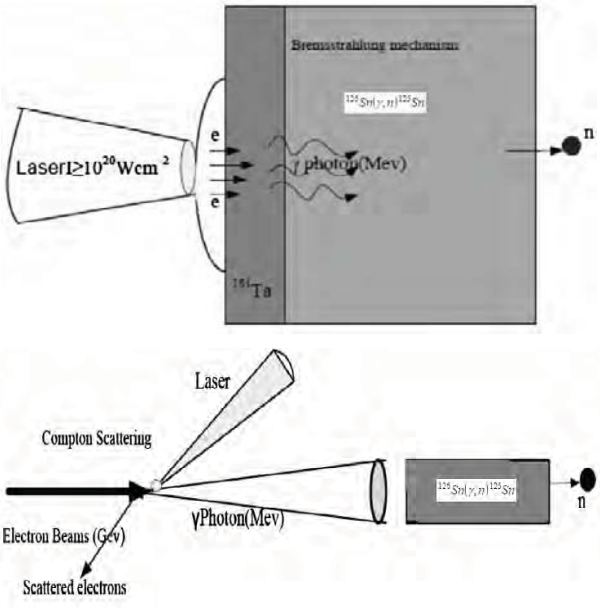
E_e انرژی الکترون است و N_0 ثابت نرمالیزاسیون که توسط داده‌های آزمایشگاهی محاسبه می‌شود، آنچنانکه برای تانتولوم برابر با $۶/۸۸\times۱۰^{۷}$ است.

در روش دوم، پرتوهای گاما توسط پراکندگی معکوس کامپتون تولید خواهند شد. لیزر با الکترون‌های پرانرژی در سنکروترون برخورد می‌کند و تابش گاما تولید می‌شود، شکل (۱).با فرض گستردگی طیف انرژی باریکه الکترون درون سنکروترون، طیف انرژی پرتوهای گاما برابر است با،

$$n_\gamma=\frac{N_\gamma}{\sigma_t}\int\frac{d\sigma}{dE_\gamma}\frac{1}{\sqrt{2\pi}\delta_E}\exp(\frac{-(E_e-E_0)^2}{2\delta_E^2})dE_e \qquad (۳)$$

E_γ انرژی پرتوی گاما و N_γ تعداد کل فوتون‌های گامای تولیدی از پراکندگی کامپتون در هر ثانیه است که به صورت $N_\gamma=PI_eL$ تعریف می‌شود، جایی‌که P، I_e و L به ترتیب توان لیزر، جریان باریکه الکترونی و درخشندگی پرتوهای گامای تولیدی است. E_0 و δ_E به ترتیب نشان دهنده انرژی مرکزی و پهنای انرژیباریکه الکترونی در سنکروترون هستند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۱: واکنش $^{126}Sn(\gamma,n)^{125}Sn$ با استفاده از پرتوهای گامای حاصل از تابش ترمزی(شکل بالا) و پراکندگی معکوس کامپتون(شکل پایین)

با داشتن طیف انرژی گامای حاصل از هر یک از دو مکانیزم، تعداد واکنش‌های (γ,n) با کمک سطح مقطع واکنش، $\sigma(E_\gamma)$ قابل محاسبه است[۳]،

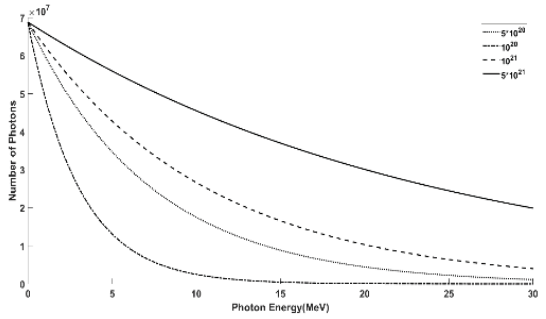
$$\sigma(E_\gamma)=\sigma_{Max}\left(4\left(\frac{E_{Max}-E_\gamma}{\Gamma}\right)^2+1\right)^{-1} \qquad (۴)$$

$$N=n_{tar}d_{tar}\int_{E_{thr}}^{E_{up}}\sigma(E_\gamma)n_\gamma\,dE_\gamma \qquad (۵)$$

σ_{Max} سطح مقطع در E_{Max} و Γ پهنا را نشان می‌دهند و n_{tar} و d_{tar} به ترتیب چگالی و ضخامت ^{126}Sn هستند و E_{up} حد بالای انرژی که برای هر واکنش مقداری خاص است و E_{thr} انرژی آستانه برای شروع واکنش را نشان می‌دهند.

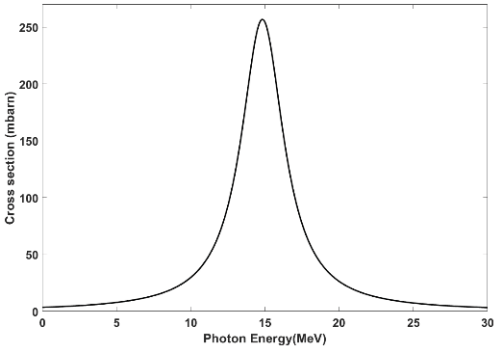
نتایج

در مکانیزم تابش ترمزی، الکترون‌های نسبیتی در برخورد پالس لیزر با نرخ تکرار ۱۰Hz و طول موج ۸۰۰nm با هدف تانتولوم با ضخامت ۱/۸۸mm و چگالی اتمی $5/54\times10^{23}cm^{-3}$ تولید می‌شوند. این ضخامت با توجه به شبیه سازی‌های Monte Carlo مقدار بهینه‌ای برای داشتن بیشترین تابش ترمزی است. زباله ^{126}Sn با ضخامت ۱cm و چگالی اتمی $3/71\times10^{22}cm^{-3}$ بلافاصله پس از تانتولوم قرار می‌گیرد. شکل(۲) طیف پرتوهای گامای حاصل را برای چهار شدت، $10^{21}Wcm^{-2}$، $5\times10^{21}Wcm^{-2}$، $10^{22}Wcm^{-2}$، $5\times10^{22}Wcm^{-2}$ نشان می‌دهد.



شکل ۲: طیف پرتوی گامای حاصل از لیزرها با شدت، $10^{21}Wcm^{-2}$(نقطه-خط‌چین)، $5\times10^{21}Wcm^{-2}$(نقطه‌چین)، $10^{22}Wcm^{-2}$(خط‌چین)، $5\times10^{22}Wcm^{-2}$(خط‌ممتد).

شکل(۳)سطح مقطع واکنش برای ^{126}Sn را نشان می‌دهد. در شکل دیده می‌شود که سطح مقطع واکنش زمانی که انرژی پرتو گاما ۱۵MeV است، بیشینه خواهد بود.



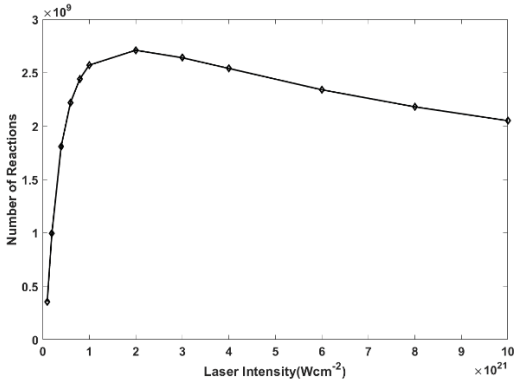
شکل ۳: سطح مقطع واکنش $^{126}Sn(\gamma,n)^{125}Sn$

با مقایسه شکل (۲) و (۳) مشاهده می‌شود که با افزایش شدت لیزر، میزان همپوشانی دو شکل کاهش می‌یابد. بنابراین در شدت‌های بسیار بالا این همپوشانی وجود نخواهد داشت. پس برای انجام واکنش مقدار بهینه‌ای برای شدت لیزر قابل تعریف است وتعداد واکنش‌های $^{126}Sn(\gamma,n)^{125}Sn$ به شدت لیزر وابسته است. همچنین

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

تعداد واکنش‌ها به فرکانس لیزر و مدت زمان تابش نیز بستگی خواهد داشت. حال تعداد واکنش‌ها به صورت تابعی از شدت لیزر با فرض تاباندن لیزر با فرکانس ۱۰ Hz به مدت یک ساعت به هدف تانتولوم محاسبه می‌شود، شکل (۴).

از شکل دیده می‌شود که با افزایش شدت لیزر تعداد واکنش‌ها افزایش می‌یابد. اما در شدت‌های بیشتر از Wcm^{-2} ۲×۱۰^{۲۱۲} تعداد واکنش‌ها کاهش می‌یابد. بنابراین این شدت، یک مقدار بهینه برای داشتن بیشترین تعداد واکنش‌هاست.



شکل۴: تعداد واکنش‌های $^{126}Sn(\gamma,n)^{125}Sn$ به صورت تابعی از شدت لیزر

در ادامه با فرض داده‌های آزمایشگاهی سنکروترون، تعداد واکنش‌های $^{126}Sn(\gamma,n)^{125}Sn$ توسط مکانیزم دوم استحاله محاسبه می‌شود. بر اساس داده‌های آزمایشگاهی گزارش شده، پارامترهای چند چیدمان آزمایشگاهی، GRAAL،LADON ، ELFE، LEGS و SLEGS به منظور داشتن بیشترین شدت گامای حاصل از پراکندگی کامپتون بررسی می‌شوند. با توجه به اینکه هرچه جریان الکترونی بزرگتر باشد، طیف پرتوی گامای پرانرژی‌تری تولید خواهد شد، چیدمان SLEGS انتخاب می‌شود. با فرض تابشلیزر CO_2 با توان ۱۰۰ W به باریکه الکترونی باانرژی ۳/۵GeV و جریان ۳/۸ A و درخشندگی $A^{-1}W^{-1}s^{-1}$ $۶/۵\times۱۰^{۲۱}$، تعداد فوتون‌های گاما برابر با $۱/۹۵\times۱۰^{۹}s^{-1}$ خواهد شد. با توجه به این داده‌ها، سطح مقطع کل برابر با ۶۶۰/۵۸mb خواهد شد.پس تعداد واکنش‌های $^{126}Sn(\gamma,n)^{125}Sn$ برابر با $۹/۸۳\times۱۰^{۹}$خواهد بود.

تعداد واکنش‌های حاصل تابش کامپتون، بیشتر از ۲۷ برابر تعداد واکنش‌های تابش ترمزی، $۳/۵۵\times۱۰^{۸}$ است. علت این تفاوت این است که طیف گامای حاصل از پراکندگی معکوس کامپتون برای فوتون‌های گاما با انرژی صفر تا ۲۷MeV تقریبا مقدار ثابت است. در حالیکه طیف گامای تابش ترمزی در فوتون‌های گاما با انرژی کم، بیشینه است و با افزایش انرژی فوتون‌های گاما، تعداد فوتون‌ها به سرعت کاهش می‌یابد.

نتیجه‌گیری

دراین کار، استحاله ^{125}Snبا استفاده از تابش‌های گامای حاصل از تابش ترمزی الکترون‌ها و پراکندگی معکوس تابشی محاسبه و مقایسه شدند. تعداد واکنش‌ها در مکانیزم تابش ترمزی، به شدت و فرکانس لیزر بستگی دارد، اما شدتی برای داشتن بهینه تعداد واکنش‌ها مشخص شد. همچنین با انتخاب چیدمانی با تولید بیشترین شار گاما، تعداد واکنش‌ها توسط مکانیزم دوم محاسبه شد. از نتایج مشاهده شد که تعداد واکنش‌ها در روش دوم بیشتر است. برای رسیدن به این تعداد واکنش با روش اول باید شدت و فرکانس لیزری که به هدف تابیده می‌شود، افزایش یابد.

مرجع‌ها

[1] L.Casano, A. Marino, G.Matone, M.Roccella, C.Schaerf, A.Tranquilli,“Productionof a beam of polarized and monochromatic rays by compton scattering of laserlight against high energy electrons”, Laser Unconventional Optics, 3,pp.55,1975.

[2]SC. Wilks, WL.Krurer, M.Tabak, AB.Langton, Absorption of ultra-intense laserpulses. Phys Rev Lett. 69, pp.1383,1992.

[3] McCallagh CM, Stells ML, Chrien RE. Dipole radiative strength functionalresonance neutron capture. Phys. Rev. C, 1981, pp.23,1394.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۸۹-۱۰-A

طراحی و شبیه‌سازی لیزر تپی Nd:YAG بوسیله دمش دیودی با توان خروجی ۵ ژول

عباس ملکی[۱]، لاله رحیمی نژاد[۱]،حامد ابراهیمی[۱]

[۱]دانشگاه صنعتی مالک اشتر –پژوهشکده علوم و فنآوری اپتیک ولیزر، شاهین شهر، اصفهان

چکیده–در این مقاله، به طراحی لیزر پالسی Nd:YAG با هندسه‌ی تیغه‌ای بر مبنای ساختار نوسانگر–تقویت کننده پرداخته شده است. جهت کاهش اثرات حرارتی و در نتیجه افزایش کیفیت پرتو خروجی لیزر، از هندسه ی تیغه‌ای در طبقات تقویت کننده استفاده شده است. با استفاده از معادله‌ی فرانتز–نودویک تقویت انرژی در هندسه‌ی تیغه‌ای، تقویت کننده محاسبه شده است. در طبقات تقویت کننده از دو طبقه تقویت کننده با ابعاد ۷×۳۵×۱۳۸.۵میلی متر استفاده شده است. به ازای انرژی ورودی۲۰ mJ و توان دمشی ۴J در هر طبقه تقویت کننده، اترژی خروجی 5J بدست آمد.

Design and Simulation Diode -Pumped pulsed Nd:YAG laser with 5j output power

A.Maleki*[1],L.rahimi-nejad1,H.Ebrahimi[1]

[1] Optic&Laser Science& Technology Research Center ,Malek-ashtar University of Technology, ShahinShahr,Iran

Abstract- In this paper, Nd:YAG pulsed laser design with Slab geometry based on MOPA structure is discussed. To Reduce the Thermal effects and increase the quality of the laser output beam, Slab geometryis used in amplifier stage.The Energyamplification,has been calculated in slab geometry with Franz-Nodvik equation.Inthe amplifier stages ,two stage with dimensions of 138.5×35×7 mm has been used. For 20 mj input energy and 4Jpump power to each amplifier stage,the Output energy was obtained 5J.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

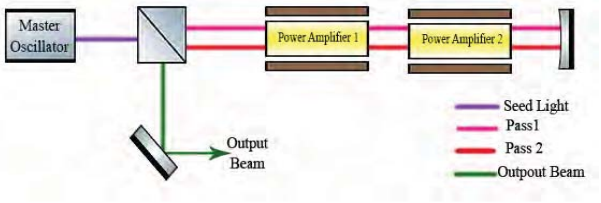
مقدمه

لیزر تپی نئودیمیوم-یاگ با طول‌موج اصلی۱۰۶۴ نانومتر به‌عنوان یکی از پرکاربردترین لیزرها در زمینه‌های مختلف تحقیقاتی، پزشکی، صنعتی و نظامی محسوب می شود. لیزر با نرخ تکرار بالا در سامانه‌های فاصله‌یابی، ضدحساسه‌های لیزری، سنجش از راه دور و طیف سنجی لیزری مورد استفاده قرار گرفته است [۱-۳]. دستیابی به توان و نرخ تکرار بالا از پارامترهای مهم به منظور افزایش کاربرد این نوع لیزرها می باشد. افزایش توان باعث ایجاد برخی مشکلات در نحوه عملکرد صحیح سیستم از قبیل افت انرژی و کاهش کیفیت پرتو می شود. از عوامل افت انرژی لیزر اثرات مخرب حرارتی از جمله عدسی گرمایی[۱] و دوشکستی القایی[۲] است که با افزایش توان دمشی گرادیان گرمایی ایجاد می‌شوند و باعث تولید عدسی گرمایی می‌شود در نتیجه انرژی خروجی لیزر نیز دچار افت شدیدی می شود که برای مقابله با این اثرات ساختار هندسه‌ی تیغه‌ای با مسیر زیگ-زاگ ارائه گردیده است[۳].

هدف این تحقیق دانش شبیه‌سازی و طراحی لیزر پرتوان Nd:YAG با ساختار نوسانگر-تقویت کننده با هندسه¬ی تیغه‌ای، به‌منظور دستیابی به پرتو لیزری با انرژی ۵ ژول در پهنای زمانی ۱۰ نانوثانیه است.

ساختار MOPA

در لیزرهای حالت‌جامد پرتوان[۳]، هندسه محیط فعال لیزری در استخراج انرژی لیزر نقش اساسی دارد. جهت تولید پرتو لیزری با انرژی بالا، معمولاً از ساختار نوسانگر-تقویت‌کننده‌ها (MOPA) استفاده می‌گردد.در این نوع لیزرها، در طبقه نوسانگر از هندسه میله‌ای (استوانه‌ای) استفاده می‌شود و در طبقات تقویت‌کننده بسته به نوع دمش، میزان انرژی خروجی و هم‌چنین نرخ تکرار تپ لیزر می‌توان از هندسه استوانه‌ای، تیغه‌ای یا دیسکی استفاده نمود. در این ساختار ابتدا یک پرتو لیزری با انرژی و توان پایین در طبقه‌ی نوسانگر تولید می‌شود و این پرتو پس از عبور از طبقات تقویت‌کننده‌ها (یک‌بار عبور ویا بیشتر) تقویت‌شده و انرژی ذخیره‌شده در طبقات تقویت‌کننده را استخراج می‌نماید. در شکل(۱) طرح‌واره‌ی ساختار نوسانگر-تقویت‌کننده مشاهده می‌گردد.



شکل(۱) : طرح‌واره‌ی ساختار نوسانگر تقویت‌کننده دوبارعبور نشان داده شده است.

در این تحقیق جهت تصحیح اثرات حرارتی ناشی از دمش، از هندسه تیغه‌ای، در طبقات تقویت‌کننده لیزر استفاده خواهد شد. با توجه به مسیر زیگ- زاگی پرتو[۴] درون هندسه تیغه‌ای، پرتو عبوری تحت تأثیر گرادیان دمایی متوسطی قرار می‌گیرد؛ بدین مفهوم که پرتو از مکان‌های گرم و سرد عبور می‌کند، درنتیجه اثرات حرارتی از جمله عدسی گرمایی[۵] و دو شکستگی[۶] القایی تأثیر کمی روی کیفیت پرتو عبوری خواهد داشت [۲، ۳].

علی‌رغم داشتن مزایای فراوان، در لیزرهای تیغه‌ای نسبت به لیزرهای استوانه‌ای شکل، می‌توان به هزینه بالای طراحی و ساخت چنین لیزری اشاره کرد.

شبیه سازی با نرم افزار متلب

در این تحقیق دمش هندسه تیغه‌ای با دیود لیزرهای یکپارچه‌ی پرانرژی از دو طرف تیغه (سطوح بالا و پایین تیغه) انجام می‌شود. یکی از راهکارهای کاهش اثرات حرارتی استفاده از هندسه‌ی تیغه‌ای بجای هندسه‌ی میله‌ای است که می‌توان با تحلیل حرارتی توسط نرم‌افزارهای حرارتی این مقایسه را انجام داد و بهترین حالت را انتخاب نمود. یکی دیگر از مسائلی که باید در نظر گرفت تعداد طبقات ، ابعاد تیغه‌ها، انرژی مورد نیاز دمش و محاسبات مربوط به استخراج انرژی و نهایتاً محاسبه‌ی بازده‌ی استخراج انرژی خروجی لیزری است. طبق رابطه‌ی فرانتز- اگلستون محاسبه‌ی بازده خروجی طبقات تقویت‌کننده و انرژی خروجی از

1-Thermallensing
2-Birefringence
۱-High Power Solid State Laser (HPSSL)

۲-Zig-Zag ray pass
۳-Thermal Focuing
۴-Birefringence

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

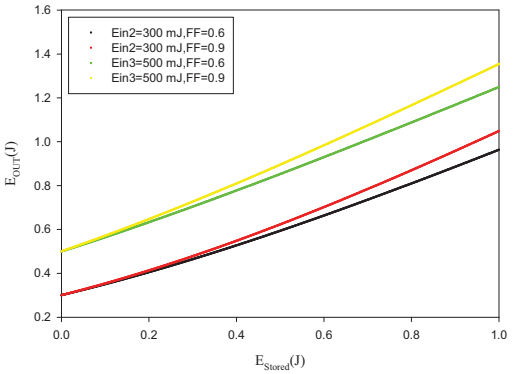
طبقات تقویت‌کننده انجام می‌شود[۳].

$$E_{OUT} = AF_{sat}\cos\theta\, f(2-f)\ln\left[1+\left\{exp\left(\frac{E_{in}}{AF_{sat}\cos\theta}\right).\frac{1}{(2-f)}-1\right\}\times exp\left(\frac{E_{stored}}{AF_{sat}\cos\theta}\right)\right] \quad (1)$$

که در آن f عامل پرشدگی تیغه، F_{sat} شار اشباع محیط تقویت‌کننده، A سطح مقطع تیغه، θ زاویه بازتاب داخلی از سطح تیغه، E_{in} انرژی ورودی به تیغه، E_{stored} انرژی ذخیره‌شده در تیغه می‌باشد.

شبیه سازی انرژی خروجی بر حسب انرژی ذخیره شده

در این تحقیق انرژی خروجی برحسب انرژی ورودی به تقویت‌کننده در دو بار عبور مورد تحلیل قرار گرفته شده، و با ثابت گرفتن متغیرهای دیگر، و قرار دادن انرژی ورودی، تقویت انرژی خروجی نسبت به انرژی ذخیره‌شده در تیغه موردبررسی قرار می‌گیرد. طبق بررسی های صورت گرفته در انرژی ورودی پایین، رشد انرژی خروجی برحسب انرژی ورودی به‌صورت غیرخطی و با سرعت بیشتری همراه است و از طرفی افزایش انرژی خروجی به‌صورت خطی و غیرخطی به عامل پرشدگی بستگی ندارد و مطابق شکل (۲) در هر دو عامل پرشدگی۰.۶ و ۰.۹، از انرژی ورودی ۳۰۰ میلی ژول به بعد رشد انرژی تمایل به خطی شدن پیدا می‌کند.با توجه به این بررسی میزان انرژی ورودی کمتر از ۳۰۰ میلی ژول به تقویت کننده قابل بول بوده و هر قدر انرژی ورودی از نوسانگر جهت رسیدن به توان خروجی مورد نظر کمتر باشد، هزینه و ادوات کمتری در قسمت پیش تقویت مورد نیاز است.

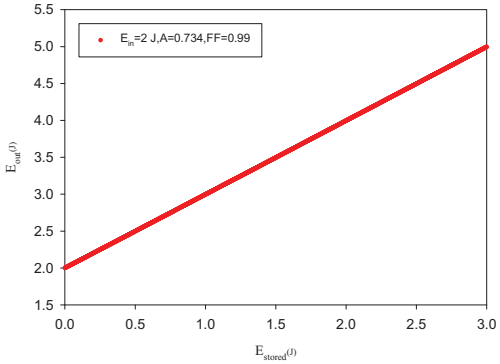


شکل (۲): رفتار انرژی خروجی نسبت به ذخیرهشده در تقویت‌کننده با سطح مقطع۰.۷۳۴ و پرشدگی۰.۶و۰.۹برای دو انرژی بهینه ۳۰۰ و ۵۰۰ میلی ژول

تعداد طبقات تقویت جهت رسیدن به انرژی ۵ ژول

با افزایش انرژی ورودیبه تقویت کننده می‌خواهیم ببینیم انرژی ورودی چه تغییری درروند تقویت، انرژی خروجی نسبت به انرژی ذخیره‌شده در محیط تقویت‌کننده پیش خواهد گرفت.

همان‌طور که با مقایسه نمودار شکل (۳)می‌بینیم با افزایش انرژی ورودی به تقویت‌کننده، رشد انرژی خروجی از تقویت‌کننده بیشتر است. در واقع انرژی ذخیره‌شده در محیط تقویت‌کننده، از طریق دمش در یک بازه ثابت در نظر گرفته شده است، و با افزایش انرژی ورودی، پرتو بهتر می‌تواند انرژی ذخیره‌شده در محیط تقویت‌کننده را جمع‌آوری کند و به روند رشد خودش ادامه دهد؛ این رشد در محیط تقویت‌کننده در توان های ورودی بالا که معمولا در طبقات نهایی رخ می دهد به سمت خطی شدن می‌رود.



شکل (۳): رفتار انرژی خروجی نسبت به انرژی ذخیره‌شده در تقویت‌کننده

به‌عبارتی‌دیگر وقتی انرژی پرتو ورودی زیاد باشد در آن صورت می‌تواند تمام انرژی که در محیط تقویت‌کننده است را برای تقویت خودش استفاده کند. هرقدر میزان ذخیره‌ی انرژی در محیط دمشی بیشتر شود می‌توانیم به خروجی ۵ ژول نزدیک‌تر شویم که این بیشتر به خاطر پرشدگی کاملی بود که در نظر گرفتیم ولی از انجایی که می‌دانیم ماکزیمم انرژی ذخیره شده در محیط تقویت کننده‌ای که در نظر گرفته شده $\eta = ۴۲\%$میزان انرژی پمپ شده توسط منبع پمپ است، پس در خوشبینانه ترین حالت با پمپ ۴ ژول در دو طرف تیغه حداکثر می‌توانیم ۱.۶ ژول در تیغه انرژی ذخیره کرده که انرژی خروجی حداکثری ما از هر تیغه برابر با ۳.۶ ژول در هر طبقه تقویت کننده می‌باشد که با این تفاسیر به حداقل دو طبقه تقویت کننده جهت رسیدن به توان خروجی ۵ ژول نیاز داریم.

همان‌طور که در شکل(۴) و جدول (۱) و(۲) ملاحظه می‌کنیم عبور

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

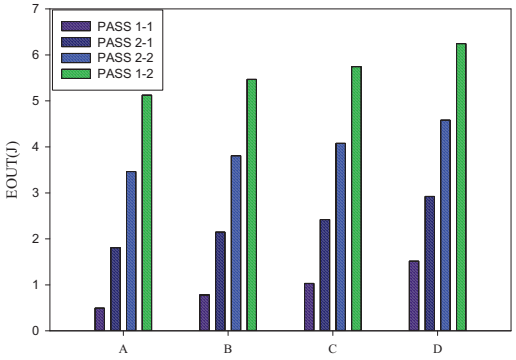
از هر طبقه بصورت زیر نامگذاری شده است:

PASS1-1:انرژی خروجی که در عبور اول از طبقه اول

PASS1-2:انرژی خروجی که در عبور دوم از طبقه اول

PASS2-1:انرژی خروجی که در عبور اول از طبقه دوم

PASS2-2: انرژی خروجی که در عبور دوم از طبقه دوم



شکل ۴ : انرژی خروجی برحسب انرژی ورودی به‌صورت موازی

جدول۱: میزان انرژی اولیه ورودی از نوسانگر به طبقات

شماره نمونه	A	B	C	D
انرژی ورودی	۲۰mJ	۵۰mJ	۱۰۰mJ	۳۰۰mJ

جدول(۲): انرژی ورودی و خروجی به طبقات تقویت کننده MOPA

کمیت	E_{in}	E_O
عنوان	انرژیورودی (mj)	انرژی خروجی(mj)
A-1-1	۰.۰۲	۰.۴۹۵
A-1-2	۰.۴۹۵	۱.۸۰۶۱
A-2-1	۱.۸۰۶۱	۳.۴۶۳۶
A-2-2	۳.۴۶۳۶	۵.۱۲۶۷
B-1-1	۰.۰۵۰	۰.۷۷۷۸
B-1-2	۰.۷۷۷۸	۲.۱۴۷۰
B-2-1	۲.۱۴۷۰	۳.۸۰۷۷
B-2-2	۳.۸۰۷۷	۵.۴۷۰۸
C-1-1	۰.۱۰۰	۱.۰۲۸۸
C-1-2	۱.۰۲۸۸	۲.۴۱۹۸
C-2-1	۲.۴۱۹۸	۴.۰۸۱۷
C-2-2	۴.۰۸۱۷	۵.۷۴۴۹
D-1-1	۰.۳۰۰	۱.۵۱۴۸
D-1-2	۱.۵۱۴۸	۲.۹۲۰۹
D-2-1	۲.۹۲۰۹	۴.۵۸۳۷
D-2-2	۴.۵۸۳۷	۶.۲۴۶۹

با استفاده از نتایج تحلیلی بدست آمده با حداقل دو طبقه تقویت کننده و انرژی ورودی ۲۰ میلی ژول و توان دمشی ۴ ژول به هر طبقه تقویت کننده با ابعاد ۷×۳۵×۱۳۸.۵میلی متر، می توانیم انرژی خروجی معادل ۵.۱۲۶۷ ژول داشته باشیم که با نتایج تجربی بدست آمده در آزمایشگاه تطابق خوبی را دارا می باشد[۴-۵].

نتیجه‌گیری

پایداری انرژی خروجی لیزر با توان خروجی ۵ ژول به عوامل مختلفی از قبیل کیفیت و پایداری انرژی خروجی دیود لیزرها، طراحی و انتخاب ساختار طبقات تقویت کننده بستگی دارد. از این رو در توان های بالا با در نظرگرفتن استانه حداکثر میزان ذخیره سازی پمپ در محیط فعال، به توان خروجی بهینه از هر طبقه از تقویت کننده جهت رسیدن به توان خروجی مورد نظر تعداد طبقات مورد نیاز را مورد ارزیابی قرار دهیم. نتایج نشان داد،که انرژی خروجی لیزر در طبقات پایین بصورت نمایی و با ورود پرتو به طبقات بالا تر بدلیل پرشدگی حداکثری بصورت خطی خواهد بود.لازم به ذکر است که این نتایج با چیدمان تجربی از همپوشانی نسبتا خوبی برخوردار است.

مرجع‌ها

[1] W. Koechner, "*Solid State Laser Engineering*", *Springer,* (2006).
[2] A.D. McAulay, *Military Laser Technology for Defense, Wiley*, New Jersey,(2011).
[3]J. Eggleston, L. Frantz, and H. Injeyan*, Deviation of the frantz-nodvik equation for zig-zag optical path, slab geometry laser amplifiers,* IEEE Journal of Quantum Electronics 25-8 (1989) 1855-1862.
[4] Fan, Zhong-Wei, et al. "*High beam quality 5 J, 200 Hz Nd: YAG laser system.*" Light: Science & Applications 6.3 (2017): e17004-e17004.
[5]Guo, Guangyan, et al. "*Diode-pumped large-aperture Nd: YAG slab amplifier for high energy nanosecond pulse laser*." Optics Communications 400 (2017): 50-54.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران
و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه سیستان و بلوچستان
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۳-۲۳۳۲-۱۰-A

بررسی نحوه اثر گذاری پارامترهای کلیدی دهانه تابش با آرایش مربعی بر توزیع شدت و توان در سبد در ترکیب همدوس باریکه های لیزری

ناصر سیاهوشی، مسلم همدمی، آتوسا سادات عربانیان، رضا مسعودی*

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

n.siahvashi.r@gmail.com, moslem.hamdami@gmail.com, a_arabaninan@sbu.ac.ir, r-massudi@sbu.ac.ir

چکیده –بررسی پارامترهای تاثیر گذار در دهانه تابش امکان دستیابی به باریکه ترکیبی با توان و کیفیت بالا را فراهم می نماید. از جمله مهمترین پارامترها در نحوه چینش هندسی باریکه ها در دهانه تابش، اندازه کمره، فاصله بین باریکه ها و فاکتور فضای خالی در دهانه تابش می باشد. در این پژوهش ترکیب ۳۶ باریکه لیزر فیبری در آرایش پهلو به پهلو با هندسه مربعی بررسی شده است. با در نظر گرفتن فاصله ۲.۵ کیلومتری صفحه مشاهده و با فرض ثابت بودن فاکتور فضای خالی، تاثیر اندازه کمره در دهانه تابش بر توزیع شدت و توان در سبد در صفحه مشاهده بررسی شده است.با افزایش چهار برابری کمره باریکه ها مقدار توان در سبد/ پهنای توزیع شدت، بیش از دو مرتبه افزایش/ کاهش می یابد. همچنین تاثیر اندازه کمره روی توزیع شدت و توان درسبد، به ازای مقادیر مختلف فاکتور فضای خالی۱،۲،۳و۴ نیز شبیه سازی و مشخص شد کهبه ازای فاکتور فضای خالی ۱، اندازه قله شدتی یک مرتبه افزایش و پهنای توزیع شدت ۲ مرتبه کاهش را نسبت به فاکتور فضای خالی ۴ نشان می دهد.

کلید واژه- آرایش مربعی،ترکیب باریکه ها، توان درسبد، توزیع شدت، فاکتور فضای خالی، کمره باریکه، واگرایی

Investigating the effect of key parameters of array aperture with square arrangementon the intensity distribution and power in the bucket,incoherentlaser beam combination

Naser Siahvashi, Moslem Hamdami, Atoosa Sadat Arabanian, Reza Massudi*
Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

Abstract-Investigating effective parameters in the array aperture provides the possibility of achieving a combined beam with high quality and power. The beam waist, the distance between beams in the array aperture, and the vacancy factor are the most important parameters in the geometric arrangement of beams. In this study, a combination of 36 fiber laser beams in a side-by-side arrangement with square geometry is investigated. Considering the location of the observation plane at 2.5 km distance and assuming a constant value for vacancy factor in array aperture, the effect of beams waist sizes in array aperture on far-field intensity distribution and power in the bucket has been investigated. By four times increasing the beam waist, the amount of power in the bucket/intensity distribution width increases/decreases more than two orders of magnitude. Besides, by simulating the intensity distribution and power in the bucket, the effect of beam waist with different vacancy factor values, i.e. 1, 2, 3, and 4, it was found the peak intensity increases an order of magnitude and the intensity distribution width is reduced 2 times for vacancy factor of 1 compared to vacancy factor of 4.

Keywords: squarearrangement, beam combining, power in bucket. Intensity distribution, vacancy factor,beam waist, beam divergence

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

امروزه استفاده از لیزرهای توان بالا در صنایع گوناگون مشهود است و لیزرهای فیبری به دلیل ویژگی های منحصر به فرد نسبت به سایر لیزرها بیشتر مورد توجه قرار گرفته اند[۱]. از آنجا که افزایش توان در این نوع لیزرها، به دلیل ظهور اثرات گرمایی و غیر خطی با مشکل مواجه شده است، ترکیب باریکه های لیزری به منظور دستیابی به توان بالا و نیز غلبه بر این محدودیت ها مورد استفاده قرار گرفته است[۲-۴].روش‌های متعددی برای دستیابی به باریکه ترکیبی با توان وکیفیت بالا انجام شده است که در این میان، نحوه چینش باریکه ها یکی از مهمترین فاکتورها برای رسیدن به این هدف می باشد[۵]. هوو کانگ و همکارانش به بررسی اثرات نوع آرایش در افزایش توان در سبد پرداخته و آرایش های متفاوتی را بکار گرفتند[۶]. جان‌کی و همکارانش به بررسی اثر نوع پروفایل روی عملکرد ترکیب پهلو به پهلوی باریکه های لیزری پرداخته‌اند[۷]. از جمله پارامترهای مهم در چینش باریکه ها در دهانه تابش، نوع آرایش، فاصله بین باریکه ها، اندازه کمره و فاکتور فضای خالی می باشد. در این مقاله تاثیر اندازه کمره باریکه در دهانه تابش، بر ترکیب همدوس باریکه ها با هندسه مربعی بررسی شده است. بررسی ها برای دو حالت مختلف مقادیر یکسان و متفاوت فاکتور فضای خالی در دهانه انجام شده است. برای این منظور توزیع شدت در دهانه تابش و صفحه مشاهده ارائه شده تا بتوان با بررسی پهنای توزیع شدت، مقایسه ای بین آرایش های مختلف ارائه نمود. همچنین با ارائه نمودار توان در سبد، مقدار توان در محل هدف بررسی شده است.

اصول و تئوری

برای محاسبه توزیع شدت حاصل از ترکیب باریکه ها در محل هدف، میدان هر باریکه به صورت زیر در نظر گرفته شده است:

$$E_n(x.y.z) = A_n(x.y.z)\times\exp\left[-ikz + i\text{Æ}_n(x.y.z)\right] \quad (۱)$$

که $A_n(r)$ توزیع دامنه و $\phi_n(r)$ توزیع فاز مربوط به هر باریکه است. توزیع شدت باریکه ترکیبی به صورت زیر داده می شود:

$$I(x.y.z) = \Sigma E_n(x.y.z)\Sigma E_n(x.y.z)^* \quad (۲)$$

برای بررسی کیفیت و توان باریکه ترکیبی از پارامتر توان در سبد (PIB) که به صورت رابطه (۳) است استفاده می شود[۸]:

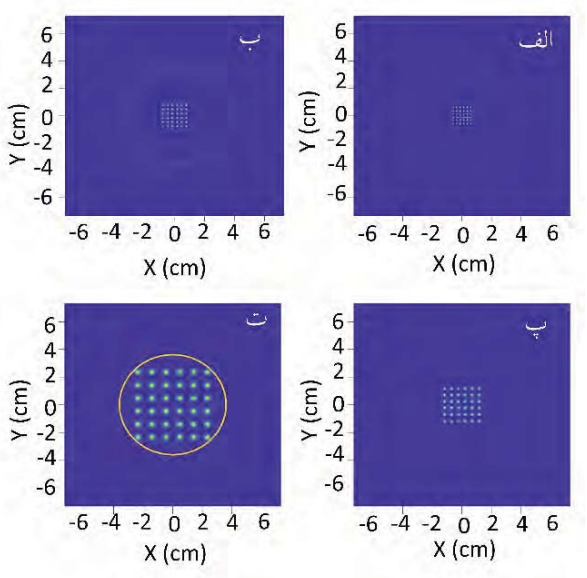
$$P = \int_0^{2\pi}\int_0^{R_B} I(x.y.z)\,dA \quad (۳)$$

در اینجا R_B شعاع سبد و I توزیع شدت در محل هدف است. فاکتور فضای خالی توسط رابطه (۴) محاسبه می گردد [۹]، که w_0 کمره هر باریکه و x کمترین فاصله بین باریکه ها است.

$$V = \frac{x-2w_0}{2w_0} \quad (۴)$$

شبیه سازی و نتایج

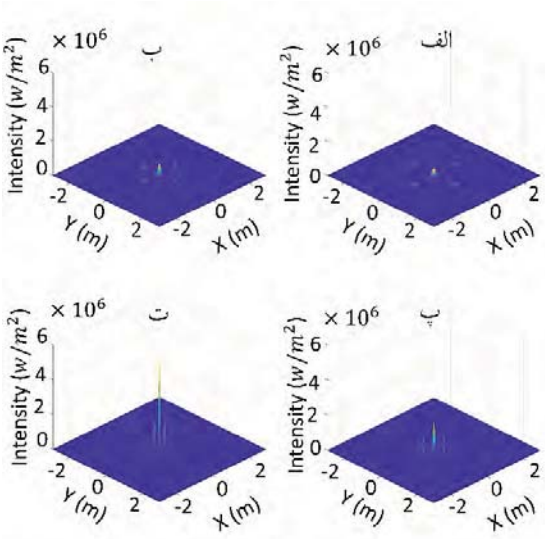
به منظور بررسی تاثیر اندازه کمره باریکه ها در دهانه تابش، در حالت اول، ۳۶ باریکه لیزر ۱ کیلووات در چهار آرایش مربعیبا فرض ثابت بودن فاکتور فضای خالی (V)شبیه سازی شده است.توزیع شدت میدان نزدیک در دهانه تابش در شکل (۱) نشان داده شده است. در اینجا فاصله مرکز تا مرکز باریکه ها ۲ برابر اندازه کمره باریکه ها (V=1) فرض شده است. همچنین در آرایش های (الف-ت) اندازه کمره باریکه ها به ترتیب ۰.۶، ۰.۸، ۱.۲و ۲.۴میلیمتر می باشد. مطابق شکل، باریکه ها در دهانه تابش هیچ همپوشانی و تداخلی ندارند.



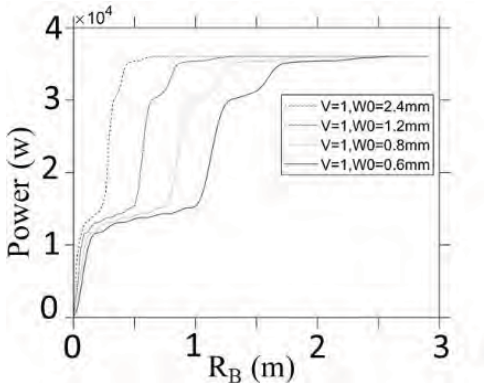
شکل ۱: توزیع شدت میدان نزدیک برای آرایش مربعی با اندازه کمره
الف:۰.۶ ب: ۰.۸ پ: ۱.۲ ت: ۲.۴ میلیمتر

شکل (۲) توزیع شدت حاصل از ترکیب برای این چهار آرایش رادر فاصله ۲.۵ کیلومتری نشان می دهد. توزیع شدت باریکه ترکیبی دارای یک قله مرکزی بلند و تعدادی قله کوچکتر کناری می باشد. این قله ها ناشی از تداخل سازنده باریکه ها و فضای خالی اطراف قله مرکزی نیز ناشی از تداخل ویرانگر آن ها است. برای آرایش با اندازه کمره های ۰.۶ و ۰.۸ و ۱.۲ و ۲.۴ میلیمتر (شکل های الف-ت) پهنای توزیع شدت رو به کاهش و قله شدتی رو به افزایش است. مقایسه توزیع شدت ها نشان می دهد کهاندازه قله شدت و پهنای آن در آرایش شکل ت به ترتیب حداقل یک مرتبه بزرگتر و دو مرتبه کوچکتر از شکل الف است.

در ادامه، تغییرات توان باریکه ترکیبی بر حسب تغییرات شعاع سبد برای آرایش ها با اندازه کمره های ۰.۶ و ۰.۸ و ۱.۲ و ۲.۴ میلیمتر در شکل (۳) رسم شده است.



شکل ۲: توزیع شدت میدان دور برای ترکیب همدوس آرایش های مربعی با اندازه کمره الف:۰.۶ ،ب: ۰.۸ ،پ: ۱.۲ ت: ۲.۴ میلیمتر



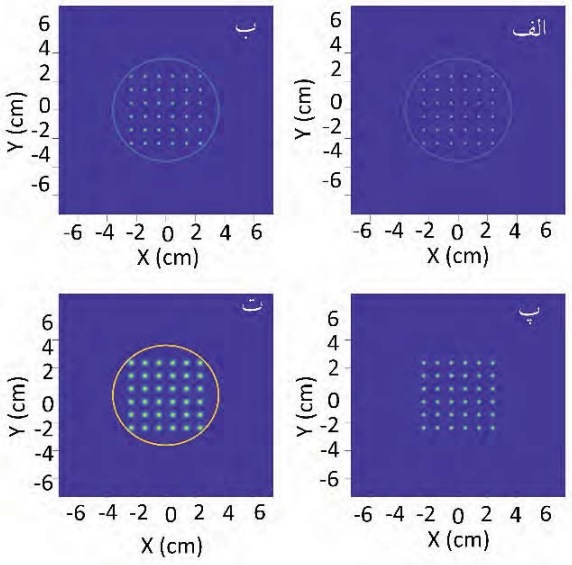
شکل۳: تغییرات توان بر حسب شعاع سبد برای آرایش مربعی با اندازه کمره ۰.۶ و ۰.۸ و ۱.۲ و ۲.۴ میلیمتر

با توجه به شکل، با افزایش شعاع سبد ابتدا یک افزایش توان با شیب زیاد ناشی از قله مرکزی، سپس ثابت ماندن توان به علت ناحیه تهی از توان و مجدداً افزایش توان ناشی از قله های کناری مشاهده می شود. شروع ناحیه تخت و ناحیه افزایش مجدد توان (حالت پله در شکل) برای نمودار خط چین، در شعاع بسیار کمتری نسبت به سایر نمودار ها رخ می دهد و این بیانگر توزیع شدت با پهنای کمتر در آرایش با کمره ۲.۴ میلیمتر در مقایسه با سایر آرایش ها است.مقدار توان در سبد به ازای سه شعاع سبد ۵، ۱۰ و ۲۰ سانتیمتر در جدول ۱ آمده است. همانطور که نتایج نشان میدهد، برای آرایش مربعی با مقدار ثابت فاکتور فضای خالی، با افزایش اندازه کمره، مقدار توان در سبد نیز افزایش می یابد، به گونه ای که برای کمره ۲.۴ میلیمتر مقدار توان در سبد برای شعاع سبد ۵ سانتیمتر یک مرتبه بزرگتر از اندازه کمره ۰.۶ میلیمتر است.

جدول ۱: مقدار توان در سبد برای سه شعاع سبد و برای آرایش با اندازه کمره۰.۶ و ۰.۸ و ۱.۲ و ۲.۴ میلیمتر

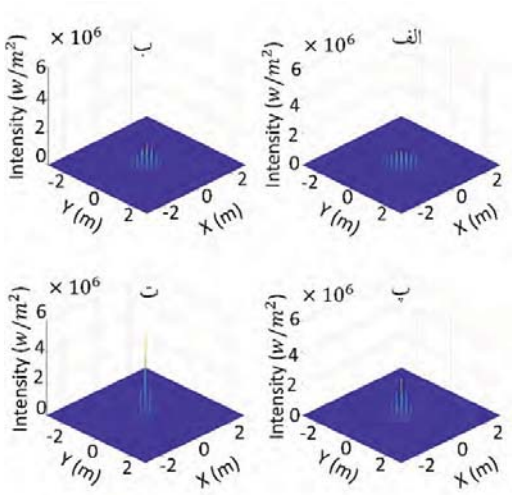
اندازه کمره(mm)	PIB (w) R_B= ۵ cm	PIB (w)cm R_B= ۱۰	PIB (w) R_B= ۲۰ cm
۰.۶	۲۷۹۲	۷۹۷۷	۱۱۶۵۸
۰.۸	۴۴۷۴	۱۰۳۳۱	۱۲۰۸۱
۱.۲	۷۹۹۲	۱۱۶۰۳	۱۳۰۶۹
۲.۴	۱۰۷۸۶	۱۲۹۴۷	۱۴۳۶۳

در حالت دوم، به بررسی تاثیر کمره باریکه با متفاوت در نظر گرفتن مقدارفاکتور فضای خالی پرداخته میشود. شکل ۴ توزیع شدت میدان نزدیک آرایش مربعی با اندازه دهانه تابشی ۷.۳ cm و مقادیر فاکتور فضای خالی الف:v=1 ،ب: v=2 ،پ: v=3و ت:v=4 را نشان می دهد. در آرایش های (الف-ت) اندازه کمره باریکه ها به ترتیب۲.۴ و ۱.۶ و ۱.۲ و ۰.۹ می باشد. همانطور که از شکل مشخص است، باریکه ها در دهانه تابش هیچ همپوشانی و تداخلی با یکدیگر ندارند.



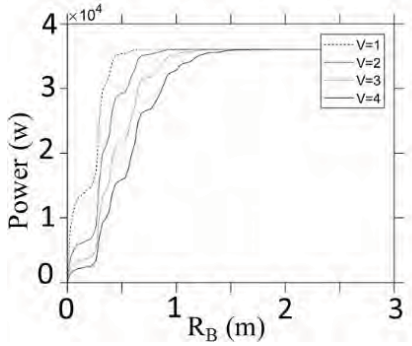
شکل ۴: توزیع شدت میدان نزدیک برای آرایش مربعی با مقدار فاکتور فضای خالی الف:۴، ب:۳، پ:۲ ، ت:۱

شکل (۵) توزیع شدت این چهار آرایش را نشان می دهد. بطوریکه در اینجا نیز باریکه ترکیبی دارای یک قله مرکزی بلند و تعدادی قله کوچکتر کناری می باشد. مقایسه توزیع شدت ها با فاکتورهای فضای خالی ۴، ۳، ۲ و ۱ به ترتیب در شکل های (الف-ت) نشان می دهد که پهنای توزیع شدت رو به کاهش و قله شدتی رو به افزایش است. اندازه قله شدت و پهنای آن در توزیع شدت مربوط به فاکتور فضای خالی۱ به ترتیب حداقل یک مرتبه بزرگتر و دو مرتبه کوچکتر از فاکتور فضای خالی ۴ می باشد. همچنین برای فاکتور فضای خالی بزرگتر، توزیع شدت دارای قله های شدتی بیشتری حول قله مرکزی است.



شکل ۵توزیع شدت میدان دور برای ترکیب همدوس آرایش مربعی با مقدار فاکتور فضای خالی الف:۴، ب:۳، پ:۲ ، ت:۱

شکل (۶) تغییرات توان باریکه ترکیبی بر حسب تغییرات شعاع سبد برای آرایش مربعی با مقادیر فاکتور فضای خالی۱،۲،۳،۴ را نشان می دهد.



شکل۶: تغییرات توان بر حسب شعاع سبد برای آرایش مربعی با مقادیر فاکتور فضای خالی ۱،۲،۳،۴

رفتار نمودارها در این شکل مشابه شکل ۳ می باشد. حالت پله ای برای نمودار با فاکتور فضای خالی ۱ تنها یک بار اتفاق می افتد و هرچه مقدار فاکتور فضای خالی بیشتر می شود، تعداد پله ها نیز افزایش می یابد که بیانگر قله های کناری واقع در شعاع های مختلف در توزیع شدت صفحه مشاهده است. همچنین شروع ناحیه تخت و ناحیه افزایش مجدد توان برای فاکتور فضای خالی ۱، در شعاع بسیار کمتری نسبت به سایر نمودار ها رخ می دهد و این بیانگر توزیع شدت قله مرکزی با پهنای کمتر در این آرایش نسبت به سایر آرایش ها است.مقدار توان در سبد به ازای سه شعاع سبد ۵، ۱۰ و ۲۰ سانتیمتر در جدول ۲آمده است. همانطور که از جدول۲ مشخص است، هرچه فاکتور فضای خالی بیشتر باشد، مقدار توان در سبد کاهش می یابد.

جدول ۲: مقدار توان در سبد برای سه شعاع سبد و برای آرایش مربعی با مقادیر فاکتور فضای خالی ۱،۲،۳،۴

آرایش هندسی	PIB (w) R_B= ۵ cm	PIB (w)cm R_B= ۱۰	PIB (w) R_B= ۲۰ cm
V=1	10786	12947	14363
V=2	4816	5805	6561
V=3	2713	3276	3730
V=4	1737	2099	2400

نتیجه‌گیری

در ترکیب همدوس باریکه ها، تاثیر اندازه کمره باریکه، فاصله بین باریکه ها و نیز فاکتور فضای خالی از مهمترین پارامترها در نحوه چینش هندسی باریکه ها در دهانه تابش می باشد. با فرض ثابت بودن فاکتور فضای خالی، برای آرایش مربعی، تاثیر اندازه کمره ها بر توزیع شدت و توان در سبد بررسی و نتایج نشانداد که با افزایش کمره باریکه ها مقدار توان در سبد افزایش و نیز پهنای توزیع شده کاهش می یابد. همچنین با بررسی مقادیر فاکتور فضای خالی مختلف، مشخص شد که هرچه مقدار فاکتور فضای خالی کم تر باشد، اندازه قله شدت افزایش و پهنای توزیع شدت کاهش می یابد. مقایسه نمودار توان در سبد، نشان می دهد که، با کاهش مقدار فاکتور فضای خالی، مقدار توان در سبد افزایش و با افزایش فاکتور فضای خالی، توزیع شدت دارای قله های کناری بیشتری حول قله مرکزی بوده که این قله ها در نمودار توان در سبد به صورت پله های متوالی نمایان می‌گردد.

مرجع‌ها

[1] Augst SJ, Fan TY, Antonio S. Coherent beam combining and phase noise measurements of ytterbium fiber amplifiers. Opt Lett 2004;29,474-6.s

[2] J. M. Stuart, *et al.*, "100-kw coherently combined nd:Yag mopa laser array," *Frontiers in Optics/Laser Science*, 2009.

[3] Z. Liu, et al "Coherent beam combining of high power fiber lasers: Progress andprospect," Science China Technological Sciences, vol. 56, no. 7, pp. 1597–1606, 2013.

[4] N. R. Van et al "Comparison of coherent and incoherent laser beam combination for tactical engagements," Optical Engineering, vol. 51, no. 10, pp. 104301–104301,2012.

[5]سیاهوشی، همدمی، عربانیان و مسعودی،" تاثیر نحوه توزیع باریکه ها در میدان نزدیک بر توزیع شدت و توان در سبد در میدان دور در ترکیب همدوس و ناهمدوس باریکه های لیزری" کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران.۲۶، ۷۲۸-۷۲۵، ۱۳۹۸

[6] L. Hou-Kang, et al., "The improved power of the centrallobe in the beam combination and high power output," Chinese Physics Letters,vol. 29, no. 4, p. 044204, 2012

[7] Jan K. et al .Effect of beam profile and partial coherence on coherent beam combiningperformance.Optics Communications 442 (2019) 40–45.

[8] A. E. Siegman, "How to measure laser beam quality," in Diode Pumped Solid State Lasers: Applications and Issues, p. MQ1, Optical Society of America,1998

[9] P. Zhou, Z. et al, "Numerical analysis of the effects of aberrations on coherently combined fiber laser beams," Applied optics, vol. 47, no. 18, pp. 3350–3359, 2008.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین
کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۶۹۴-۱۰-A

طراحی و شبیه سازی لیزر پیوسته پرتوان Nd:YAG با هندسه تیغه‌ای شکل

جواد صالحی نظام آبادی[۱]، عباس ملکی[۲]، حسن عبادیان[۳]

[۱و۲و۳] شاهین شهر- دانشگاه صنعتی مالک اشتر- پژوهشکده علوم و فناوری اپتیک و لیزر

salehi.n_javad@yahoo.com[۱]

abbasmaleki56@gmail.com[۲]

mmorebady@gmail.com[۳]

چکیده –دراین مقاله به شبیه سازی تقویت کننده لیزر پیوسته پرتوان Nd:YAG با ساختار تیغه ای دوبار عبور پرداخته شده است. دراین لیزر از ساختار نوسانگر تقویت کننده استفاده شده است.در این از این شبیه سازی با استفاده روش دوبار عبور، توان خروجی از طبقات تقویت کننده از ۲۰۰ به ۱۵۵۸ وات افزایش یافت. ضریب بازده طبقات تقویت کننده در حالت یک بار عبور و دوبار عبور به ترتیب ۲۱ و ۳۰ درصد بدست آمد. بازده تقویت کننده به۳۸درصد رسید. در این چیدمان با شبیه سازی های حرارتی دمش یک سمت و خنک سازی از سمت دیگر توسط نرم افزار LASCAD، نتایج بهینه‌ای بدست آمده است.

کلید واژه- بازده تبدیل، لیزر تیغه ای Nd:YAG و طبقات تقویت کننده

Design and simulation of the high-power continuous Nd:YAG laser with slab geometry

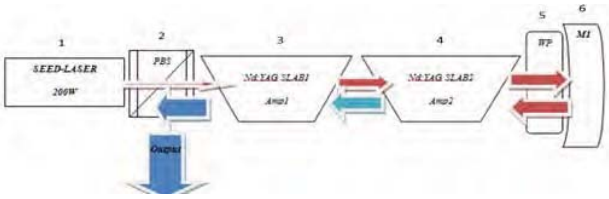
Abstract-Here, anoscillator power amplifier for the high-power continuous Nd:YAG laser is simulated. The output power of oscillator was 200 W, which is considered as the input power of the amplifier stage. Using the double pass configuration, the output power of the amplifier is increased from 200 to 1558 W. The coefficient efficiency of the amplifier stages for the single-pass and double-pass are achieved to 21and 30 percent, respectively.Furthermore,the optical to optical conversion efficiency is achieved 38 percent.The pump is performed on one side and the cooling is performed on the other side of the slab. By thermal simulation of this structure and using the LASCAD software,optimal results is obtained.

Keywords: Amplifier stages Conversion efficiency, Nd:YAG slab laser.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

لیزرهای پیوسته Nd:YAG کاربردهای فراوانی در حوزه های مختلف صنعتی، پزشکی و نظامی دارد[۱و۲]. دستیابی به دانش طراحی چنین لیزرهایی از اهمیت بالایی برخوردار می باشد. در سال‌های اخیر لیزرهای پرتوان Nd:YAG پالسی و پیوسته پرتوان با ساختار میله ای و تیغه ای طراحی و ساخته شده اند. در این مقاله به طراحی و شبیه سازی لیزر پیوسته با ساختار تیغه ای پرداخته شده است. در این تحقیق، شبیه سازی حرارتی توسط نرم افزار LASCAD انجام شده است. همچنین محاسبه توان تقویت شده در طبقات تقویت کننده و نمودارهای توان خروجی برحسب توان نوری دمشی استخراج گردیده است. در توان های دمشی بالا، پدیده ی عدسی گرمایی موجب ایجاد اعوجاج نوری در محیط بهره لیزر می شود. این اثرات موجب کاهش کیفیت پرتو و توان خروجی لیزر می شوند [۵-۳]. برای از بین بردن اثر ذکر شده، در اوایل سال ۱۹۶۹ مارتین و کرنوچ پیشنهاد استفاده از هندسه تیغه ای مسیر مستقیم را ارائه کردند[۶]. آنها همچنین متوجه شدند یک مسیر نوری زیگ زاگ، که بوسیله ی بازتاب کلی داخلی در تیغه ایجاد می شود، می تواند این اثر را کمینه کند[۷]. در این ساختار پرتو ورودی حرکت زیگ زاگی درون هندسه ی تیغه ای انجام می دهد و این امر باعث می شود که پرتو از نواحی گرم و سرد محیط فعال عبور نماید. در نتیجه گرادیان دمایی متوسط کمینه شده و می توان از فاصله ی کانونی آن صرف نظر کرد[۸و۹]. دراین لیزر از هندسه تیغه ای در طبقات تقویت کننده استفاده شده است که درشکل(۱) طرحواره نوسانگر-تقویت کننده (MOPA)[1]دوبار عبور نشان داده شده است. در اینجا عامل پرشدگی تیغه (f)[2] به عنوان یکی از پارامترهای موثر در محاسبه‌ی توان مورد بررسی قرار گرفته است.



شکل ۱ طرحواره ساختار نوسانگر-تقویت کننده دوبار عبور: قسمت های اصلی آن عبارت است از ۱-نوسانگر لیزری ۲-قطبش‌گر ۳و۴- تیغه های Nd:YAG ۵-تیغه چارک موجی ۶- آینه بازتابنده.

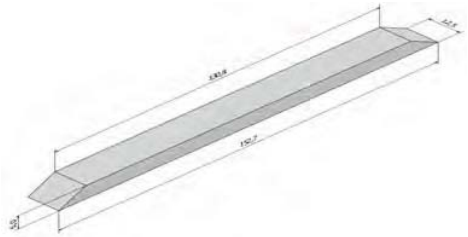
مبانی نظری طبقات تقویت کننده

معادله‌ی مربوط به توان خروجی از رابطه فرانتز-نودویک[۹]به دست می‌آید :

$$P_{out}=\frac{F_{sat}A\cos\theta}{\alpha}f(2-f).\ln\left\{1+\left[\exp\left[\frac{\alpha P_{in}}{F_{sat}A\cos\theta f(2-f)}\right]-1\right].\exp\left[\frac{P_{stored}}{F_{sat}A\cos}\right]\right\} \quad (1)$$

که در آن F_{sat} شار اشباع، A سطح مقطع تیغه، P_{in} توان ورودی از نوسانگر، P_{stored} توان ذخیره شده وθزاویه ی بازتاب کلی از سطح تیغه می باشد. همانطور که مشاهده می شود توان تقویت کننده لیزری با عامل پرشدگی تیغه رابطه دارد [۱۱و۹] که با افزایش این عامل تقویت توان نیز افزایش خواهد یافت.

در این تحلیل از تیغه ای به شکل (۲) که دارای ضخامت ۶ میلی متر،عرض ۱۲.۵ میلی‌متر، طول ضلع بالایی ذوزنقه ۱۳۰.۸ میلی‌متر، ضلع پایینی ۱۵۲.۷میلی‌متر و زاویه برش ۲۸.۷۲ درجه است، استفاده شده است. زاویه‌ی برش تیغه در زاویه بروستر Nd:YAG تعیین شده است($\theta=\arctan(1/n)$)[۹].



شکل ۲ هندسه ابعاد تیغه در طبقات تقویت کننده لیزر MOPA.

همانطور که اشاره شد، یکی از کمیت های مهم در محاسبه ی انرژی و تعیین تاثیر حرکت زیگ زاگ پرتو در آن، عامل پرشدگی است که برابر با کسری از حجم تیغه است که بوسیله‌ی پرتوی عبوری پرشده است. با توجه به نحوه تابش موازی از رابطهٔ زیر بدست می آید:

[1]Master oscillator of power amplifier
[2]Fill factor

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$$f = \frac{2W_{Bp}\sin\theta_1}{2t\sin\theta_s\sin\theta_2} \quad (۲)$$

که در آن W_{Bp} قطر پرتو فرودی، θ_1 و θ_2 زوایای شکست پرتو و θ_s زاویه برش تیغه است[۱۰].

شبیه سازی

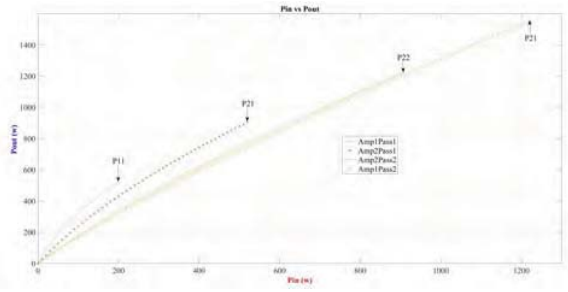
الف: توان خروجی لیزر

با توجه به معادله (۱) و داده های مربوط به آن برای هر طبقه و هر بار عبور، مرحله به مرحله توان خروجی شبیه سازی شده است. در هر طبقه تقویت کننده محیط فعال از یک طرف دمش و از یک طرف خنک سازی می شود. توان دمشی پیوسته در طبقه اول ۱۵۰۰ و در طبقه دوم ۲۰۰۰ وات در نظر گرفته شده است. در جدول (۱) ابتدا توان خروجی از طبقه اول و عبور اول محاسبه گردید و این مقدار به عنوان توان ورودی به طبقه دوم استفاده گردید.

جدول ۱ داده ها و توان خروجی لیزر

طبقه و مرتبه عبور	قطر پرتو (میلی متر)	فاکتور پرشدگی	توان ورودی(وات)	توان خروجی(وات)
Amp1 Pass1	۴	۰.۷۲	۲۰۰	۵۲۱.۷
Amp2 Pass1	۵	۰.۹	۵۲۱.۷	۹۰۷.۷
Amp2 Pass2	۵.۵	۰.۹۵	۹۰۷.۷	۱۲۲۶
Amp1 Pass2	۶	۰.۹۸	۱۲۲۶	۱۵۵۸.۳

در نهایت توان خروجی لیزر به میزان ۱۵۵۸ وات بدست آمد. نتایج شبیه سازی توان خروجی لیزر در نمودار شکل (۳) آورده شده است.



شکل ۳ نمودار تقویت توان خروجی لیزر در طبقات تقویت کننده

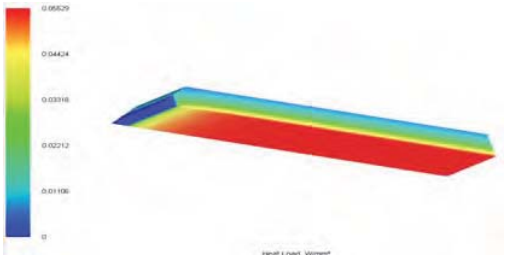
ضریب بازده نوری در هر مرحله عبوری یعنی تک بار عبور و دو بار عبور در جدول(۲) نمایش داده شده است

جدول ۲ ضریب بازده های نوری نوری در طبقات تقویت کننده

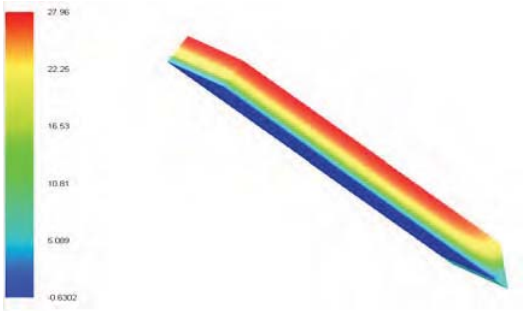
	ضریب بازده نوری به نوری
عبور اول از دو طبقه	٪ ۲۱
عبور دوم از دو طبقه	٪ ۳۰
کل	٪ ۳۸

ب: حرارت بارگذاری شده و فاصله کانونی

یکی از پارامترهای دیگری که در طراحی لیزرهای پرتوان خیلی مهم می باشد، شبیه سازی حرارتی میله یا تیغه است زیرا توان های دمشی بالا نوری موجب ایجاد حرارت بالا در سامانه و تخریب میله یا تیغه می شود. بنابراین با طراحی خنک سازی مناسب اغلب موجب بهره بیشتر از میله یا تیغه می شود زیرا می توان با توان دمشی بالاتری آنها را دمش کردو در نتیجه توان خروجی لیزری بیشتری بدست آورد. در این بخش از نرم افزار LASCAD جهت شبیه سازی حرارتی استفاده گردید. در شکل (۴) میزان حرارت بارگذاری شده در تیغه در حین خنک سازی نشان داده شده است که نشان می دهد بیشترین مقدار آن ۰.۰۵ وات بر میلی متر مربع است که از حد تخریب دمایی تیغه مورد استفاده، ۰.۱ وات بر میلی مربع، بسیار پایین تر است. در شکل (۵) بیشینه اختلاف دمایی ایجاد شده نیز ۲۷ درجه نشان داده است که حد مطلوبی در طراحی لیزرهای توان بالا می باشد.



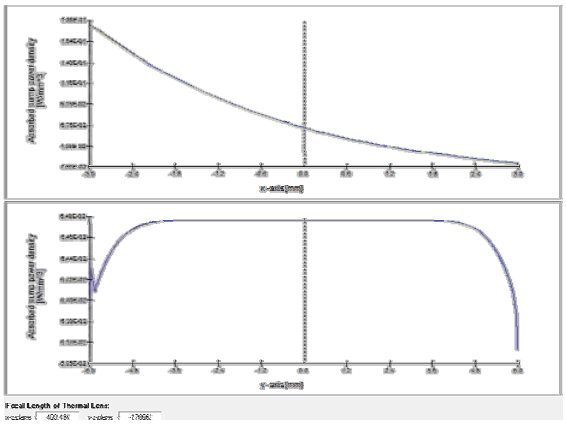
شکل ۴ حرارت بارگذاری شده توسط دمش در طبقات تقویت کننده



شکل ۵ اختلاف دمایی ایجاد شده ناشی از خنک سازی و دمش

یکی دیگر از جنبه های مهم طراحی طبقات تقویت کننده در یک لیزر ایجاد نمایه مناسب دمش در تیغه است تا بتوان نمایه پرتو خروجی مناسبی نیز ایجاد کرد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۶ نمایه دمش شبیه سازی شده در نرم افزار LASCAD

همانطور که در بخش پایینی شکل(۶) نمایش داده شده است نمایه دمش متقارن است. بخش بالایی شکل(۶) نیز نمایانگر دمش یک طرفه می باشد که بخش نزدیک به سمت دمش شده تیغه جذب توان دمشی بیشتری داشته است(سمت چپ نمودار بالایی شکل(۶) سطح جذب توان دمشی بالاتر را نشان می دهد). این نکته قابل ذکر است که به دلیل اینکه بتوان سطح بیشتری از تیغه را خنک سازی نمود تا اثرات گرمایی کاسته شود هندسه یک طرف دمش انتخاب شده و همچنین فاصله کانونی شدگی حرارتی تیغه در حدود ۱۷ متر محاسبه گردید که می توان از اثر نامطلوب آن در طبقات تقویت کننده تیغه ای صرف نظر کرد.

نتایج

با استفاده از دو طبقه تقویت کننده لیزری Nd:YAG تیغه ای به طول ۱۵۲.۷ میلی متری دوبار عبور و همچنین توان نوری ورودی از نوسانگر ۲۰۰ وات، توان دمش نوری ۱۵۰۰ وات در طبقه اول و ۲۰۰۰ وات در طبقه دوم، توان نوری ۱۵۵۸ وات قابل استخراج است. همچنین نتایج شبیه سازی در بخش حرارتی نشان می دهد که در این آرایش می توان از هندسه دمش از یک طرف و خنک سازی از طرف دیگر استفاده نمود تا نتایج مطلوب تری بدست آورد زیرا در این حالت پس از اعمال توان دمشی مورد نظر، نمایه دمش متقارن و حرارت بارگذاری شده در تیغه ها کمتر از حد تخریب و شکستن آنها است. در این طراحی بازده نوری به نوری ۳۸ درصد بدست آمد.

منابع

[1] Ostermeyer M, Kappe P, Menzel R,Wulfmeyer V, *Diode-pumped Nd:YAG master oscillator power amplifier with high pulse energy, exellent beam quality, and frequency-stabilized master oscillator as a basis for a next-generation lidar system*, Appl.Opt.,44(4),582-590(2005).

[2] Y.Kalisky, *The status of high-power lasers and their applications in the battlefield*, Optical Engineering, (2010) 49.

[3] W. Koechner, *Solid State Laser Engineering*, (Springer Series in Optical Sci.). New York: Springer-Verlag, 1976.

[4] J.D.Foster, L.M.Osterink, *Thermal Effects in a Nd:YAG Laser*, journal of applied optics, 41(9): 3663 Agust 1970.

[5] W.Koechner, D.Rice, *Effect of birefringence of lineary polarized Nd:YAG laser*, IEEE journal of Quantum Electronics Vol,QE-6,NO.9,September 1970.

[6] W. S. Martin and J. P. Chernoch, *Multiple internal reflection face pumped laser*, U.S. Patent 3 633 126, 1972.

[7] J. P. Chernoch, W. S. Martin, and J. C. Almasi, *Performance characteristics of a face pumped, face cooled laser, the mini-FPL,* U.S. Air Force Avionics Lab., Wright Patterson Air Force Rase, OH, Tech. Reps. APAL-TR-71-3, 1971.

[8] j. M. Eggleston, t. J. Kane, k. Kuhn, j. Unternahrer and r. L. Byer, member, *the slab geometry laser-part i: theory*, ieee journal of quantum electronics, vol. Qe-20, no. 3, march 1984.

[9] J. M. Eggleston, L. M. Frantz, , H. Injeyan, *Derivation of the Frantz-Nodvik Equation for Zig-Zag Optical Path, Slab Geometry Laser Amplifiers*, IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS. VOL. 25. NO 8. AUGUST 1989.

[۱۰] جواد صالحی نظام آبادی، عباس ملکی، مسعود کاوش تهرانیو محمدحسن مقتدر دیندارلو، محاسبه و مقایسهی عامل پرشدگی لیزرYAG:Nd تیغه ای در تابش عمود و موازی،چهارمین همایش ملی مهندسی اپتیک و لیزرایران-۱۱و۱۲ شهریورماه ۱۳۹۴-دانشگاه صنعتی مالک اشتر.

[11] J. Jeong, S. Cho, and T. Yu, *Numerical extension of Frantz- Nodvik equation for double-pass amplifiers with pulse overlap*, Opt. Express 25, 3946-3953 (2017).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۱۹۹۵-۱۰-A

شبیه‌سازی و بهینه‌سازی لیزر پرتوان Ho:YLF با دمش لیزر فیبری Tm:Fiber

مجید بابایی توسکی[۱] ، عباس ملکی[۲]، عبدالله اسلامی مجد[۲]، حسن عبادیان[۲]

[۱]دانشجوی دکتری فوتونیک دانشگاه صنعتی مالک اشتر - majid2017bt@gmail.com

[۲] هیات علمی دانشگاه صنعتی مالک اشتر، پژوهشکده علوم و فناوری اپتیک و لیزر

چکیده –در این مقاله به شبیه‌سازی لیزر پرتوان Ho:YLF دمیده شده توسط لیزر فیبری Tm:fiber پرداخت شده است. ابتدا بازده جذبی در نظر گرفتن تبهگنی ترازها، برای ساختار دمش یک بار و دوبار عبور دربلور Ho:YLF به طول ۳۰ میلی متر با آلایندگی ۰/۵ درصد محاسبه شده است. مقدار بازده دمش یک بار عبور،۰/۴۳ بدست آمد. با استفاده از نرم افزار LASCAD پارامترهای طراحی مشدد (طول مشدد، شعاع انحنا، آینه‌ها و پارامترهای همپوشانی پرتو) بهینه شد. توان خروجی ۲۰/۸۲ وات در مشدد تخت-کاو با بازده نوری ۳۴ درصد استخراج گردید.

کلید واژه- «بازده جذب»، «لیزر Ho:YLF»، «دمش از انتها»

Simulation and Optimization ofthehigh-powerHo:YLF Laser pumped withTm:Fiber laser

Majid BabaiyTooski*, AbassMaleki,AbdollahEslamiMajd, Hassan Ebadian

*majid2017bt@gmail.com

Abstract-In this paper, the simulation and optimization of high power Ho: YLF Laser pumped with Tm:fiber laser is presented. First, we calculate absorption efficiency for single and double pass end pumped structure by consideration the levels degeneracy.The simulation was done for Ho:YLF crystal of 0.5 at% Ho dopant concentration and the length of 30 mm. The efficiency of end-pumped regime 0.43 is obtained. By using of the LASCAD software, the design parameters of resonator such as;cavity length, radius curvature of mirrors and beam overlap efficiency were optimized. The output power of laser with Plano-Concave resonator 20.82 W is extracted. The optical to optical efficiency 34 % is obtained.

Keywords:absorption efficiency,Ho:YLF laser ,end of pump

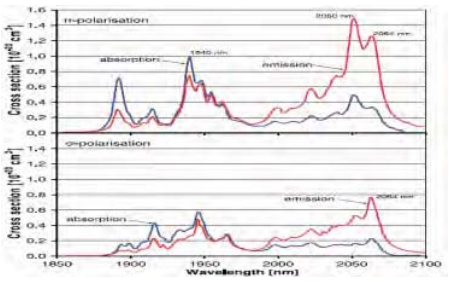
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

لیزرهای ۲ میکرون پر انرژی برای کاربردهای متنوعی شامل جراحی لیزری، برش مواد پلاستیکی، لیدار، بیناب نمایی، سنجش از راه دور و کاربردهای دفاعی جذاب هستند. آنها چشم ایمن و در پنجره عبوردهی اتمسفر عمل می کنند. و بعلاوه در کاربردهای مستقیم، آنها برای دمش نوسانگر پارامترنوری در گستره مادون قرمز میانی مناسب هستند. یک چالش اصلی در این رویکرد توسعه یک منبع دمش ۲ میکرون Q- سوئیچ شده با کیفیت پرتو خوب و دستیابی به توان متوسط بالا می‌باشد[۱].یون $Ho3+$با مواد میزبان فلوئوراید YLF برای تولید لیزر ۲ میکرون پرانرژی در لیزرهای حالت جامد مورد مطالعه قرار گرفته اند، زیرا دارای طول عمر تراز بالایی بلند ($14\ ms$) و سطح مقطع گسیل قابل قبولی است، این پارامترها به طور خیلی زیاد روی توانایی ذخیره‌سازی انرژی در ماده اثر گذار است و دارای اهمیت حیاتی در گسیل لیزر پالسی است. فلوئورایدها معمولاً ناحیه عبورپذیری خیلی وسیع‌تر از اکسیدها دارند از سوی دیگر رسانندگی گرمایی آنها کمتر می‌باشد. به علاوه، عدسی گرمایی خیلی ضعیف روی قطبش σ، حتی در حضور پرتو پرشدت دمش از انتها، استخراج پرتو های محدود به پراش را ممکن می کند [۲]. یک مشخصه دیگر از لیزرهای هولمیوم ۲ میکرون، طبیعت ۳ ترازی سطوح انرژی در آن می‌باشد. این سیستم‌ها دارای جمعیت گرمایی قابل توجهی در تراز پایینی لیزر در دمای اتاق هستند که بطور قابل توجهی آستانه لیزر را افزایش داده و بازدهی خروجی را در عملکرد Q-سوئیچ با انرژی بالا محدود می‌کند[۳]. دمش HO با لیزرهای فیبری $Tm:fiber$ با کیفیت بالا خیلی کارآمد است، زیرا نقص کوانتومی کمی در باند دمش ۱/۹ میکرون دارند و به همپوشانی فضایی خوبی بین پرتو دمش و مد مشدد می توان دست یافت[۴] یک رویکرد بنیادی برای محاسبه بازده جذب و طراحی جمع جور لیزر ۲میکرون برای دمش نوسانگر پارامتریک نوری با بلور$Ho:YAG$ دمش شده با لیزر فیبری $Tm:fiber$ ارائه شد[۵]. عملکرد لیزر در دمای اتاق با مد TEM_{00} در$Ho:YLF$ دمش شده توسط لیزر فیبریTm گزارش شده است بترتیب بازده شیب و بازده نوری به نوری ۶۵و ۵۵ درصد حاصل شده است[۶]و دست‌یابی به سیستم نوسانگر-تقویت کننده جمع‌وجور در یک چیدمان جدید با استفاده از توان دمش غیر قطبیده حاصل شده است[۷-۸].در ساختارهای دمش از انتها به درجه همپوشانی بالایی بین پرتو دمش و مد لیزر، با طراحی بهینه مشدد لیزر و ساختار دمش می توان دست یافت بطوریکه منجر به بازده نوری به نوری، توان خروجی بالا و عملکرد TEM_{00} لیزر شود. در این مقاله، محاسبات ضریب جذب بهینه در بلور $Ho:YLF$ انجام شده است. همچنین با استفاده از نرم‌افزار شبیه‌سازی $LASCAD$، بهینه سازی مشدد برای استخراج توان خروجی بهینه انجام شده است.

محاسبه بازده جذب دمش

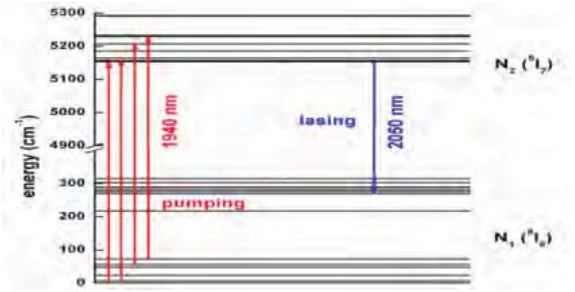
در لیزرهای $Ho:YLF$زمانی که از پرتو دمش با قطبش π استفاده شود، آستانه لیزر کاهش و بازده آن افزایش می-یابد[۶]. سطح مقطع جذب در طول موج ۱۹۴۰ نانومتر نسبتاً پایین بوده و به نوع قطبش وابسته است[۳].به این دلیل یک طراحی مناسب برای دست یابی به جذب کارآمد و آستانه پایین، نیاز است.شکل۱ طیف گسیل و جذب بلور نشان داده شده است. گسیل روی قطبش π قوی‌تر از قطبش σ است، ولی قطبش σ اثر عدسی گرمایی خیلی ضعیف تری از قطبش π دارد[۷].



شکل ۱: سطح مقطع جذب و گسیل[۸]

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

در ساختار ترازهای انرژی بلور *Ho:YLF* مشاهده می‌شود که زیر تراز پایینی دمش(یعنی تراز صفر) دارای تبهگنی ۲ ($g_a = 2$) می‌باشد در حالی که برای زیر تراز بالای دمش، تبهگنی ۱ ($g_b = 1$) است و همچنین برای زیر ترازهای گذار لیزری با طول موج ۲۰۵۰ نانومتر تبهگنی وجود ندارد.



شکل۲: نمایی از سطوح انرژی Ho:YLF [۸]

برای تخمین بازده جذب دمش، باید در نظر گرفت که *Ho:YLF* بصورت تشدیدی دمش شده است و این بدان معنی است که جذب دمش فقط ناشی از کاهش جمعیت حالت پایه نیست بلکه جمعیت دار شدن در تراز بالایی لیزر نیز دلیل آن می باشد[۵]:

$$\frac{di_p}{dz} = \sigma_{12}^{(p)} \Delta N^{(p)} i_p = \sigma_{12}^{(p)} [f_b N_2 - f_a \left(\frac{g_b}{g_a}\right) N_0] i_p \quad (۱)$$

که f_b وf_a فاکتور بولتزمن برای تراز پایین و تراز بالایی دمش،N_0وN_2 جمعیت تراز پایین و بالایی دمش، g_a و g_b بترتیب تبهگنی تراز پایین و بالایی دمش، $\sigma_{12}^{(p)}$ سطح مقطع جذب برای طول‌موج دمش و i_p شدت نور ورودی دمش است. بازده جذب با رابطه زیر بیان می شود:

$$\eta_{abs} = 1 - (G^{(\frac{\sigma_{abs}^{(p)} f_a}{2\sigma_{em}^{(L)} f_l})f_x f_s} e^{-\sigma_{abs}^{(p)} f_a N_0 l_m (1 - f_s f_x)})^p \quad (۲)$$

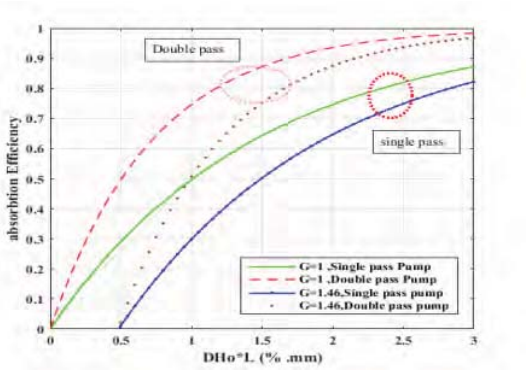
که p تعیین کننده تعداد عبور پرتو دمش می باشد. $\sigma_{abs}^{(p)}$سطح مقطع جذب و$\sigma_{em}^{(L)}$ سطح مقطع گسیل موثر است.

در رابطه (۲)، $G = exp(2gl_{m,})$ است، که از $2gl_m = \delta - Ln(R_{out})$ برای محاسبه g را می توان استفاده نمود، کمیتg ضریب بهره، δ اتلاف رفت و برگشت مشدد، R_{out} درصد بازتاب آینه خروجی است.

جدول۱: کمیت‌های حرارتی و نوری بلورHO:YLFدر دمای ۳۰۰ کلوین

Parameter	Value
$\sigma_{em,\pi}$, (cm^2)	1.8×10^{-20}
$\sigma_{abs,\pi}$, (cm^2)	1.3×10^{-20}
f_0	0.218
f_1	0.088
f_l	0.029
f_s	0.088
f_x	1.81
Upper level lifetime (ms)	14
Ground state population, N_0, (cm-3)	1.4×10^{21}
Thermal conductivity ,(w/mmk)	6×10^{-3}
Coefficient of thermal expansion,(1/k)	1×10^{-5}
Refractive index	1.47
Temperature depend of, $\frac{dn}{dT}$, (1/k)	-4.6×10^{-6}

دو حالت قبل از آستانه لیزر و حالت لیزدهی برای محاسبه ضریب جذب در نظر گرفته می شود، در حالت قبل از آستانه لیزر($G = 1$) و در حالت لیزدهی با $R_{out} = 0.7$، ضریب تلفات $\delta=0.02$ (معادل بهره $G = 1.46$) ضریب جذب با استفاده از جدول ۱ استخراج و در شکل ۳ رسم شده است. همانطور که از نمودار مشاهده می شود برای بلور با آلاییدگی ۵/ درصد و با بهره $G=1.46$، مقدار بازده جذب برای حالت یک بار عبور ۰/۵ و برای حالت دو بار عبور ۰/۶۵ استخراج شده است.



شکل ۳: محاسبه بازده جذب یک بار و دوبار عبور در طول‌موج ۱۹۴۰ نانومتر در بلورHo:YLF برای G=1 (نادیده گرفتن دمش) و G=1.46

شبیه سازی و طراحی مشدد لیزر

تحلیل مشخصه‌های مشدد نوری با تعیین شعاع انحنای آینه‌های مشدد نوری، فاصله بهینه آینه های مشدد و فاصله

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

کانونی عدسی گرمایی، انجام می شود.فاصله کانونی عدسی گرمایی طبق رابطه زیر محاسبه می شود[۹ و ۱۰]:

$$f = \frac{\pi k \omega_p^2}{P_h(\frac{dn}{dt})}(\frac{1}{1-\exp(-\alpha l_m)}) \qquad (۳)$$

که k رسانندگی گرمایی، $\frac{dn}{dt}$ تغییرات ضریب شکست با دما، ω_p شعاع پرتو دمش، P_h کسری از توان دمش که به گرما تبدیل می شود($P_h = 1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_L}$)، α ضریب جذب در طول موج دمش و l_m طول محیط بهره *Ho:YLF* است. واگرایی پرتو دمش و کمیت‌های محیط بهره کمیت‌های مهمی در بهینه سازی لیزرهای دمش از انتها هستند. عدسی گرمایی ایجاد شده در میله لیزر *Ho:YLF* روی مد لیزر، حجم محیط دمش شده و مقدار همپوشانی بین لیزر و پرتو دمش تاثیر گذار است[۹].بازده دمش $\eta_p = \eta_{abs}\eta_t\eta_s\eta_Q$ می‌باشد که η_t بازده انتقال پرتو دمش محیط فعال *Ho:YLF* در ساختار دمش از انتها می باشد، η_{abs} بازده جذب طول‌موج دمش، η_s بازده استوکس و η_Q بازده کوانتومی است.

با استفاده از مقدار بازده جذب (شکل ۳) برای طول بلور ۳۰ میلی‌متر و آلاییدگی هلمیوم ۰/۵ درصد و استفاده از مقادیر جدول (۲)، بازده دمش برای دمش یک بار عبور و دوبار عبور در جدول (۳) آورده شده است.

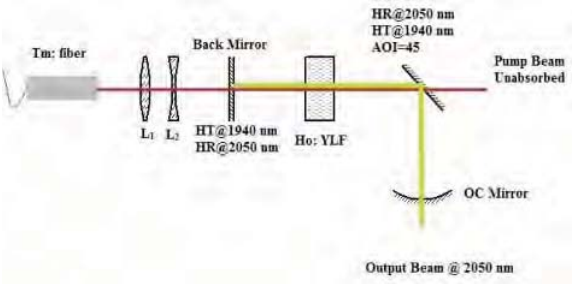
جدول ۲:مقادیر بازده برای لیزر دمش از انتها Ho:YLF

Parameter	Value
Transfer Efficiency,η_t	0.9
Quantum Efficiency,η_Q	1
Stokes Efficiency,η_S	0.95

جدول ۳: بازده دمش برای حالت یک بار عبور و دوبار عبور لیزر Ho:YLF

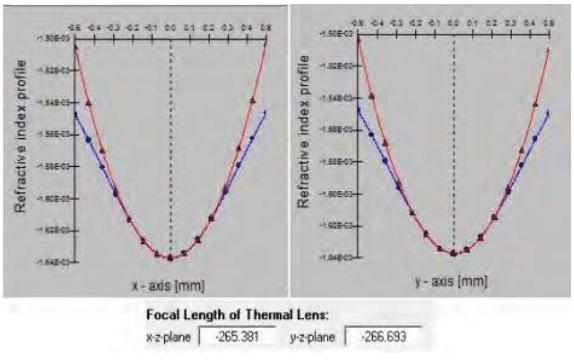
parameter	value
Pump efficiency single pass	0.43
Pump efficiency double pass	0.56

همچنین با استفاده از نرم افزار *LASCAD* به طراحی و شبیه‌سازی مشدد نوری لیزر، تحلیل حرارتی و محاسبه فاصله کانونی عدسی گرمایی پرداخته شده است. در این شبیه‌سازی،لیزر فیبری *Tm* با طول موج ۱۹۴۰ نانومتر با توان خروجی ۶۰ وات و $M^2 = 1.1$با پرتو موازی شده با قطر ۲/۵ میلی متر در جهت دمش بلور *Ho:YLF* استفاده شده است. طبق شکل ۴ پرتو خروجی از لیزر فیبری با یک کاهنده که شامل دو عدسیL_1 و L_2 با فاصله کانونی $f_1 = 100mm$ ، $f_2 = -50\ mm$است داخل بلور به ۱/۲ میلی‌متر کاهش می یابد. مشدد لیزر، ساختارL شکل، با آینه پشتی تختدارای بازتاب دو طول موجی (*HT @ 1940 nm* و *HR @ 2050 nm*) و آینه خروجی ۷۰ درصد بازتاب و شعاع انحنا *mmr=250* و یک آینه دو طول موجی با زاویه ۴۵ درجه (*HT @ 1940 nm* و *HR @ 2050 nm*) می باشد.



شکل۴: طرحواره‌ای از مشدد نوری لیزر را نشان می دهد.

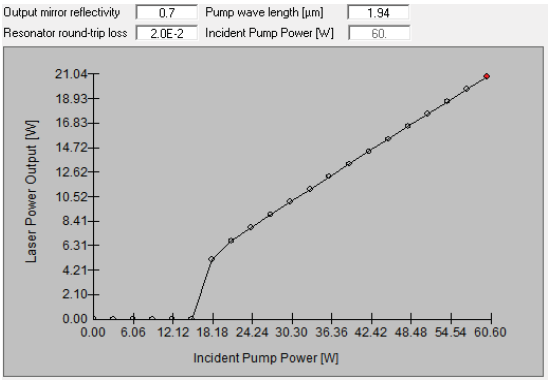
بهینه‌سازی طراحی سیستم با کنترل کمر پرتو دمش، کنترل مد مشدد حاصل می شود، پارامتری که می‌تواند در طراحی مشدد و استخراج توان خروجی با کیفیت پرتو بالا بهینه شود، کمر پرتو دمش و بازده همپوشانی است. نسبت بین ω_L و ω_P روی عملکرد سیستم تاثیر گذار است. در شکل ۵ نمایه تغییرات ضریب شکست عدسی گرمایی و فاصله کانونی عدسی گرمایی در صفحه *x-z* و *y-z* نشان داده شده است.



شکل۵: نمایه تغییرات ضریب شکست و فاصله کانونی عدسی گرمایی ۲۶۵/۴- میلی متر .

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

در شکل ۶ نمودار توان خروجی لیزر بر حسب توان نوری دمش شده آورده شده است، به ازای توان دمش ۶۰ وات، توان خروجی ۲۰/۸۲ وات بدست آمد.



شکل۶: توان خروجی بر حسب توان دمش Tm:Fiber

نتیجه‌گیری

در این شبیه‌سازی، مقدار بازده جذب برای بلور با طول ۳۰میلی متر و درصد داپ ۰/۵ درصد محاسبه شده است سپس با استفاده از آن بازده دمش ۰/۴۳ و ۰/۵۶ برای ساختار یک بار عبور و دوبار عبور محاسبه گردید و در ادامه با استفاده از نرم افزار *LASCAD* مقدار توان خروجی برای قطر پرتو های مختلف در یک مشدد تخت–کاو شبیه سازی شد و مقدار توان ۲۰/۸۲ وات برای دمش توسط لیزر فیبری ۶۰ وات با شعاع دمش ۵۰۰ میکرون معادل بازده نوری به نوری ۳۴ درصد با مد TEM_{00} استخراج گردید.

مرجع‌ها

[1] H.Fonnum, E. Lippert, and M. W. Haakestad, “550 mJ Q-switched cryogenic Ho:YLF oscillator pumped with a 100 W Tm:fiber laser”, Opt. Lett.,Vol. 38, No. 11,pp.1884-1886, 2013.

[2] H.Fonnum, E. Lippert, and M. W. Haakestad, “Fiber laser pumped high energy cryogenically cooled Ho:YLF laser”, Proc. of SPIE ,Vol. 8543, pp. 1-6, 2012.

[3] H. J. Strauss, W. Koen, C. Bollig, M. J. D. Esser, D. Preussler, K. Nyangaza and C. Jacobs, “Efficient Fiber-Laser-Pumped Ho:YLF Oscillator andAmplifier Utilizing the Transmitted Pump Power of the Oscillator”, Optical Society of America, Conference on Lasers and Electro-Optics, 2009.

[4] E. Lippert, H. Fonnum, G. Arisholm, and K. Stenersen, “A 22-watt mid-infrared optical parametric oscillator with V-shaped 3-mirror ring resonator”, Opt. Express, vol. 18, No. 25,pp. 26475-26483,2010.

[5] E. Lippert, S. Nicolas, G. Arisholm, K. Stenersen, and G. Rustad, “Mid infrared laser source with high power and beam quality”, Appl. Opt, Vol. 45, No. 16,pp. 3839-3845 2006.

[6] Y.Bia, M.Petros, J.Yu,P. Petzar, B. Trieu, S. Chen, H Lee, U. Singh,“Highly efficient operation of Tm:Fiber laser pumped Ho:YLF laser”,Optical Society of America, vol. ,2006.

[7] W. Koen, C. Bollig, H. Strauss, M. Schellhorn, C. Jacobs, M.J.D. Esser, “Compact fibre-laser-pumped Ho:YLF oscillator–amplifier system”, Appl Phys B, vol. 99, pp. 101–106,2010.

[8] J.Kwiatkowski, W.Zendzian, J.K.Jabczynski, J. Swiderski, “Continuous-waveandhighrepetitionrateQ-switchedoperationof Ho:YLF laserin-bandpumpedbyalinearlypolarizedTm:fiber laser”, Optics & Laser Technology,vol. 63, pp.66–69,2014.

[9] G.Shayeganrad, “Efficient design considerations for end-pumped solid-state-lasers”, Optics & Laser Technology, Vol. 44, No.4, pp. 987–994, 2012.

[10] W Koechner, Solid state laser engineering. 5th version. Springer; 1999.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۶۸-۱۰-A

طراحی و شبیه سازی نوسانگر لیزر پالسی الکساندرایت

یاسر نجفی ودود[۱]، عباس ملکی[۲]،حسن عبادیان[۳]،جواد صالحی نظام آبادی[۴]

[۱،۲،۳]شاهین شهر، دانشگاه صنعتی مالک اشتر، پژوهشکده علوم و فناوری اپتیک و لیزر

Yasern253@gmail.com[۱]

Abbas Maleki56@gmail.com[۲]

mmorebady@gmail.com[۳]

چکیده – در این مقاله به طراحی و شبیه سازی نوسانگر لیزر پالسی الکساندرایت با نرم افزار ZEMAX و LASCAD پرداخته شده است. محفظه ، منبع دمش و میله الکساندرایت به طول ۱۱۵ میلی متر و قطر ۷ میلی متر در نرم افزار ZEMAX شبیه سازی و پس از ردیابی پرتو در ZEMAX با کمک نرم افزار LASCAD به تحلیل حرارتی،بررسی عدسی گرمایی،شبیه سازی مشدد نوری و در نهایت استخراج انرژی خروجی ۳۰ ژول به ازای انرژی دمشی۱۱۰ ژول که معادل بازده الکتریکی به نوری ۲۸ درصد است پرداخته شده است.

کلید واژه-انرژی دمشی،لیزر پالسی الکساندرایت ،LASCAD،ZEMAX

Design and simulation of Alexandrite pulsed laser oscillator

Yaser Najafi Vadod,Abbas Maleki,Hassan Ebadian,Javad Salehi Nezamabadi

Shahin Shahr Malek Ashtar Univercity of Technology,Optics and Laser Sciencs and Technology Research Center(Yaser Najafi Vadod,Abbas Maleki,Hassan Ebadian,Javad Salehi Nezamabadi)

Yasern253@gmail.com[1]
Abbas Maleki56@gmail.com[2]
mmorebady@gmail.com[3]

Abstract –In the present paper,the Alexandrite pulsed laser oscillator hasbeen designed and simulated with the help of ZEMAX and LASCAD software.The pump chamber,pump source,and the Alexandrite rod whose length anddiameter are 115mm and 7mm,respectively have been simulatedand analyzed using the ray-tracing approach at ZEMAX.As the next step, the optical oscillator has been simulated by using LASCAD software , and then the thermal analysis and thermal lensing effect and optical resonator simulation have been studied.Finally for 110 joules pumped energy,output energy has been obtained to be 30 Joules which is equivalent to optical-electrical efficiency of 28%.

Keywords:Pump energy,Alexandrite pulsed Laser,Zemax,Lascad

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

لیزر حالت‌جامد الکساندرایت به عنوان یکی از لیزرهای پر کاربرد در حوزه‌های پزشکی محسوب می شود. از لیزر الکساندرایت در درمان ضایعات پوستی و نابودی موهای زائد استفاده می شود[۱].

لیزر الکساندرایت از جمله لیزر های حالت جامد شبه چهار ترازی می باشد که دارای فرمول شیمیایی $Cr^{3+}:BeAl_2O_4$

می باشد که بازده الکتریکی به نوری این لیزر در مقایسه با لیزرهای حالت دیگر نسبتاً جامد است. میله الکساندرایت با دو روش فلاش لامپ و لیزر دیود مورد دمش واقع می شود[۲]. در این مقاله با استفاده از فلاش لامپ با انرژی دمشی ۱۱۰ ژول با پهنای زمانی ۶ میلی ثانیه و نرخ تکرار ۱ تا ۸ هرتز میله لیزری مورد دمش قرار گرفته است. برای محاسبه انرژی خروجی لیزر، ابتدا محفظه دمش با نرم افزار زیمکس ZEMAX شبیه سازی شده است و از نتایج این شبیه سازی به عنوان ورودی نرم‌افزار LASCAD استفاده شده است که با استفاده از نرم‌افزار LASCAD تحلیل حرارتی، محاسبه فاصله کانونی عدسی گرمایی و محاسبه انرژی خروجی لیزر انجام شده است. همچنین فاصله کانونی عدسی گرمایی ۱۰/۰۰۶ متر (در نرخ تکرار ۱هرتز) و ۱/۲۶ متر(در نرخ تکرار ۸ هرتز) محاسبه شده است و انرژی خروجی ۳۰ ژول که معادل بازده تبدیل الکتریکی به نوری ۲۸ درصد است محاسبه شده است.

مبانی نظری

یکی از مسایل مهم در لیزرهای حالت‌جامد مسئله گرم شدن میله ناشی از انرژی تابشی منبع دمش است. گرمای تولید شده باعث اثر عدسی‌گرمایی در میله لیزری می شود که گرادیان حرارتی موجب تغییرات ضریب شکست میله شده و در نهایت میله لیزری مشابه عدسی ضخیم عمل می کند. طبق رابطه‌ی (۱) مقدار فاصله کانونی عدسی‌گرمایی محاسبه می شود[۱]:

$$f_R = \frac{KA}{\eta P_{in}} \left(\frac{1}{2}\frac{dn}{dT}\right)^{-1} \qquad (۱)$$

که در آن A سطح مقطع میله، K ضریب انبساط حرارتی میله، P_{in} توان متوسط الکتریکی دمشی، η بازده تبدیل الکتریکی و $\frac{dn}{dt}$ گرادیان حرارتی میله است.

پس از محاسبه f_R، محاسبه‌ی انرژی خروجی لیزر و تعیین شیب بازده کل لیزر مهم می باشد که طبق رابطه (۲) بیان می شود[۴،۳]:

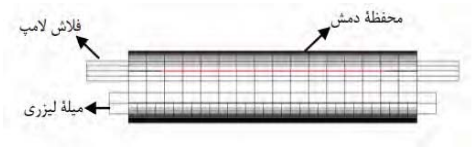
$$\mathrm{E_{out}} = \sigma_{\mathrm{S}} \left(E_{in} - E_{th}\right) \qquad (۲)$$

که σ_{S} بازده شیب، E_{in} انرژی الکتریکی دمشی، E_{th} انرژی آستانه لیزر است.

شبیه سازی ها

شبیه سازی محفظه دمش در نرم افزار ZEMAX

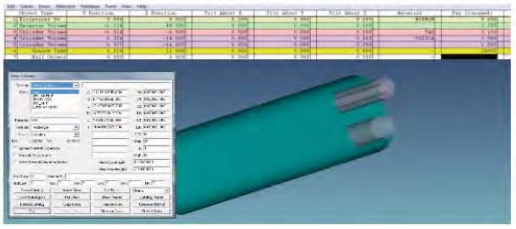
جهت مدل‌سازی فلاش لامپ از میله استوانه ای شکل که دارای تابش در تمامی جهات فضا است استفاده گردید. این میله شیشه ای از جنس کوارتز با طول ۱۱۵ میلی متر و قطر ۷ میلی متر انتخاب شده است. در این شبیه‌سازی انرژی دمشی فلاش لامپ ۱۱۰ ژول (۱۱۰ وات در نرخ تکرار ۱ هرتز) در نظر گرفته شده است. همچنین محفظه‌دمش سرامیکی پخشی دارای دو سطح کروی به شعاع ۵/۵ و ۶ میلی متر و طول ۱۰۰ میلی متر است. در شکل۱ طرحواره محفظه‌دمش در نمای طولی نشان داده شده است.



شکل۱: نمای طولی محفظه دمش با وجود فلش لامپ و میله لیزری

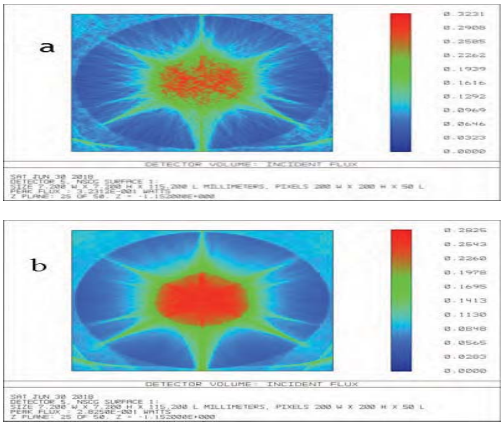
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

لازم به توضیح است که میله Alexandrite استفاده شده در مدل سازی دارای طول ۱۱۵ میلی متر و قطر ۷ میلی متر می باشد که توسط ضرایب سلمایر،میله Alexandrite در نرم افزار تعریف شده است. در شکل ۲ مدل سازی نهایی محفظه دمش در محیط نرم افزار ZEMAX آورده شده است.



شکل۲:شماتیک طراحی در نرم افزارZEMAX و تعریف میله لیزری الکساندرایت

پس از مدل‌سازی محفظه دمش، شبیه‌سازی شار جذبی پرتوهای دمشی درون میله لیزری انجام می گردد. با تعریف المان آشکارساز در نرم افزار ZEMAX و جفت‌شدگی نزدیک با میله لیزری، میزان شار جذبی ناشی از تابش فلاش لامپ برای تعداد پرتوهای ۱۰۰۰ و ۱۰۰۰۰ طبق شکل۳ بدست آمده است. همانطورکه‌مشاهده می‌شود تابش پرتو داخل فلاش لامپ دارای تقارن است و کانونی شدن پرتو داخل میله، نشان از پرتویابی صحیح است.

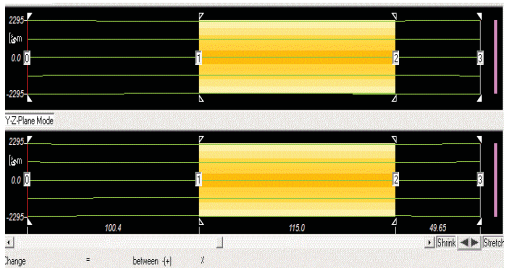


شکل۳: نمایه شار جذبی پرتوهای دمشی a) تعداد ۱۰۰۰ پرتو b) تعداد ۱۰۰۰۰ پرتو

در بخش بعدی، از نتایج شار جذبی به عنوان داده های ورودی نرم افزار LASCAD جهت شبیه سازی لیزر استفاده شده است.

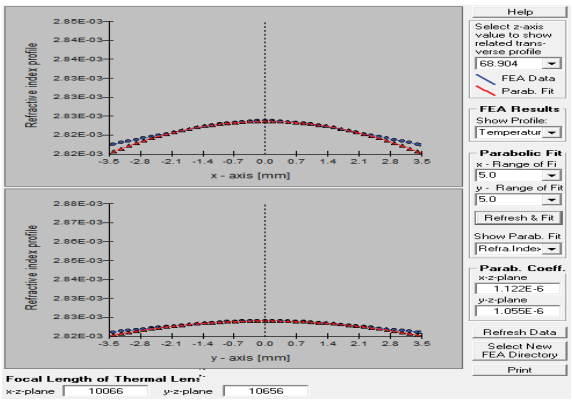
شبیه سازی نوسانگر LASCAD

در شبیه سازی نوسانگر، از مشدد نوری به طول ۲۶/۵ سانتی‌متر و آینه های کروی با شعاع انحنای ۳ متر استفاده شده است و ضریب بازتاب آینه خروجی ۴۵ درصد انتخاب شده است که در شکل ۴ مشدد نوری در نرم‌افزار LASCAD نشان داده شده است.



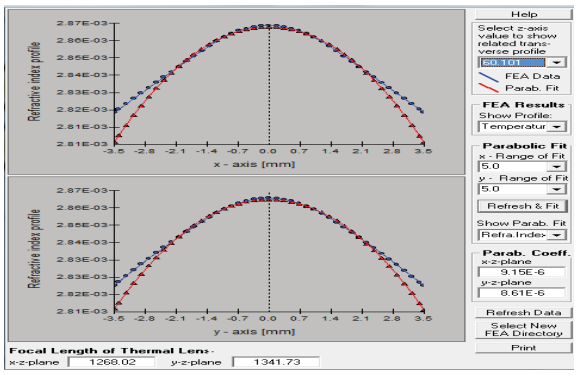
شکل۴: مشدد نوری در نرم افزار LASCAD

دراین بخش، نتایج شبیه‌سازی حرارتی و محاسبه فاصله کانونی اثر عدسی‌گرمایی با نرم افزار LASCAD ارائه شده است.با تعریف مشدد نوری در محیط نرم افزار و اجرای کد FEA، نمایه ضریب شکست میله لیزری شبیه سازی می شود که با استفاده از نمایه شکل ۵ و ۶ فاصله کانونی عدسی گرمایی ۱۰/۰۶متر(در نرخ تکرار ۱ هرتز) و ۱/۲۶ متر(در نرخ تکرار۸ هرتز) محاسبه شده است.



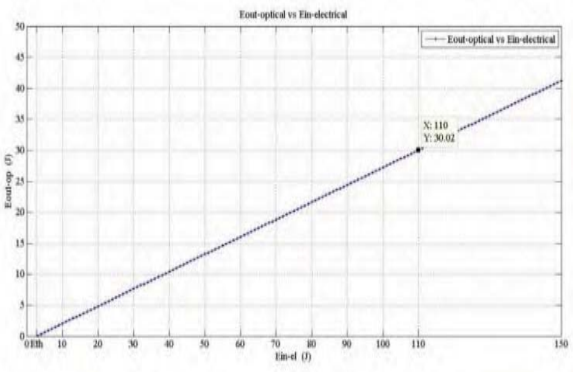
شکل۵: نمایه ضریب شکست در نرخ تکرار ۱هرتز

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل۶: نمایه ضریب شکست در نرخ تکرار ۸هرتز

یکی دیگر از نتایج شبیه سازی نوسانگر، محاسبه انرژی خروجی لیزر است که با نرم افزار LASCAD به ازای انرژی ورودی دمش الکتریکی به دست آمده است. طبق شکل ۷ به ازای انرژی ورودی ۱۱۰ژول، انرژی خروجی ۳۰ ژول حاصل شده است.



شکل۷: نمودار انرژی خروجی برحسب انرژی ورودی

در جدول ۱ نتایج شبیه‌سازی انرژی خروجی لیزر الکساندرایت بر حسب انرژی دمشی مختلف ارائه شده است. نتایج حاصله نشان می دهند بازده تبدیل الکتریکی به نوری لیزر در حدود ۲۸ درصد است. همچنین لازم به ذکر است که توان متوسط خروجی ۳۰ وات (۱۱۰ وات توان متوسط ورودی در نرخ تکرار ۱هرتز) و توان متوسط خروجی ۲۴۰ وات (۸۸۰ وات توان متوسط ورودی در نرخ تکرار ۸هرتز) طبق رابطه $P = E \times f$ به دست می آید که در این رابطه E انرژی دمشی لیزر وf نرخ تکرار است.

جدول۱: نتایج شبیه سازی انرژی خروجی بر حسب انرژی ورودی

Ein-electrical(J)	Eout_optical(J)
۱۱۰	۳۰
۱۰۰	۲۸
۹۰	۲۵.۲۱
۸۰	۲۲.۴۵
۵۰	۱۴
۲۰	۵.۶

نتیجه گیری

نتایج شبیه سازی ها نشان می دهد با افزایش نرخ تکرار لیزر و انرژی دمشی، توان متوسط افزایش می یابد در نتیجه حرارت بیشتری در میله لیزر تولید می شود. با افزایش گرما،اثر عدسی گرمایی قویتر و منجر به کانونی شدن پرتو لیزر و کاهش کیفیت پرتو خروجی می‌گردد. در این شبیه سازی با انتخاب ساختار مشدد مناسب تا حدود زیادی این اثر رفع گردید و از افت انرژی در بازه فرکانسی ۱تا۸ هرتز جلوگیری شد، به طوریکه در بازه ۱تا۸ هرتز انرژی خروجی لیزر همان ۳۰ ژول ثابت به دست آمد که این انرژی معادل بازده الکتریکی به نوری ۲۸ درصد است که نسبتاً مقدار قابل قبولی در لیزرهای حالت جامد فلاش لامپی Alexandrite است.

[1]JOHN PAUL TRAFELI, MD,"Use of a long-pulse Alexandrite Laser in the Treatment of Superficial pigmented Lesions", Journal compilation & 2007 by the American Society for Dermatologic Surgery.

[2]JOUN C.WALLING,"Tunable Alexandrite laser:

Developement and performance",IEE Journal of QUANTOM ELECTRONICS,VOL.QE-21.1985**[3]**Walter Koechner, *Solid-State Laser Engineering*,
Sixth Revised and Updated Edition, p.368-381, hb2006.

[4]N. Hodgson and H. Weber,"Laser Resonators and Beam Propagation", 2nd Edition, Springer, New York, 2005.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : A-۱۰-۲۴۸۸-۱

اندازه‌گیری بار توپولوژیکی گردابه‌های نوری

آرش ثباتیان، بهنازجاویدی ریشکانی

ارومیه، دانشگاه ارومیه، دانشکده علوم، گروه فیزیک

چکیده- در این مقاله نشان داده می‌شود که با استفاده از دوران قطعه اپتیکی مولد گردابه نوری می‌توان بارتوپولوژیکی گردابه تولید شده را به سادگی اندازه‌گیری کرد. برای اینکار قطعه پراشی مورد نظر مولد را نسبت به پرتو فرودی دوران می‌دهیم دوران باعث از بین رفتن تقارن استوانه‌ای سیستم می‌شود و این عدم تقارن به علت وجود استیکماتیسم تحمیلی در سیستم نوری است. این کار باعث می‌شود که در کانون تعدادی خطوط تداخلی تشکیل شود. نشان داده می‌شود که تعداد خطوط با بار توپولوژیکی رابطه مستقیم دارد. این روش برای بارهای توپولوژیکی کسری نیز به کار گرفته شد و مشاهده شد که فریز تداخلی اضافی تولید می‌شود که شدت آن متناسب با بزرگی قسمت کسری بار است.

کلیدواژ- پراش، عدسی پراشی، تیغه فرنل مربعی، ساختار دهی باریکه

Topological charge measurement of an optical vortex

Arash Sabatyan, Behnaz Javidi Rishakani

Physics department, Faculty of science, Urmia University, Urmia, Iran

Abstract- In this article, it is shown that one can simply measure topological charge of the optical vortex generated by means of a diffractive element through tilting the element. To this end, the element is tilted with respect to the incident beam. The tilt causes the cylindrical symmetry of the system remove so this asymmetry is because of the existence of the imposed astigmatism on the system. As a result, a number of interference fringes are formed at the focal plane. It is demonstrated that the number of the fringes is directly related to the strength of the charge. This method was employed to the fractional topological charge and realized that an extra fringe is brought to birth so its intensity is proportional to the magnitude of the fractional part of the charge.

Keywords: Diffraction - Diffractive lens – Optical vortex – Topological charge

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان، ایران، ۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

۱-مقدمه

باریکه های نوری با تکینگی فازی و جابجایی پیچشی فاز در جبهه ی موجشان به عنوان پرتو های گردابی شناخته می شوند[۱].که تعداد کل پیچ ها در یک دوران کامل روی جبهه موج بارتوپولوژیکی نامیده می شود[۲].

گردابه های نوری حرکت زاویه ای مداری را با فاز مارپیچ$\exp(iL\varphi)$حمل می کند، که در آن L بار توپولوژیکی وφ زاویه سمتی استL, یک عدد صحیح است و می تواند عدد صحیح و کسری را به خود بگیرد[۳].

اندازه حرکت زاویه ای نور برای توصیف چرخش دینامیکی موج الکترومغناطیسی استفاده می شود ، که تاکنون دو منشآ برای اندازه حرکت زاویه ای نور شناسایی شده است. اولین منشآ به عنوانSAM^1 که قطبش را توصیف می کند و دومین منشآOAM^2 که فاز را توصیف می کند که می توان با در نظرگرفتن تقریب پیرامحوری این دو را از هم تفکیک کرد[۴].

گرداب های نوری در بسیاری از زمینه های علوم و فناوری ،به دام انداختن نور[۵]، اطلاعات کوانتومی[۶]، میکروسکوپ های نوری[۷]،میکروسکوپ اشعه ایکس[۸],تداخل سنجی[۹].

روش های مختلفی برای اندازه گیری بار توپولوزیکی وجود دارد از جمله روش های تداخلی[۱۰]،پراش از روزنه مثلث[۱۱]،تبدیل فوریه[۱۲]،تبدیل مدی[۱۳]، روزنه انتشار گردابه های نوری تحت تغییر فاز درجه دوم که می تواند علامت بار توپولوژیکی را نیز تعیین کند[۱۴].

دراین مقاله از انتشار گردابه های نوری استفاده می شود با دوران عنصر پراشی در کانون تعدادی خطوط تداخلی تشکیل می شود که این خطوط تداخلی با بار توپولوژیکی رابطه دارد.حتی می توان علامت بار توپولوژیکی را نیز تعیین کرد. این روش برای اندازگیری بارهای توپولوژیکی کسری نیز قابل استفاده است .

۲-معادلات ریاضی

تیغه منطقه ای فرنل مارپیچی یک عدسی پراشی است که در مقایسه با تیغه فرنل عادی به جای نواحی دایره ای ، از نواحی مارپیچی تشکیل یافته است بنابراین تابع عبور تیغه فرنل منطقه ای مارپیچی به صورت زیر می باشد:

$$t(x'.y') = e^{[\frac{ik}{2f}(\alpha x\prime+\beta y\prime)+iL\varphi]}$$

که در این معادله$(x'.y')$ مختصات دکارتی در صفحه تیغه و$k=\frac{2\pi}{\lambda}$عدد موج ،λ طول موج ،fفاصله کانونی تیغه فرنل است .

از این تیغه برای تولید میدان های گردابی نوری که حامل بار های توپولوژیکی متفاوتی باشند استفاده می شود ، برای محاسبه میدان پراش یافته از تیغه فرنل مارپیچی می توان از انتگرال فرنل کیر شهف استفاده کرد.

$$u(x.y;z) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z}\iint t(x'.y')\, e^{\frac{ik}{2zf}[(x-x\prime)^2+(y-y\prime)^2]}dx'dy'$$

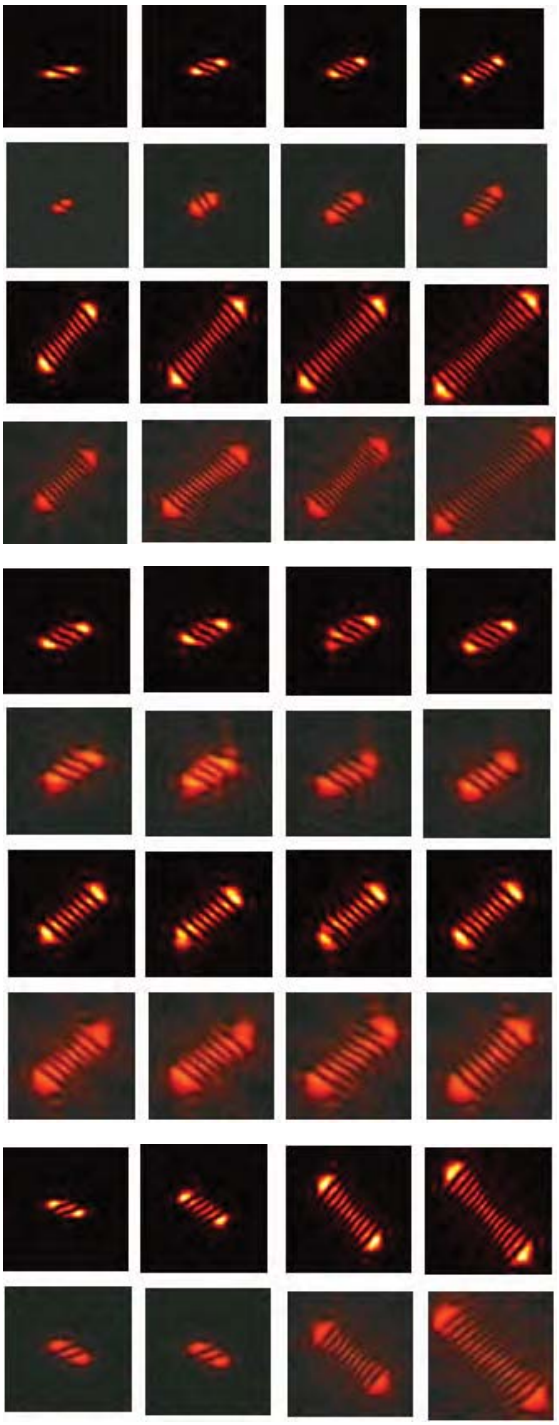
که در آنz فاصله از تیغه فرنل است .

۳-داده های شبیه سازی و تجربی

برای انجام شبیه سازی نمونه ها را با فاصله کانونی mmf=500، و شعاع R=5mmبا طول موج کاری 632.8= λnmدر نظر گرفتیم.و همچنین برای بررسی نتایج شبیه سازی، نمونه های طراحی شده با استفاده از فرایند لیتو گرافی چاپ ودر آزمایشگاه تحت چیدمانی که به صورت شکل (۲) نمایش داده شده و توسط نور لیزر هلیوم نئون(λ=632.8 nm) بعد از فیلترینگ و موازی سازی به طور عمودمورد تابش قرار داده شده است. سپس توزیع شدت آنها را در صفحه کانونی توسط CCDدر رایانه ثبت و ذخیره می شود.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان، ایران، ۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹



ردیف۱:توزیع شدت شبیه سازی شده با بار توپولوژیکی p=1,2,3,4

ردیف۲:توزیع شدت ثبت شده با بار توپولوژیکی p=1,2,3,4

ردیف۳:توزیع شدت شبیه سازی شده با بار توپولوژیکی p=10,14,16,20

ردیف۴:توزیع شدت ثبت شده با بار توپولوژیکی p=10,14,16,20

ردیف۵: توزیع شدت شبیه سازی شده با بار توپولوژیکی p=3.1,3.3,3.6,3.9

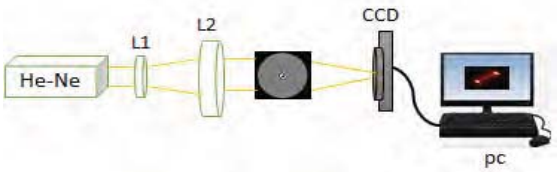
ردیف۶: توزیع شدت ثبت شده با بار توپولوژیکی p=3.1,3.3,3.6,3.9

ردیف۷: توزیع شدت شبیه سازی شده با بار توپولوژیکی p=7.1,7.3,7.6,7.9

ردیف۸: توزیع شدت ثبت شده با بار توپولوژیکی p=7.1,7.3,7.6,7.9

ردیف۹:توزیع شدت شبیه سازی شده با بار توپولوژیکی p=-2,-5,-10,-15

ردیف ۱۰:توزیع شدت ثبت شده با بار توپولوژیکی p=-2,-5,-10,-15



۵–نتیجه گیری

در نتیجه ما یک روش ساده ، کار آمد ، دقیق و قابل انعطاف را برای اندازه گیری اندازه و علامت بار توپولوژیکی گردابه های نوری پیشنهاد دادیم. در این روش با دوران قطعه پراشی مولد گردابه در کانون فریزهای تداخلی خطی تولید می شود که تعداد آنها اندازه بار توپولوزیکی و جهت آنها علامت بار را به دست می دهند. که در ادامه آزمایشات متناظر با شبیه سازی نتایج بدست آمده راستی آزمایی شدند.

۶–منابع

[1]. J E Curtis and D G Grier, "Structure of optical vortices." Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 133901.

[۲].آ ثباتیان،ز بهجت،" ایجاد آرایه هایی دلخواه از پرتو های گردابه کامل".مجله پژوهش فیزیک ایران۴،۱۹(۱۳۹۸)۷۹۳.

[3]. L. Allen, M.W. Beijersbergen, R.J.C. Spreeuw, J.P. Woerdman, Orbital angularmomentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes, Phys Rev. A 45 (1992) 8185..

[4]. P Qiu, , Y Kong, Z Hu, Z Jiang, X He, C Liu, T Liu, and S Wang. "Simultaneous Light Spin and Orbital

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

Angular Momentum Detection Using Orthogonal Nanoslit Pairs in Semi-Ring Array." Photonics and

Nanostructures-Fundamentals and Applications (2020) 100814.

[5]. A.T. O'Neil, I. MacVicar, L. Allen, M.J. Padgett, Intrinsic and extrinsic nature of the orbital angular momentum of a light beam, Phys. Rev. lett. 88 (2002) 053601.

[6]. A. Vaziri, G. Weihs, A. Zeilinger,"Experimental two-photon, three-dimensional entanglement for quantum communication", Phys. Rev. lett. 89 (2002) 240401.

[7]. F. Tamburini, G. Anzolin, G. Umbriaco, A. Bianchini, C. Barbieri," Overcoming the Rayleigh criterion limit with optical vortices", Phys. Rev. lett. 97 (2006) 163903.

[8]. A. Sakdinawat, Y. Liu," Soft-x-ray microscopy using spiral zone plates", Opt. Lett. 32 (2007) 2635–2637.

[9]. S. Fürhapter, A. Jesacher, S. Bernet, M. Ritsch-Marte," Spiral interferometry", Opt. Lett 30 (2005) 1953–1955.

[10]. S. Fürhapter, A. Jesacher, S. Bernet, M. Ritsch-Marte," Spiral interferometry", Opt. Lett. 30 (2005) 1953–1955.

[11]. L. de Araujo, M. Anderson, "Measuring vortex charge with a triangular aperture." Opt. Lett. 36 (2011) 787.

[12]. S. Prabhakar, A. Kumar, J. Banerji, R.P. Singh, "Revealing the order of a vortex through its intensity record."Opt. Lett. 36 (2011) 4398-4400.

[13]. J Zhou, Jie, W Zhang, and L Chen. "Experimental detection of high-order or fractional orbital angular momentum of light based on a robust mode converter." Applied Phys Lett.108 (2016) 111108.

[14]. P. Vaity, R.P. Singh, "Topological charge dependent propagation of optical vortices under quadratic phase transformation." Opt. Lett. 37 (2012) 1301.



این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۳۲۹-۱۰-A

شبیه‌سازی مکانیکی و بررسی هندسه پوسته نیم‌کروی ارتعاشی

عبدالله اسلامی‌مجد[۱]، آیلار خوشه‌مهری[۲]، الهام عرب‌شیبانی[۳]، مریم کوخایی[۴]

[۱و۲] هیات علمی دانشگاه صنعتی مالک‌اشتر*، [۳و۴] کارشناسی ارشد برق و الکترونیک مالک‌اشتر تهران

چکیده - ژیروسکوپ ارتعاشی نیم‌کروی از سه بخش اصلی پوسته نیم‌کروی، الکترودها و مدارهای کنترلی تشکیل شده‌است که درمیان بخش‌های مذکور، از پوسته ارتعاشی به‌عنوان قلب تپنده ساختار یاد می‌گردد. در این پژوهش، برای مطالعه و بررسی پوسته نیم‌کروی با ساقه توخالی انتخاب شده‌است. به منظور شبیه‌سازی مکانیکی، ابتدا معادلات حاکم بر پوسته بررسی و مدل‌سازی سه بعدی در نرم‌افزار کامسول انجام شده‌است. در خروجی شبیه‌سازی، حالت‌های ارتعاشی پوسته، فرکانس‌های طبیعی، فاکتور کیفیت سیستم و تاثیر هندسه بر فرکانس طبیعی پوسته بررسی شده‌است. فاکتور کیفیت مربوط به پوسته با ساقه توخالی در حدود دو میلیارد در مد دوم و سوم ارتعاشی می‌باشد. همچنین با بررسی ارتباط میان پارامترهای هندسه و عملکردی این نتیجه حاصل شد که با افزایش شعاع ساقه و شعاع پوسته، فرکانس ارتعاش کاهش و با افزایش ضخامت پوسته، فرکانس ارتعاش افزایش خواهدیافت.

کلید واژه- ژیروسکوپ ارتعاشی، شبیه‌سازی پوسته ارتعاشی نیم‌کروی، فرکانس ارتعاشی، فاکتور کیفیت، پارامترهای هندسی

Mechanical simulation andinvestigation of Hemisphere Shell Resonator(HSR) geometry

Abdollah Eslami Majd, Aylar Khoosheh Mehri, Elham Arab Sheibani, Maryam Koukhaei

Abstract- The Hemispherical Resonator Gyroscope(HRG) consists of three main parts of the hemispherical shell, electrodes and control circuits. In this research, a hemispherical shell with a hollow stem has been investigated. In order to mechanical simulation, first the equations of shell are studied and three-dimensional modeling is performed in Comsol Multiphysics software. In the simulation output, the vibrating modes of the shell, natural frequencies, system quality factor and the effect of geometry on the natural frequency of the shell are investigated. The quality factor is about 2 billion in the second and third vibrating modes. Also, by examining the relationship between geometry and performance parameters, it was concluded that with increasing stem radius and shell radius, the natural frequency decreases and with increasing shell thickness, the natural frequency will increase.

Keywords: Hemispherical Resonator Gyroscope(HRG), Hemispherical Shell Resonator(HSR) Simulation, Natural Frequency, Quality Factor, Geometric Parameter

*a_eslamimajd@mut-es.ac.ir

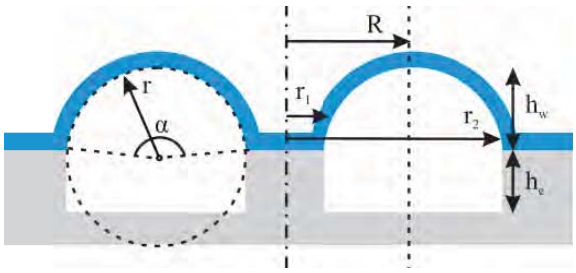
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

میکروژیروسکوپ‌ها دارای ویژگی‌های اندازه کوچک، توان مصرفی کم و هزینه کم هستند. اخیرا تشدیدکننده‌های میکرو پوسته ساخته‌شده از فرآیند دمش شیشه‌ای در مرجع [1] و [2] به دلیل فاکتورکیفیت بالا و کاربرد بالقوه توجه زیادی را به ژیروسکوپ‌های نیم‌کروی ارتعاشی افزایش داده‌اند. پس از آن مرجع [3] طراحی و شبیه‌سازی پوسته نیم‌کروی با ساقه توخالی از جنس الماس پلی‌کریستال است که با فرکانس ۸۰/۶۱ کیلوهرتز در مد دوم ارتعاشی نوسان می‌کند. بدلیل فاصله‌فرکانسی مطلوب ۰/۳۲٪، پوسته تشدیدگر نسبت به لرزش حساسیت کمتری داشته و مقاومت در برابر ضربه را بهبود بخشد. مرجع [4] اثر پارامترهای جنس و هندسه بر فرکانس را بررسی نموده و سعی در کاهش اتلاف و افزایش فاکتورکیفیت در تشدیدگر را دارد. مرجع [5] پوسته تشدیدگر فیوزدسیلیکا، که در فرکانس طبیعی ۵/۸۰۳ کیلوهرتز با فاصله‌فرکانسی ۲/۱ هرتز در مد دوم ارتعاشی نوسان می‌کند را طراحی نموده که دارای فاکتورکیفیت بیش از ۱۰ میلیون می‌باشد. همچنین با بررسی پارامترهای عملکردی تشدیدگر، پوسته را برای کاربردهای مختلف فضایی و نظامی مناسب می‌داند.

مدل‌سازی پوسته نیم‌کروی با پایه توخالی

برای پیش‌بینی فرکانس طبیعی مناسب و ارتباط آن با ابعاد پوسته نیم‌کروی، لازم است مدل‌سازی ریاضی پوسته انجام شود [6].در شکل ۱، پارامترهای هندسی پوسته مشخص شده‌است. شعاع کوچکتر r، شعاع بزرگتر R، محیط داخلی r_1، محیط خارجی r_2، عمق زدایش h_e و ارتفاع جام h_w داده شده‌است.



شکل ۱) نمایش پارامترهای هندسی پوسته نیم‌کروی با پایه توخالی [6]

با توجه به شکل ۱، حجم حفره زدایش شده محاسبه می‌شود [6]:

$$V_{cavity} = \pi(r_2^2 - r_1^2)h_e \qquad (۱)$$

طبق **Error! Reference source not found.**، در این رابطه r_2 محیط بیرونی حفره، r_1 محیط حفره میانی و h_e عمق زدایش است. می‌توان با استفاده از پارامترهای هندسی حجم پوسته را از رابطه زیر بدست آورد [6]:

$$V_{wineglass} = \pi R r^2 \left(\alpha - \sin(\alpha)\right) \qquad (۲)$$

طبق **Error! Reference source not found.**، در رابطه بالا r شعاع کوچکتر و R شعاع بزرگتر و α زاویه بازشدن پوسته است، شعاع کوچک و بزرگ را می‌توان با استفاده از بیان زیر بدست آورد [6]:

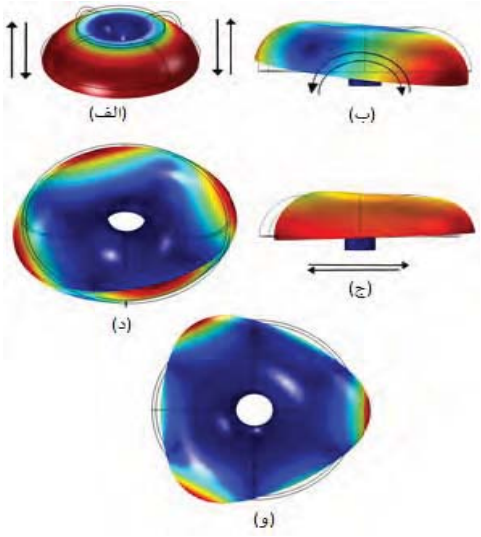
$$\begin{cases} r = \dfrac{r_2 - r_1}{2\sin(\alpha/2)} \\ R = \dfrac{r_2 + r}{2} \end{cases} \qquad (۳)$$

رابطه‌ای بین شعاع کوچکتر (r)، زاویه بازشدگی پوسته (α) و ارتفاع جام (h_e) را به این ترتیب است[6]:

$$h_w = r\left(1 - \cos\left(\alpha/2\right)\right) \qquad (۴)$$

شبیه‌سازی پوسته نیم‌کروی ارتعاشی

پوسته ارتعاشی با شعاع پوسته ۱۲۵۰ µm ، شعاع ساقه ۵۰۰ µm، ضخامت ۱۰۰ µm و جنس پیرکس با چگالی $2230\ Kg/m^3$، ضریب‌پواسون ۰.۲ و مدول‌یانگ ۶۴ GPa در نرم‌افزار کامسول به صورت سه‌بعدی طراحی و شبکه‌بندی شده و مدهای ارتعاشی پوسته استخراج گردید که درشکل۲ قابل مشاهده است.



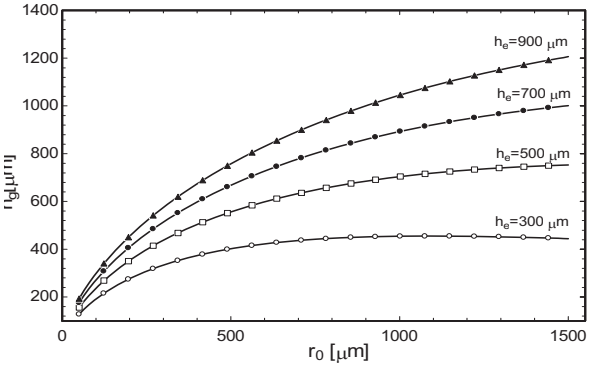
شکل۲) نمایش شکل مدهای مختلف ارتعاشی پوسته نیم‌کروی با پایه توخالی با استفاده از نرم‌افزار کامسول، الف) حرکت تنفسی (n=0)،ب) حرکت ضربه‌ای (n=1)،ج) حرکت انتقالی،د) مددوم ارتعاشی (n = 2)، و) مد سوم ارتعاشی (n = 3)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

حالت نوسانی n=۰، n=۱ و حرکت انتقالی پوسته به شتاب حساس هستند و اثر ژیروسکوپی ندارند. در این حالت‌ها پوسته گره و شکم ندارد و فقط حرکت ضربه‌ای یا انبساط و انقباض دارد. لذا چرخش موج ایستا در پوسته تشخیص داده‌نمی‌شود. حالت نوسانی n=۲ (دو گره و دو شکم) و n=۳ (سه گره و سه شکم) با فرکانس ارتعاش ۴۲ و ۸۳ کیلوهرتز و با فاکتورکیفیت ۱/۹۴ و ۲/۳۵ میلیارد، بعنوان مد کاری ژیروسکوپ استفاده می‌شود. این حالت‌ها اثر ژیروسکوپی دارند و در برابر شتاب خارجی و شوک مقاوم هستند. در بین حالت نوسانی دوم و سوم، هرچه ضریب زاویه و دامنه ارتعاش کمتر باشد، حساسیت کمتر می‌شودبه همین دلیل عموما از مد دوم ارتعاشی n=۲ بعنوان مد کاری ژیروسکوپ استفاده می‌شود[7].

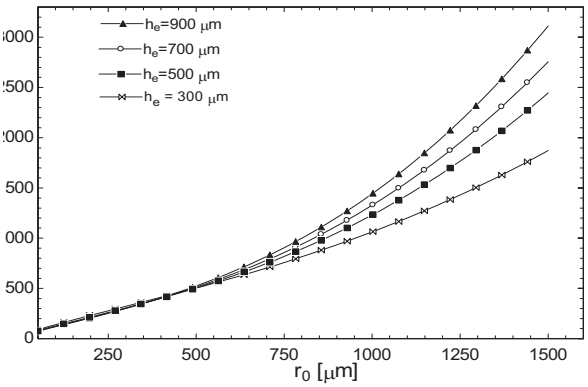
تاثیر تغییر هندسه حفره زدایش شده بر ارتفاع و شعاع پوسته نیم‌کروی

در شرایط ثابت آزمایشگاهی ارتفاع حفره h_e را به مقادیر ۳۰۰، ۵۰۰، ۷۰۰ و ۹۰۰ میکرومتر تغییر داده و هربار شعاع حفره زدایش‌شده (r_0) از ۰ تا ۱۵۰۰ میکرومتر افزایش داده می‌شود تا اثر آن بر ارتفاع پوسته بررسی شود. نتیجه تغییرات در شکل۳ نمایش داده‌شده‌است.



شکل۳) نمودار تغییرات ارتفاع پوسته بر حسب شعاع و ارتفاع حفره زدایش شده با استفاده از نرم افزار EES

همانطور که در شکل۳ قابل مشاهده است، هر منحنی مربوط به یک ارتفاع خاص از حفره می‌باشد. در هر ارتفاعی از حفره، با تغییر شعاع حفره از ۵۰ تا ۱۵۰۰ میکرومتر، ارتفاع پوسته افزایش می‌یابد. نرخ افزایش ارتفاع پوسته در ابتدا سریع و سپس هرچه شعاع بیشتر می‌شود نرخ افزایش ارتفاع آهسته‌تر می‌شود.برای آنالیز اثر شعاع حفره بر شعاع پوسته، با ثابت نگه‌داشتن شرایط آزمایشگاهی مانند آنچه قبل‌تر ذکر شد، ارتفاع حفره را از ۳۰۰ تا ۷۰۰ میکرومتری تغییر داده و در هر مورد شعاع حفره از ۵۰ تا ۱۵۰۰ میکرومتر افزایش داده‌شده‌است. نتایج تغییرات در شکل۴ مشاهده می‌شود.

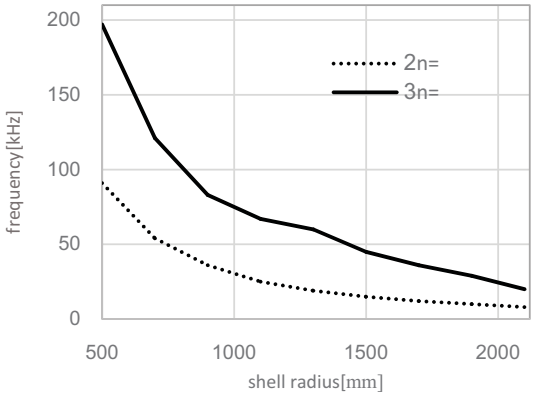


شکل۴) نمودار تغییرات شعاع پوسته بر حسب شعاع و ارتفاع حفره زدایش شده با استفاده از نرم افزار EES

در هر منحنی مربوط به ارتفاع خاص حفره، با افزایش شعاع حفره، شعاع پوسته افزایش می‌یابد. همچنین هرچه ارتفاع حفره بیشتر باشد، شعاع پوسته کروی نرخ افزایش بیشتری دارد. درواقع هرچه حجم حفره زدایش شده بیشتر باشد، شعاع پوسته کروی بیشتر خواهد بود.

اثر هندسه پوسته نیم‌کروی بر فرکانس ارتعاش

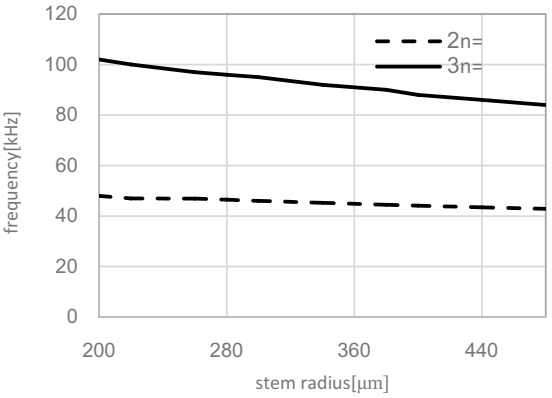
در پوسته نیم‌کروی با پایه توخالی نیز پارامترهای هندسی پوسته نظیر شعاع پوسته، شعاع حفره، ضخامت پوسته و جنس پوسته بر فرکانس ارتعاش اثر می‌گذارد. در هر مرحله از شبیه‌سازی، یک پارامتر متغیر و باقی ثابت هستند تا اثر پارامتر متغیر بر فرکانس مد دوم و سوم ارتعاشی بدست‌آید.شعاع پوسته را از ۵۰۰ تا ۲۰۰۰ میکرومتر افزایش داده و اثر آن بر فرکانس ارتعاش مد دوم و سوم بررسی می‌شود که در شکل۵ نتیجه شبیه‌سازی قابل مشاهده است.



شکل۵) منحنی تغییرات فرکانس پوسته بر حسب شعاع پوسته نیم‌کروی

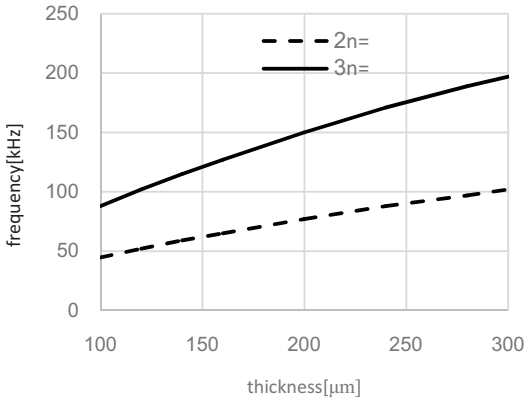
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

با توجه به منحنی رسم‌شده در شکل۵ می‌توان دریافت که با افزایش شعاع پوسته، فرکانس ارتعاشی مد دوم از ۹۱ تا ۱۰ کیلوهرتز و فرکانس مد سوم از ۱۹۷ تا ۲۰ کیلوهرتز کاهش دارد.شعاع ساقه را از ۲۰۰ تا ۵۰۰ میکرومتر تغییر داده و اثر آن بر فرکانس مد دوم و سوم ارتعاشی استخراج شده‌است. نتیجه شبیه-سازی در شکل۶ قابل مشاهده است.



شکل۶) منحنی تغییرات فرکانس پوسته بر حسب شعاع ساقه در پوسته نیم‌کروی

در شکل۶ مشخص می‌شود که با تغییر شعاع ساقه در پوسته نیم-کروی با ساقه توخالی، فرکانس ارتعاش مد دوم با شیب ملایمی از ۴۸ تا ۴۳ کیلوهرتز کاهش می‌یابد. همچنین در مد سوم ارتعاشی شیب منحنی نزولی کمی بیشتر شده و از ۱۰۲ تا ۸۳ کیلوهرتز کاهش یافته است.ضخامت را از ۱۰۰ تا ۳۰۰ میکرومتر تغییر داده و نتایج بصورت شکل۷بدست‌آمد.



شکل۷) منحنی تغییرات فرکانس پوسته بر حسب ضخامت پوسته نیم‌کروی

همانطور که در شکل۷ قابل مشاهده است، در مد دوم و سوم ارتعاشی با افزایش ضخامت پوسته از ۱۰۰ تا ۳۰۰ میکرومتر، فرکانس ارتعاش در مد دوم از ۴۴ تا ۱۰۲ کیلوهرتز و در مد سوم از ۸۷ تا ۱۹۷ کیلوهرتز افزایش دارد.

نتیجه‌گیری

با افزایش شعاع پوسته و شعاع ساقه، فرکانس مد دوم و سوم ارتعاشی کاهش و با افزایش ضخامت پوسته، فرکانس مد دوم و سوم ارتعاشی با شیب ملایمی افزایش می‌یابد.

مرجع‌ها

[1] X. Liu *et al.*, “3D fabrication of spherical microlens arrays on concave and convex silica surfaces,” *Microsyst. Technol.*, vol. 25, no. 1, pp. 361–370, 2019.

[2] Y. Wang, M. H. Asadian, and A. M. Shkel, “Compensation of frequency split by directional lapping in fused quartz micro wineglass resonators,” *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 28, no. 9, p. 95001, 2018.

[3] Z. Liu, W. Zhang, F. Cui, and J. Tang, “Three-dimensional micromachined diamond birdbath shell resonator on silicon substrate,” *Microsyst. Technol.*, vol. 26, no. 4, pp. 1293–1299, 2020.

[4] A. Darvishian *et al.*, “Thermoelastic dissipation in micromachined birdbath shell resonators,” *J. Microelectromechanical Syst.*, vol. 26, no. 4, pp. 758–772, 2017.

[5] S. Singh, J. K. Woo, G. He, J. Y. Cho, and K. Najafi, “0.0062°/√hr Angle Random Walk and 0.027°/√hr Bias Instability from a Micro-Shell Resonator Gyroscope with Surface Electrodes,” *Proc. IEEE Int. Conf. Micro Electro Mech. Syst.*, vol. 2020-Janua, pp. 737–740, 2020.

[6] D. Senkal and P. M. Johnson, “Micro-glassblowing Paradigm for Realization of Rate Integrating Gyroscopes,” *Mech. Aerosp. Eng.*, vol. Dissertati, p. 123, 2015.

[7] C. L. Mayberry, “Interface circuits for readout and control of a micro-hemispherical resonating gyroscope,” Georgia Institute of Technology, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۳۲۹-۱۰-A

ژیروسکوپ ارتعاشی نیمکروی: رویکردهای پیاده‌سازی پوسته نیمکروی

عبدالله اسلامی مجد[۱]،آیلارخوشه مهری[۲]،سیده عطیه حسینی[۳]

[۱و۲]هیأت علمی دانشگاه صنعتی مالک اشتر تهران [۱]، [۳]کارشناسی ارشد برق الکترونیک

چکیده - ژیروسکوپ ارتعاشی نیمکروی به دلیل داشتن نویز کم، عملکرد مناسب و طول عمر بالا به‌عنوان انتخابی با ارزش برای صنعت هوا و فضا می‌باشد. مهمترین بخش این ژیروسکوپ، پوسته ارتعاشی آن است. پوسته ارتعاشی نیمکروی در ابعاد میکرون به سه روش میکروماشینکاری، بلوتورچینگ و دمش شیشه‌ای قابل پیاده‌سازی است. در این مقاله پس از معرفی اجمالی و مقایسه رویکردهای ممکن به منظور ساخت پوسته نیمکروی، روش دمش شیشه‌ای انتخاب و زیر فرایندهای این روش معرفی و نتایج پیاده-سازی آن ارائه شده است. در نمونه‌ی ارائه شده با اجرای روش دمش شیشه‌ای، پوسته نیمکروی با شعاع ۱.۵mm، با شعاع پایه میانی و ارتفاع پوسته ۱۰۰µm ساخته‌شد. همچنین در این روش ساخت با طراحی زیرفرایند دمش در جهت کنترل فرایند دمایی در مرحله-ی خنک سازی قطعه از افزایش کریستالیزه شدن در پوسته جلوگیری شده است.

کلید واژه- پوسته ارتعاشی نیمکروی، روش دمش شیشه‌ای، ژیروسکوپ، ژیروسکوپ ارتعاشی نیمکروی

Hemispherical Resonator Gyroscope: Hemispherical Shell Implementation Approaches

AbdollahEslamiMajd, AylarKhooshehMehri,SeyedehAtiehHosseini

Abstract-The low noise, high performance and no wear-out has made the Hemispherical Resonator Gyroscope (HRG) the high value choice for aerospaceindustry. One of the parts of a Hemispherical Resonator Gyroscope is itshemispherical shell Resonator (HSR). It is possible to Implementation the µHSR in three technique by micromachining, blow-torching and glassblowing. In this article, after a brief introduction and comparison of possible approaches to make a hemispherical shell, the glass blowing method is selected and the sub-processes of this method are introduced and the results of its implementation are reported. The fabrication of hemispherical shell with different radius include radius of a shell with 1.5 mm and radius of stem has been done. In this process, the height of the shell is 100 micrometers. Also, in this fabrication method, by increasing the blowing sub-process in order to control the temperature process in the cooling stage of the part, the increase of crystallization in the shell is prevented.

Keywords: glassblowing, gyroscope, Hemispherical Resonator Gyroscope, Hemispherical ShellResonator

---

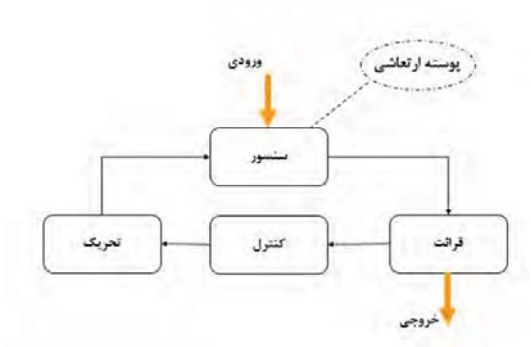
[1]a_eslamimajd@mut-es.ac.ir

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

ژیروسکوپ ارتعاشی نیمکروی که با تشدیدگر نیمکروی ارتعاش می‌کند، تحت عنوان HRG[۲] معرفی می‌گردد[۳]. HRG تنها نوع ژیروسکوپ ارتعاشی است، که در کلاس ناوبری قرار دارد [۲]. بنا بر مزایایی از قبیل بهینه‌سازی اتلاف انرژی و مقاوم بودن در برابر ارتعاشات بیرونی و ساخت متقارن پوسته، توجه به کاربرد تشدیدگرهای نیمکروی ارتعاشی در حسگرهای هدایت و ناوبری روبه افزایش است [1].

همان‌طور در شکل (۱) قابل مشاهده است، ساختار ژیروسکوپ ارتعاشی نیمکروی از سه بخش اصلی الکترودها، پوسته ارتعاشی و مدارات کنترلی تشکیل گردیده است که پوسته ارتعاشی به عنوان حسگر در این سامانه، چرخش ورودی را دریافت می‌کند.



شکل ۱: نمایی از جایگاه پوسته در ساختار ژیروسکوپ ارتعاشی

پوسته ارتعاشی نیمکروی در ابعاد میکرون به سه روش دمش شیشه‌ای[۳]، بلوتورچینگ[۴] و یا میکروماشینکاری[۵] ساخته می‌شود.در این پژوهش پس از معرفی و مقایسه‌ی روش‌های مذکور، ساخت پوسته نیمکروی بر مبنای روش دمش شیشه‌ای مورد بررسی قرارگرفته است.

انواع رویکردهای ساخت پوسته

در روش دمش شیشه‌ای ابتدا پس از انتخاب زیرلایه‌ی مناسب به عنوان بستر مورد نظر،در زیرلایه حفره‌ای استوانه‌ای شکل ایجاد می‌شود. سپس طی فرآیند باندینگ[۶]، یک ویفر از جنس شیشه به زیرلایه مذکور متصل می‌شود. سپس با اجرای فرایند دمش و با انبساط فشار گاز داخل حفره و نیروی کشش سطحی، تغییر شکل در لایه شیشه‌ای صورت می‌گیرد. نیروی کشش سطحی در این فرایند باعث ایجاد تقارن بالا و کمترین ناهمواری در سطح می‌شود[۴].

روش بلوتورچینگ بدین صورت است که بین دو قالبی که از جنس گرافیت هستند، لایه‌ای شیشه‌ای از جنس فیوزد سیلیکا[۷] قرار می‌گیرد که با اعمال حرارت از بالا و اختلاف فشار از زیرقالب‌ها، لایه فیوزد سیلیکا به داخل حفره کشیده می‌شود. این فرایند در زمان کوتاه با استفاده از مشعل، با دمای حدود ۲۵۰۰ درجه سانتی‌گراد انجام می‌شود [۵]. روش دیگر میکروماشینکاری است که این روش براساس چند مرحله لیتوگرافی[۸] و زدایش و فرایندهای متداول این تکنیک که در ساخت انواع ادوات الکترونیکی نیز مرسوم است، اجرا می‌شود[۶].

با توجه به اینکه استفاده از روش میکروماشینکاری برای ساخت پوسته ارتعاشی با تقارن و همواری سطح موردنظر مستلزم امکانات ویژه‌ای است که در داخل کشور در دسترس نیست، برای انتخاب روش مناسب، در ادامه قیاس

۲ Hemispherical Resonator Gyroscope
۳ glassblowing
۴ blow-torching
۵ micro machining
۶ bonding
۷ fused silica
۸ Lithography

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بین دو روش دمش شیشه‌ای و بلوتورچینگ در جدول۱ بیان‌شده است.

جدول ۱: مقایسه روش دمش شیشه‌ای و بلوتورچینگ

روش‌های ساخت	مزایا	معایب
دمش شیشه‌ای	افزایش دما تا دمای بالای نقطه دمایی نرم‌شدگی[7] امکان ساخت چند پوسته همزمان [7] هزینه کمتر ساخت [9]	محدودیت نرخ ابعاد [7] اهمیت فرایند دمایی به منظور جلوگیری از کریستالیزه شدن پوسته [8]
بلوتورچینگ	سریعبودنفرایند [8] امکان افزایش نرخ ابعاد امکان ساخت چند پوسته به طور همزمان[8]	برحسب دمای نقطه ذوب مواد اعمال حرارت[8] نیاز به دقت بالا در همترازی مرکز مشعل با مرکز قالب [8]

ساخت پوسته

در این مقاله با توجه به درنظرگرفتن فرایند دمایی و امکان پذیری اعمال حرارت، رویکرد دمش شیشه‌ای به منظور ساخت پوسته نیمکروی ارتعاشی[۹](HSR) انتخاب و پیاده-سازی گردید. این روش شامل چهار مرحله اصلی زیر است:

الف) مرحله ایجاد حفره

ب) مرحله باندینگ

ج) مرحله دمش

د) مرحله نهایی

با انتخاب سیلیکن به عنوان بستر و ایجاد حفره استوانه‌ای در آن با شعاع1.5mm و عمق ۵۳۲µm، اتصال ویفر شیشه‌ای به بستر با روش آندیک باندینگ انجام پذیرفت. سپس طی فرایند دمشویفرهای متصل شده تا دمایی بیشتر از نقطه دمایی نرم‌شدگی (دمای ۸۲۰ درجه سانتی-گراد)حرارت می‌بینند، که ویسکوز شدن لایه شیشه‌ای و انبساط هوای داخل حفره در این وضعیت رخ می‌دهد. در نتیجه با فشار گاز و نیروی کشش سطحی پوسته متورم می‌شود. این روند دمش تا زمانی ادامه می‌یابد که فشار داخلی با فشار خارجی محیط برابر شود. به بیان دیگر در طی بازه‌ی زمانی کوتاهی، در لایه شیشه‌ای، نیروی کششی در سطح ساختار پوسته در مقیاس اتمی عمل می‌کند تا ناهمواری سطحی و نقص‌های ساختاری را به حداقل برساند.

نتایج

درنهایت در طی مراحلی با شناسه ذکرشده در **Error! Unknown switch argument.** پوسته‌ای با مشخصات، شعاع ۱۵۰۰ میکرومتر و شعاع میانی ۲۵۰ میکرومتر و ارتفاع ۱۰۰ میکرومتر حاصل می‌گردد. شکل (۳) بیانگر پوسته پدید آمده تحت فرایندهای ایجادشده است.

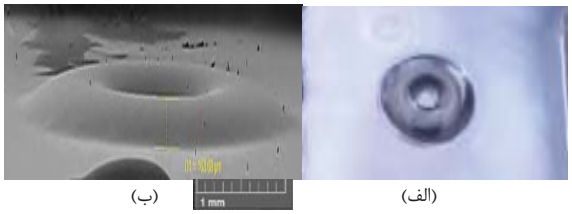
جدول ۲. مشخصات پوسته حاصل از روش دمش شیشه‌ای

مشخصات نمونه					
فرایندایجاد حفره	ضخامتسیلیکون(µm)	قطر حلقهمیانی(µm)	شعاعبررسی‌شده(µm)	عمقبررسی‌شده(µm)	لب‌پریدگی(µm)
	۷۰۴	۴۵۰	۱۲۷۵	۵۳۲	۵۰
فرایندباندینگ	دمای فرایند 550c		ولتاژ 800v	زمان اعمال ولتاژ 30s	
فرایندسایش	ضخامت150µm		پولیش25µm درنهایتضخامت125µm		
فرایندددمش	زمانورود۲۱۰s	زمانماندن۳۰۰s		زمانسردشدن۹۰s	
ابعاد نهایی پوسته	ارتفاع 100 µm شعاع میانی 250 µm شعاع حلقه بیرونی1500 µm				

[۹] Hemispherical Shell Resonator

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

شکل (۳) بیانگر تصویر پوسته نیمکروی ساقه‌دار در دو حالت بررسی متفاوت است، تصویر (الف) نشانگر عدم کریستالیزه شدن و شفافیت پوسته، تصویرSEMپوسته (ب) نمایانگر ابعاد پوسته با دقت میکرومتری و صحت انجام زیرفرایندهای دمش شیشه‌ای می‌باشد.



شکل ۲: پوسته نیم کروی ساقه‌دار شیشه‌ای با ارتفاع 100µmحاصل از روش دمش شیشه‌ای بر روی بستری از سیلیکن

نتیجه‌گیری

در این مقاله ساخت نمونه آزمایشگاهی پوسته ارتعاشی نیمکروی با روش دمش شیشه‌ای پیاده‌سازی شد و با انجام زیرفرایندهای لازم و یافتن نقطه کار مورد نظر، پوسته شیشه‌ای با ساختار نیمکروی ساقه‌دار و با کنترل کریستالیزه شدن در ساختار بلوری آن حاصل گردید.همچنین بر اساس این نتایج می‌توان این پوسته را با توجه به مشخصات ژیروسکوپی مورد نظر طراحی نمود و ساخت.

مرجع‌ها

[1] D. Senkal, M. J. Ahamed, A. A. Trusov, and A. M. Shkel, “Achieving sub-hz frequency symmetry in micro-glassblown wineglass resonators,” J. Microelectromechanical Syst., vol. 23, no. 1, pp. 30–38, 2014.

[2] Yun, Li, et al. "Quadrature control of hemispherical resonator gyro based on FPGA." IEEE 2011 10th International Conference on Electronic Measurement & Instruments. Vol. 3. IEEE, 2011.

[۳] Litty, E. C., Gresham, L. L., Toole, P. A.

E. C. Litty, L. L. Gresham, P. A. Toole, and D. A. Beisecker, “Hemispherical Resonator Gyro: an IRU for Cassini,” Proc. SPIE - Int. Soc. Opt. Eng., vol. 2803, pp. 299–310, 1996.

[4] D. Senkal, C. R. Raum, A. A. Trusov, and A. M. Shkel, “Titania silicate / fused quartz glassblowing for 3-d fabrication of low internal loss wineglass micro-structures,” Tech. Dig. - Solid-State Sensors, Actuators, Microsystems Work., pp. 267–270, 2012.

[5] J. Cho, J. Yan, J. A. Gregory, H. Eberhart, R. L. Peterson and K. Najafi, "High-Q fused silica birdbath and hemispherical 3-D resonators made by blow torch molding," 2013 IEEE 26th International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS), Taipei, pp. 177-180, 2013.

[6] A. Heidari et al., “Micromachined polycrystalline diamond hemispherical shell resonators,” in 2013 Transducers and Eurosensors XXVII: The 17th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems, TRANSDUCERS and EUROSENSORS 2013, no. June, pp. 2415–2418, 2013.

[7] B. Luo, J. Shang, Z. Su, J. Zhang, and C. P. Wong, “Height adjustment of 3-d axisymmetric microumbrella shells for tailoring wineglass frequency,” IEEE Trans. Components, Packag. Manuf. Technol., vol. 9, no. 3, pp. 567–574, 2019.

[8] J. Y. Cho, J. Yan, J. A. Gregory, H. W.Eberhart, R. L. Peterson, and K. Najafi, “3-Dimensional Blow Torch-Molding of Fused Silica Microstructures,” J. Microelectromechanical Syst., vol. 22, no. 6, pp. 1276–1284, 2013.

[9] D. Senkal, M. J. Ahamed, S. Askari, and A. M. Shkel, “MEMS micro-glassblowing paradigm for wafer-level fabrication of fused silica wineglass gyroscopes,” Procedia Eng., vol. 87, pp. 1489–1492, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27thIranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021), and the 13thIranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021).University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021

کد مقاله : ۱-۹ ۲۵۰-۱۰-A

All-optically mode conversion of beams carrying orbital angular momentumusing 2D multi-mode interferencecoupler

Afsoun Soltani[1], S. Faezeh Mousavi[2], Zaker Hossein Firouzeh[1]and Rahman Nouroozi[3]

[1]Department of Electrical and Computer Engineering, Isfahan University of Technology, Isfahan, Iran.
Emails: afsun.soltani@ec.iut.ac.ir, zhfirouzeh@cc.iut.ac.ir

[2] Department of Electrical Engineering, Amirkabir University of Technology, Tehran, Iran.
Email: f.mousavi@aut.ac.ir

[3] Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, Zanjan, Iran.
Email: rahman.nouroozi@iasbs.ac.ir

Abstract-In this work, a two dimensional multimode interference (2D MMI) coupler for switching between orbital angular momentum (OAM) modes with opposite topological charge of $l = \pm 1$ has been designed. The proposed device consists of two MMI waveguides and four intermediate ports including two linear waveguides and two tapering phase shifters. Input OAM mode is decomposed into four field patterns at up, down, right and left sides of the end of the first MMI waveguide. Up and down field patterns are related to the real part of the input OAM mode and sided field patterns are related to its imaginary part. Based on the fact that OAM modes with opposite topological charges have π phase difference in imaginary parts and identical real parts, the phase shifters are controlled by the waveguide width at the end of the first MMI waveguide in such a way to apply π phase shift between the sided output field patterns. Following the intermediate ports, second MMI waveguide manipulates the field patterns in order to provide the output OAM mode with topological charge opposite to the input one.

Keywords: 2D Multi-Mode Interference, Orbital Angular Momentum,Phase Shifter.

1. Introduction

Raised by Allen in 1992 [1], light beams with the phase dependence of $e^{il\varphi}$ carries orbital angular momentum (OAM) independent of the polarization state, where φ is the azimuthal angle, and $l$indicates the topological charge that can take any integer value, positive or negative. Topological charge represents the number of light twists in one wavelength. OAM modes with different topological charge values of$l$, are theoretically unbounded and orthogonal to each other. This fact introduces a new degree of freedom and can therefore be effectively exploited to enhance the integrated optical devices such as optical beam splitters[4-6], mode convertors[7], couplers[8], wavelength-division (de)multiplexers [9] and capacity of the optical communication links through mode division multiplexing (MDM) technique which loads channel's data on different simultaneous carrying modes[2]. Hence, in order to implement their commercial communication systems, switching and conversion of OAM modes are essential operations. Multimode interference (MMI)[3]structures with many interesting features like their compact size, low sensitivity to fabrication parameters, and ease of fabrication, are efficient candidates for this purpose. MMI structures, based on the interference between the modes of a multimode waveguide, are now widely used in both 1D and 2D as a basic element in many switches[10]. In 1-D MMI devices, the waveguide is single-mode in the transverse dimension and multimode in the other dimension, whereas in 2D

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

ones MMI waveguides are multimode in both horizontal and vertical directions[11]. In order to carry the power by higher order modes with 2D field distributions, 2D MMI devices are required. From this point of view, a 2D MMI structure can be utilized for OAM mode transmission, too.
Accordingly, this paperproposes an integrated optical device using 2D MMI waveguidesto switch OAM beams with opposite topological charges of $l=\pm1$, for the first time to the best of our knowledge. Based on the theory of OAM-MMI waveguides[12], the decomposition of any order of OAM modes ($l=\pm1$) into odd- and even-mode field components [13] occurs at the specificlengthof the MMI waveguide. This issue and the fact that the OAM modes with opposite topological chargeshave even-mode with π phase difference, is utilizedto design a noveltwo stage MMI waveguide joint with tapering phase shifters in between, in order to switch the OAM beams with opposite topological charges.

2. Structure Design

Based on the multimode interference theory[11],self-imaging in a 2D multimode waveguide produces $N\times M$ images at the distances$L$that can be expressed as [11]:

$$L=\left(\frac{S_x}{N}\right)3L_{\pi x}=\left(\frac{S_y}{M}\right)3L_{\pi y} \qquad (1)$$

where $N$and M are positive integers without common divisors with the positive integers S_x and S_y, respectively, which are the positional numbers in the $X$and Ydirections, respectively. $L_{\pi x}$ and $L_{\pi y}$ also represent the coupling lengths between the two lowest order modes; the former in X direction and the latter in Y direction. They can be approximately related to the waveguide material refractive index, n_f, and working wavelength, λ_0, as $L_{\pi x}=\frac{4n_fW_x^2}{3\lambda_0}$ and $L_{\pi y}=\frac{4n_fW_y^2}{3\lambda_0}$.For simplicity, in the following discussion, $S_x=S_y=1$ which is also a common practice for the shortest device length.

According to the imaging properties of OAM mode in 2D square cross sectionalMMI waveguide ($L_{\pi x}=L_{\pi y}=L_c=\frac{4n_fW^2}{3\lambda_0}$),an incidentOAM mode with $l=+1$, exhibit field-splitting at $3L_c/4$ and OAM-maintaining image at $3L_c/2$,as displayed schematically in Fig. 1a[12].

It is worth mentioning that any order of OAM modes (±1)can be decomposed into odd- and even-mode field components as[13]:

$$f_{OAM}(x,y)=f_{odd}(x,y)\pm if_{even}(x,y) \qquad (2)$$

where ± sign is determined by the sign of the OAM order (±1). This decomposition has been shown in Fig. 1b for OAM mode with $l=+1$. In accordance with Eq. (2), OAM modes with opposite topological charges have identical real parts and π phase difference in imaginary parts. We use this fact to design a 2D MMI switch between OAM modes with $l=\pm1$by applying π phase shift between sided decomposed field components at $3L_c/4$ length of Fig. 1a.

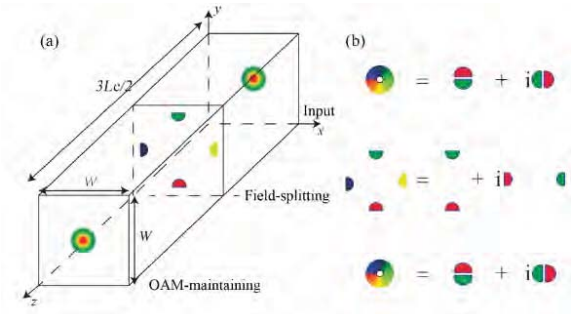


Fig. 1: a) Scheme of incident OAM mode in a square cross-sectional MMI waveguide; b) decomposition of $l=+1$ OAM mode into odd and even modes [12]

Thus, as shown in Fig. 2, the proposed structureconsists of three parts:

1. The first MMI waveguide for decomposition of input OAM mode.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

2. Intermediate ports including two linear waveguides for guiding up and down field patterns with no change in phase, and two tapering phase shifters in right and left sides for applying π phase shift between the sided decomposed fields.
3. Second MMI waveguide for composing the manipulated fields in the last part and making OAM mode with opposite topological charge.

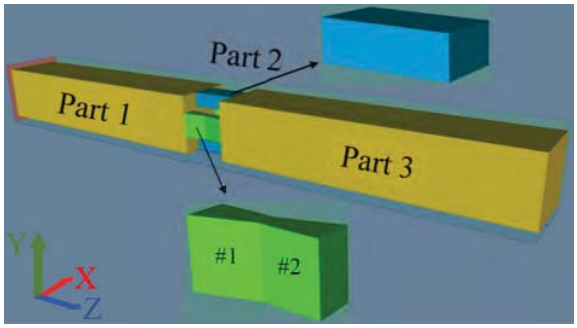


Fig 2:Schematics of the proposedstructure: Part 1 (first MMI waveguide), Part 2 (Intermediate ports) and Part 3 (second MMI waveguide)

The simulation of the structure performance has been done using the commercially available simulation software package OptiBPM13.1. All the simulations assume a vacuum wavelength of $\lambda_0 = 1550$ nm ,and a silicon waveguide $\left(n_f = 3.45\right)$ surrounded by silica $\left(n_c = 1.45\right)$. The proposed device parameters are presented in table I.

Fig. 3 shows the amplitude and phase of an $l = +1$ OAM mode with waist radius of $1.5\ \mu$m as the input field. Mode decomposition occurs at the end of the first MMI waveguide. As displayed in Fig. 4, the phase of the field pattern at the right and left sides are 0 and $-\pi$, respectively. The second part of the proposed device shifts the phase of the sided field patterns in π value and keeps the phase of the up and down field patterns unchanged (Fig. 5).

Table I. The proposed device parameters

components			$W_x(\mu m)$	$W_y(\mu m)$	$L\ (\mu m)$
Part 1	First MMI waveguide		25	25	1221
Part 2	Up and down linear waveguides		10	6	189
	Sided phase shifters	Section 1	6~3	10	94.5
		Section 2	3~6	10	94.5
Part 3	Second MMI waveguide		25	25	1219

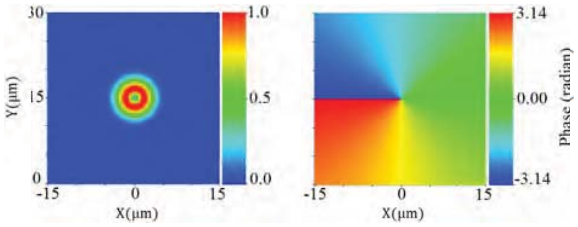


Fig. 3:The amplitude (left) and phase (right) distributions of the input OAM mode with $l = +1$

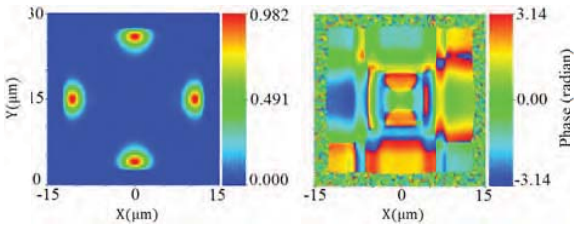


Fig. 4:The amplitude (left) and phase (right) distributions of the decomposed fields at the end of the first part of theproposed device.

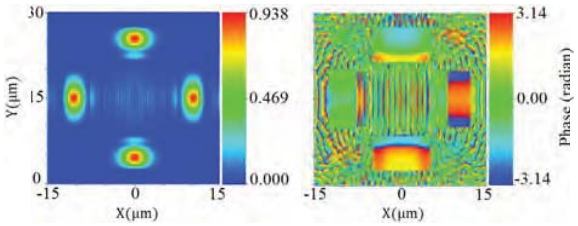


Fig. 5: The amplitude (left) and phase (right) distributions of the decomposed field at the end of the second part of theproposed device

As displayed in Fig. 6, the last part of the proposed devise, second MMI waveguide, compose field patterns and produce OAM mode with opposite topological charge of $l = -1$.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

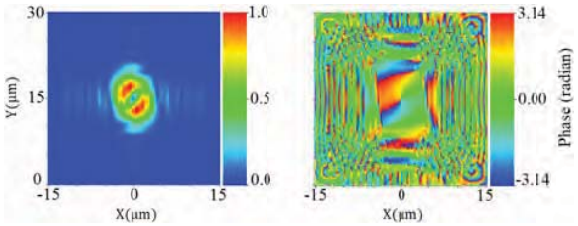


Fig. 6: The amplitude (left) and phase (right) distributions of the output OAM mode with $l = -1$.

The calculated efficiency of the output mode of the proposed device equals to 82%. Fig. 7 shows the output field of the proposed device for input OAM mode with $l = -1$.

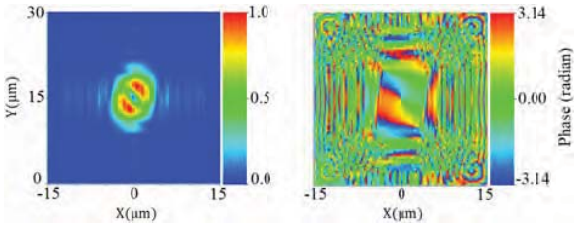


Fig. 7: The amplitude (left) and phase (right) distributions of the output OAM mode with $l = +1$

3. Conclusion

In this paper, a 2D MMI coupler for switching between OAM modes with opposite topological charge of $l = \pm 1$ has been proposed. This structure decomposes the OAM modes into odd- and even-mode field components and provides switching conditions between opposite topological charges by using phase shifters controlled by waveguide width between two 2D MMI waveguides.

References

[1] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. Spreeuw, and J. Woerdman, "Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes," Physical review A, vol. 45, no. 11, p. 8185, 1992.

[2] S. Yu, "Potentials and challenges of using orbital angular momentum communications in optical interconnects," Optics Express,vol. 23, no. 3, pp. 3075-3087, 2015.

[3] L. B. Soldano and E. C. Pennings, "Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and applications," Journal of lightwave technology,vol. 13, no. 4, pp. 615-627, 1995.

[4] D. Chack, S. Hassan, and A. Kumar, "Design and analysis of polarization beam splitter based on cascaded MMI on SOI," In Integrated Optics: Devices, Materials, and Technologies XXIV, vol. 11283, p. 1128320: International Society for Optics and Photonics, 2020.

[5] Y. Jiao, D. Dai, Y. Shi, and S. He, "Shortened polarization beam splitters with two cascaded multimode interference sections," IEEE Photonics Technology Letters,vol. 21, no. 20, pp. 1538-1540, 2009.

[6] Y. Yao, W. Wang, and B. Zhang, "Designing MMI structured beam-splitter in LiNbO3 crystal based on a combination of ion implantation and femtosecond laser ablation," Optics express,vol. 26, no. 15, pp. 19648-19656, 2018.

[7] A. Wageeh, S. El-Sabban, and D. Khalil, "Design of a 2D Fiber Mode Converter Using a Planar 2D Multi-Mode Interference Structure," Optik,p. 164500, 2020.

[8] M. Nuck, M. Kleinert, H. Conradi, D. de Felipe, C. Zawadazki, A. Scheu, M. Kresse, W. Brinker, N. Keil, and M. Schell, "3D photonic integrated 4x4 multi-mode interference coupler,"In Integrated Optics: Devices, Materials, and Technologies XXIII, vol. 10921, p. 109211C: International Society for Optics and Photonics, 2019.

[9] Y. Zhou, "Silicon-Based Mode Converter and Demultiplexer for Wavelength Division Multiplexing Transmission by Using Multimode Interference Couplers," Optics andPhotonics Journal,vol. 10, no. 06, p. 117, 2020.

[10] H. D. T. Linh, D. C. Truong, D. D. Quang, V. D. Phuc, and N. T. Hung, "Mode Switch for On-Chip Optical Interconnects using Multimode Interference Couplers," In 2019 6th NAFOSTED Conference on Information and Computer Science (NICS), pp. 98-102: IEEE, 2019.

[11] X. Jiang, Y. Sun, J. Yang, and M. Wang, "General imaging properties of two-dimensional multimode interference couplers," Optical Engineering,vol. 45, no. 4, p. 044602, 2006.

[12] Z. Ma, H. Chen, K. Wu, Y. Zhang, Y. Chen, and S. Yu, "Self-imaging of orbital angular momentum (OAM) modes in rectangular multimode interference waveguides," Optics Express,vol. 23, no. 4, pp. 5014-5026, 2015.

[13] P. Z. Dashti, F. Alhassen, and H. P. Lee, "Observation of orbital angular momentum transfer between acoustic and optical vortices in optical fiber," Physical review letters,vol. 96, no. 4, p. 043604, 2006.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۲۳۴۴-۱۰-A

بررسی جو دریاچه ارومیه با استفاده از لیدار قطبشی، مدل‌های هواشناسی و سنجندهMODIS

سالار علیزاده[۱]، حمیدرضا خالصی‌فرد[۲-۱]، حسین پناهی‌فر[۱]، روح‌اله مرادحاصلی[۳]

۱- دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان
۲- پژوهشکده تغییر اقلیم و گرمایش زمین، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان
۳- گروه فیزیک، واحد زنجان، دانشگاه آزاد اسلامی، ایران، کدپستی ۵۸۱۴۵ – ۴۵۱۵۶

salizadeh@iasbs.ac.ir, khalesi@iasbs.ac.ir,h.panahifar@iasbs.ac.ir,
r.moradhaseli.iauz@gmail.com

چکیده –در این گزارش به بررسی نوع و ارتفاع ذرات معلق موجود در جو دریاچه ارومیه می‌پردازیم. در تابستان ۲۰۲۰، با استفاده از یک لیدار قطبشی جو دریاچه در راستای عمود پایش شد. برای راستی‌آزمایی داده‌های لیدار را با اطلاعات سنجنده MODISمقایسه خواهیم کرد. و با مدل HYSPIT مسیر برگشت پدیده‌ها را ردیابی می‌کنیم. از داده‌های ایستگاه هواشناسی پل میانگذر دریاچه نیز استفاده خواهیم کرد. در این مدت ذرات با ضریب واقطبش ۱۵~٪ تا ارتفاع بیش از ۳۰۰۰ متر در جو دریاچه ارومیه مشاهده شده‌اند.

کلید واژه- دریاچه ارومیه، ذرات نمک، لیدار قطبشی.

Investigation of Urmia Lake atmosphere using a polarization LiDAR, meteorological models, and MODIS recordings

Salar Alizadeh[1], Hamid R. Khalesifard[1-2], Hossein Panahifar[1], Ruhollah Moradhaseli[3]

1 Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS)
2 Center for Research in Climate Change and Global Warming(CRCC), IASBS
3 Department of Physics, Zanjan Branch, Islamic Azad University, Zanjan, Iran

Abstract- In this report, we investigate the type and height of particles in the atmosphere of Urmia Lake (UL). In the summer of 2020, the UL atmosphere was monitored in the zenith direction using a polarization LiDAR. For verification, we will compare LiDAR data with MODIS recordings. And with the HYSPIT model, we find the back trajectory direction to phenomena. We will also use the data from the UL Bridge weather station. At this time, particles with a depolarization ratio of ~15% to a height of more than 3000 meters have been observed in the UL atmosphere.

Keywords: polarization LiDAR, salt particles, Urmia Lake.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

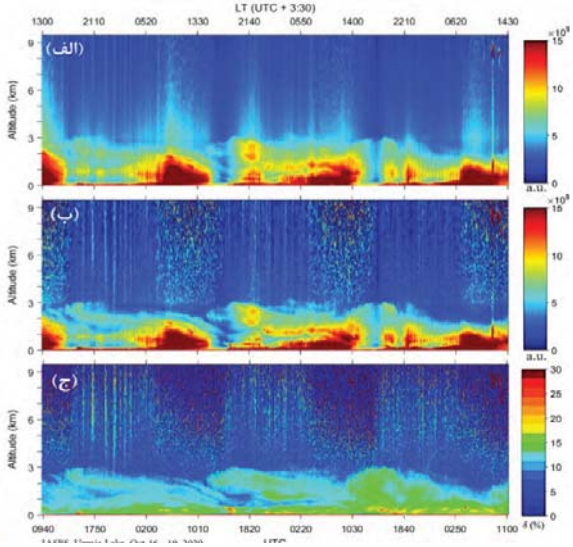
دریاچه ارومیه در شمال‌غرب ایران در چند سال اخیر در شرایط بحرانی بوده است. تراز آب دریاچه بیش از ۸ متر در دو دهه گذشته کاهش داشت. این کاهش سبب شده در بخش‌های جنوبی، بستر دریاچه تبدیل به زمین‌های شورزار شود [۱]. این صحرای نمکی می‌تواند منبعی برای برخاستن ذرات نمک باشد [۲]. برای مطالعه و بررسی فعالیت دریاچه ارومیه به عنوان منبع تولید ریزگردهایی از جنس نمک تحقیقاتی در سالهای گذشته انجام شده است [۳-۶].لیدار قطبشی جاروبگر دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان (**I**ASBS **S**canning and **P**olarization **L**idar,**ISPL**)برای مطالعه جو دریاچه ارومیه از نزدیک در اواخر تابستان سال ۲۰۱۸ در ساحل جنوبی دریاچه مستقر گردید[۳-۵].

ایستگاه ISPL از اوایل اکتبر ۲۰۱۸ تا اواخر اکتبر ۲۰۲۰ در حال کار بوده است.در این مدت با استفاده از این دستگاه، جو دریاچه در راستای افق جاروب و در راستای عمود(سرسو) پروفایل عمودی ذرات معلق جوی ثبت می‌شده است. از تابستان سال ۲۰۲۰ تا شروع بارندگی‌های فصلی در پاییز همان سال، این لیدار در آرایش سرسو داده‌برداری می‌کرد. در این گزارش به بررسی داده‌برداری‌های انجام شده در این مدت می‌پردازیم. و با استفاده از مدل‌های هواشناسی بسته‌های هوایی مشاهده شده توسط لیدار را ردیابی می‌کنیم. و با اطلاعات سنجنده Aqua-MODISوTerra-MODIS و داده‌های ایستگاه هواشناسی پل میانگذر دریاچه ارومیه مقایسه خواهیم کرد.

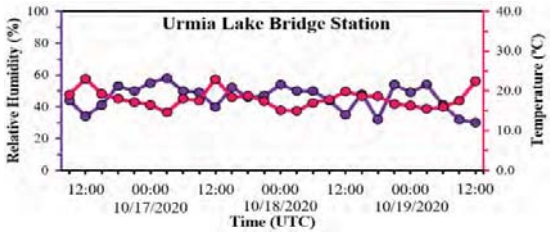
نتایج پژوهشی

- **مطالعه موردی ۱۶ تا ۱۹ اکتبر ۲۰۲۰**

شکل۱ سری‌های زمانی پروفایل جو دریاچه ارومیه از سطح زمین تا ارتفاع ۹ کیلومتری را نمایش می‌دهد. زمان شروع (پایان)داده‌برداری، رأس ساعت ۱۳:۰۰ به وقت محلی روز ۱۶ (۱۴:۳۰ به وقت محلی روز ۱۹) اکتبر ۲۰۲۰ بود. در این مدت بیش از ۷۲ ساعت بدون توقف داده‌برداری انجام شد. شکل۱ الف پروفایل سیگنال تصحیح فاصله شده کانال موازی را نمایش می‌دهد.شکل۱ ب و شکل۲ ج به ترتیب پروفایل سیگنال تصحیح فاصله شده کانال عمودی و ضریب واقطبش حجمی(VDR) را نمایش می‌دهند. در شکل۱ الف، ۳ بسته - هوایی از سطح زمین تا ارتفاع ۳ کیلومتری قابل تشخیص است. تغییرات زمانی این بسته‌های هوایی با گذشت زمان ثبت شده است. در شکل۱ ب برای نمایش بهتر پدیده‌ها، سیگنال ۱۰ برابر تقویت شده است. در این شکل در طول روز، سیگنال حاوی نوفه بسیار است. منبع این نوفه‌ها نور پس‌زمینه آسمان است و بخاطر تابش مستقیم نور خورشید، در سیگنال لیدار نوفه بوجود آمده است. میزان نوفه بسیار، سبب شده برد مفید سیگنال در طول روز به زیر ۴ کیلومتر نیز برسد. در شکل۱ ج چون پارامتر ضریب واقطبش نسبت سیگنال کانال عمود به موازی است.پروفایل ضریب واقطبش حجمی نیز در طول روز حاوی نوفه می‌باشد. عمده ضریب واقطبش ثبت شده برای این پدیده‌ها ۱۵~٪است. این میزان از ضریب واقطبش بیانگر وجود ذرات غباری از جنس نمک در نمونه گزارش شده است.ذرات با ضریب واقطبش بیشتر (۲۵٪- ۲۰٪) نیز در ارتفاع زیر ۵۰۰ متر مشاهده می‌شوند. نکته قابل توجه در این نمونه، ارتفاع بسته‌های هوایی با ضریب واقطبش ۱۵٪ است (شکل۱ ج).

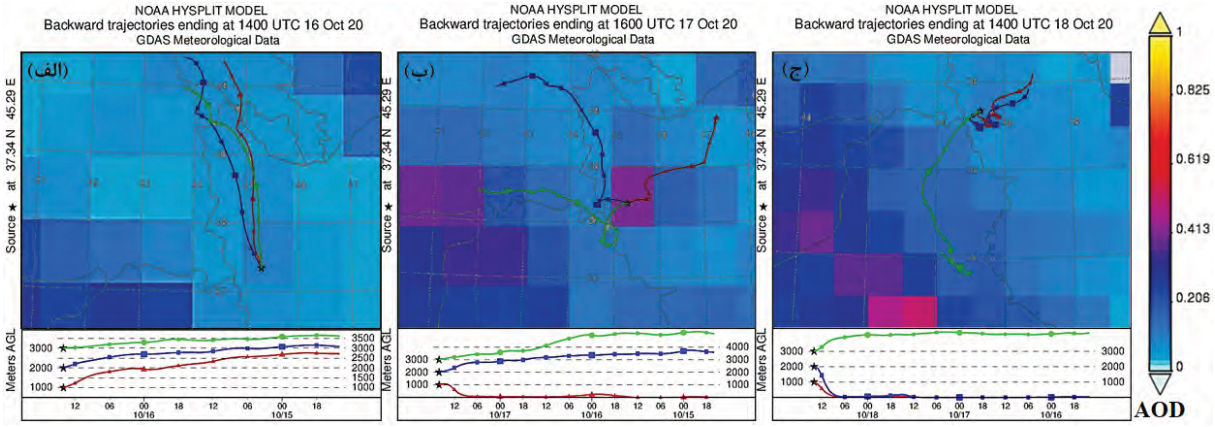


شکل- ۱سیگنال تصحیح فاصله شده کانال الف) موازی، ب) عمود و ج) تغییرات ضریب واقطبش حجمی، از ۱۹-۱۶ اکتبر ۲۰۲۰ در موقعیت ایستگاه ISPL.



شکل- ۲تغییرات دما و رطوبت نسبی گزارش شده از ایستگاه هواشناسی پل میانگذر دریاچه ارومیه در بازه داده‌برداری شده.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل- ۳ ردیابی مسیر برگشت بسته‌های هوایی با استفاده از مدل HYSPLITدر موقعیت ایستگاه ISPL در تاریخ الف)(UTC) ۱۴:۰۰ روز ۱۶، ب)(UTC) ۱۶:۰۰ روز ۱۷ و ج) (UTC) ۱۴:۰۰ روز ۱۸، اکتبر ۲۰۲۰[۷]. و به همراه تغییرات AOD ثبت شده توسط ماهواره Aqua در منطقه دریاچه ارومیه برای روزهای ۱۶، ۱۷ و ۱۸ اکتبر ۲۰۲۰ [۸].

این بسته‌ها تا ارتفاع ۳۰۰۰ متر از سطح زمین فاصله گرفته‌اند. نسبت به داده‌های گزارشات قبلی [۴-۵]، ارتفاع این پدیده‌ها به مراتب بیشتر می‌باشد.

شکل۲ تغییرات ۳ ساعته دما و رطوبت نسبی از ایستگاه هواشناسی پل میانگذر دریاچه ارومیه، در بازه داده‌برداری شده توسط لیدار را نشان می‌دهد. میزان رطوبت نسبی در این ۷۲ ساعت بین ۶۰٪-۳۰٪ در حال نوسان بود. در روزهای بارشی میزان رطوبت نسبی ثبت شده توسط این ایستگاه تا ۱۰۰٪ افزایش می‌یابد. و رطوبت نسبی زیر ۳۰٪ نیز توسط این ایستگاه در روزهای خشک ثبت گردیده است. میزان دما نیز در این مدت بین ۲۵-۱۵ درجه سانتیگراد نوسان داشت.

در شکل۳ با استفاده از مدل HYSPLIT بسته‌های هوایی مشاهده شده در موقعیت ایستگاه ISPL در ۳ ارتفاع ۱۰۰۰، ۲۰۰۰ و ۳۰۰۰ متری از سطح زمین ردیابی شده است. شکل۳ الف برای رأس ساعت (UTC) ۱۴:۰۰ روز ۱۶ اکتبر ۲۰۲۰، نشان می‌دهد بسته‌ی هوایی طی ۴۸ ساعت گذشته از چه مسیری عبور کرده است. شکل۳ ب و ج به ترتیب برای ساعت (UTC) ۱۶:۰۰ روز۱۷ اکتبر ۲۰۲۰ و برای ساعت (UTC) ۱۴:۰۰ روز ۱۸ اکتبر ۲۰۲۰ است. و مسیر برگشتی بسته‌های هوایی طی ۷۲ ساعت گذشته را نمایش می‌دهد. منحنی رسم شده در ارتفاع ۱۰۰۰ متری در شکل۳ ب و منحنی‌های رسم شده در ارتفاعات ۱۰۰۰ و ۲۰۰۰ متری شکل۳ ج در مسیر برگشت به سطح زمین نزدیک شده‌اند. با استنادبه این منحنی‌ها می‌توان نتیجه گرفت بسته‌های هوایی، منشأ محلی داشته و از بستر خشک دریاچه و یا زمین‌های اطراف آن وارد جو شده‌اند. برخلاف داده‌های بدست آمده در آرایش سرسو از روزهای سرد سال که ارتفاع بسته‌های هوایی با ضریب واقطبش ۱۵٪ زیر ۱۰۰۰ متر ثبت و گزارش شده بود[۴-۵]. با توجه به داده‌های این گزارش، دریاچه ارومیه در روزهای گرم سال ظرفیت تولید این ذرات و انتقال آنهاتا ارتفاع ۳ کیلومتری جو را دارد. در واقع خشک بودن بستر دریاچه احتمال برخاستن این ذرات را در روزهای گرم سال افزایش می‌دهد. سنجنده MODIS بر روی ماهواره Aqua در بازه داده‌برداری شده در بالاسر دریاچه ارومیه، میزان عمق اپتیکی هواویزها در طول‌موج ۵۵۰ نانومتر را کمتر از ۰٫۵ گزارش کرده است (شکل۳). با توجه به اینکه در زمان آماده‌سازی این گزارش داده‌های ماهواره CALIPSO برای زمان داده‌برداری شده بارگذاری نشده بود. اطلاعاتی در مورد نتایج این ماهواره برای مقایسه با اطلاعات ایستگاه ISPL گزارش نشده است.

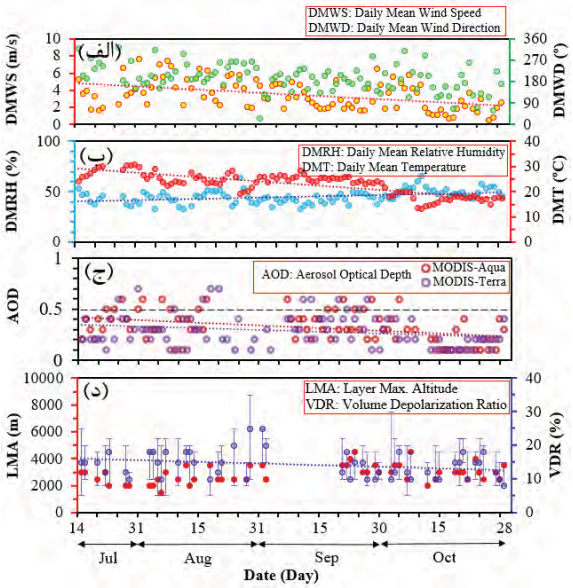
- **بررسی ۱۴ جولای تا ۲۷ اکتبر ۲۰۲۰**

از تاریخ ۱۴ جولای تا ۲۷ اکتبر ۲۰۲۰ در ایستگاه ISPL با استفاده از لیدار در آرایش داده‌برداری سرسو، به مدت ۵۰ روز جو دریاچه مورد پایش قرار گرفت. شکل۴ الف تغییرات میانگین سرعت باد روزانه و تغییرات میانگین جهت باد روزانه گزارش شده توسط ایستگاه هواشناسی پل میانگذر در بازه داده‌برداری شده را نشان می‌دهد. شکل۴ ب تغییرات میانگین رطوبت نسبی روزانه و میانگین دمای روزانه برای این مدترا نشان می‌دهد. در این دو شکل میزان سرعت باد و دمای میانگین روند نزولی داشته و رطوبت نسبی در این مدت روند صعودی دارد. شکل۴ ج AOD گزارش شده در بالاسر دریاچه توسط ماهواره‌های Aqua و Terra در طول موج ۵۵۰ نانومتر برای بازه داده‌برداری شده را نشان می‌دهد. در غالب روزها

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

میزان AOD کمتر از ۰/۵گزارش شده است. و روند هر دو نمودار نزولی است. شکل۴ د بیشترین ارتفاع بسته‌هوایی مشاهده شده از سطح زمین، و میزان ضریب واقطبش آن بسته هوایی به همراه بازه تغییرات ضریب واقطبش در روز داده-برداری را نشان می‌دهد (نتایج از اطلاعات لیدار واقطبشی). غالب بیشترین ارتفاع بسته‌های هوایی زیر ۴۰۰۰ متر بود. دامنه نوسانات ضریب واقطبش بطور عمده ۲۰٪-۱۰٪ گزارش شده است. و روند تغییرات ضریب واقطبش نیز سیر نزولی داشت.

از ابتدای نوامبر ۲۰۲۰ داده‌برداری توسط یک دستگاه شیدسنج دستی Calitoo در موقعیت ایستگاه ISPL شروع شده است. این پروژه توسط نویسندگان این مقاله با همکاری دانشکده فیزیک دانشگاه زنجان انجام می‌شود، تا میزان AOD ذرات معلق در جو دریاچه ارومیه در محل این ایستگاه با جزئیات بیشتری ثبت شود.



شکل- ۴ الف) تغییرات میانگین سرعت باد روزانه و میانگین جهت باد روزانه، ب) تغییرات رطوبت نسبی روزانه به همراه تغییرات میانگین دمای روزانه، از ایستگاه هواشناسی پل میانگذر دریاچه ارومیه، ج) تغییرات AOD در بالاسر دریاچه ارومیه گزارش شده توسط ماهواره Aqua و Terra، و د) تغییرات ارتفاع بالاترین بسته هوایی به همراه ضریب واقطبش آن و دامنه نوسانات ضریب واقطبش گزارش شده توسط لیدار واقطبشی، از تاریخ ۱۴ جولای تا ۲۷ اکتبر ۲۰۲۰.

تشکر و قدردانی

این پروژه با حمایت مالی کارگروه احیای دریاچه ارومیه با شماره طرح۱ ۲۰۱ ۹۶۱۰۰انجام گردیده است. از اداره هواشناسی استان آذربایجان غربی بخاطر در اختیار گذاشتن داده‌های هواشناسی تشکر می‌کنیم.

جمع بندی و نتیجه‌گیری

برای جمع‌بندی، در این گزارش ابتدا به مطالعه موردی یکی از داده‌برداری‌های انجام شده توسط لیدار در ایستگاه ISPL پرداخته‌ایم. نتایج ما نشان می‌دهد در طول تابستان ۲۰۲۰تا قبل از شروع بارندگی‌های فصلی پاییز، دریاچه ارومیه می‌تواند ذرات غباری از جنس نمک تولید کند. این ذرات در ارتفاع بالاتر از ۳۰۰۰ متر نیز مشاهده شده‌اند. AOD گزارش شده با میزان سرعت باد و دما منطقه رابطه مستقیم و با رطوبت نسبی رابطه معکوس دارد. با نزدیک شدن به روزهای سرد سال از میزان ضریب واقطبش بسته‌های هوایی کاسته می‌شود.

مرجع‌ها

[1] Golabian, H. (2010). Urumia Lake: Hydro-ecological stabilization and permanence. In Macro-engineering seawater in unique environments (pp. 365-397). Springer, Berlin, Heidelberg.

[2]Zarghami, M. (2011). Effective watershed management; case study of Urmia Lake, Iran. Lake and Reservoir Management, 27(1), 87-94.

[3]Khalesifard, H. R., Panahifar, H., Ghomashi, F., Alizadeh, S., &Moradhaseli, R. MONITORING ATMOSPHERIC AEROSOLS OVER THE URMIA LAKE BY CALIPSO AND A GROUND BASE DEPOLARIZED LIDAR.

[۴]علیزاده, سالار و خالصی فرد, حمیدرضا و پناهی فر, حسین,۱۳۹۸, راه اندازیک ایستگاه سنجش از دور در ساحل غربی دریاچه ارومیه برای مطالعه ذرات معلق جوی, ششمین کنفرانس منطقه ای تغییراقلیم, تهران , https://civilica.com/doc/1002699

[5]Alizadeh S, Panahifar H, Moradhaseli R, Khalesifard H R. Study of Urmia Lake Atmosphere using a ground-based LiDAR. ICOP & ICPET _ INPC. 2020; 26 :973-976. URL: http://opsi.ir/article-1-2176-fa.html

[6]Ghomashi, F., & Khalesifard, H. R. (2020). Investigation and characterization of atmospheric aerosols over the Urmia lake using the satellite data and synoptic recordings. Atmospheric Pollution Research, 11(11), 2076-2086.

[7]https://www.ready.noaa.gov

[8]https://giovanni.gsfc.nasa.gov

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۹۴-۱۰-A

بررسی ارتباط تغییرات ازن با پوشش ابر کل اقلیم ایران و فعالیت‌های خورشیدی

بنفشه تاجی، محمدحسین معماریان، مه‌بانو فلامرزی

دانشجوی دکتری، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، b.taji@stu.yazd.ac.ir

استادیار، دانشکده فیزیک دانشگاه یزد، memarian@yazd.ac.ir

کارشناسی ارشد، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، mahbanoofalamarzi@stu.yazd.ac.ir

چکیده - امروزه یکی از موضوعات مهم مورد بررسی در فیزیک، رابطهٔ فعالیت‌های خورشیدی با تغییرات اقلیم است. فعالیت‌های خورشیدی باعث تغییر در رفتار یون‌سپهر و به‌دنبال آن وردسپهر می‌شوند. تعامل دوقطبی مولکول‌ها با ذرات بارشی در درجهٔ اول با یون‌ها باعث تجزیهٔ تعدادی از مولکول‌ها از جمله ازن می‌شود. در این پژوهش ارتباط نزدیک فرایندهای فتوشیمیایی با پدیده‌های پویای الکتریکی و میعان در پوشن‌سپهر نشان داده شده و به بررسی ارتباط بین ازن پوشن‌سپهر و پوشش ابر کل ایستگاه‌های منتخب ایران در یک دورهٔ ۱۱ ساله پرداخته شده است. نتایج به‌دست آمده از این پژوهش نشان‌دهندهٔ ارتباطی مستقیم بین تغییرات ازن با ابرناکی کل می‌باشد.

کلید واژه- ابرناکی، ازن، تابش‌های کیهانی، فعالیت‌های خورشیدی.

Investigation of the relationship between ozone and cloud cover of the entire Iranian climate and solar activities

Banafsheh Taji, Mohammad Hossein Memarian, Mahbanoo Falamarzi

Abstract- Today, the one of important issues in physics is the survey of relationship between solar activities and climate change. Solar activities are cause of change in behavior of ionosphere and then troposphere. The dipole interaction of molecules with charged particles, primarily with ions, leads to the disintegration of a number of molecules including ozone. In the paper, demonstrated the close connection of photochemical processes with the dynamic, electrical and condensational phenomena in the stratosphere and the relationship between ozone and total cloud cover on selected synoptical stations of Iran an 11-year period has been investigated. The results of this study show that ozone changes are directly related to total cloudiness.

Keywords: Cloudy, Ozone, Cosmic radiation ,Solar activities.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

جو زمین به‌ویژه پوشن‌سپهر قطبی حاوی تعداد زیادی ذرات باردار با منشاءهای مختلف است. این ذرات شامل قطرات آب، بلورهای یخ و همچنین ذرات معلق در هوا می‌باشد. اندازهٔ ذرات بارشی از چند نانومتر تا صدها میکرون متغیر است. تابش‌های کیهانی منبع اصلی یونیزاسیون در پوشن‌سپهر قطبی هستند و وظیفهٔ تشکیل مخزن بزرگ یون‌ها را برعهده دارند [۱].

شکل‌گیری قطرات نشان‌دهندهٔ اهمیت و نقش تعامل‌های دوقطبی مولکول‌ها با ذرات باردار جو است [۲]. واداشت خورشیدی اقلیم زمین را می‌توان به فرایندهای مستقیم و غیرمستقیم تقسیم کرد. ساده‌ترین راه مستقیم فعالیت‌های خورشیدی که اقلیم را تحت تأثیر قرار می‌دهد از طریق تغییرات تابش خورشیدی است [۳]. اثرات غیرمستقیم شامل تغییرات ناشی از خورشید در شفافیت جوی است که بر میزان تابش زمین مؤثر است. سازوکار دیگر، همبستگی مشاهده‌شده بین ابر و تابش‌های کیهانی با کوته‌نوشت CR است که نقش احتمالی یونیزاسیون جوی، ناشی از CR، در تولید هواویز جدید را نشان می‌دهد. هواویزها به‌منزلهٔ هستهٔ میعان‌ساز ابر (CCN) نقش مهمی را در تعیین خواص ابر ایفا می‌کنند. یک تغییر سیستماتیک در خواص CCN روی توزیع قطره‌های ابر و درنتیجه روی خواص تابشی ابر اثر می‌گذارد. اگر پیوند بین ابر و CR تأیید شود تغییر در شار تابش کیهانی، ناشی از تغییر در فعالیت خورشیدی، محیط و فضا، می‌تواند بر میزان تابش زمینی و در نتیجه اقلیم زمین تأثیر بگذارد [۴].

تحقیقات بسیاری در رابطه با ارتباط بین تابش‌های کیهانی و پوشش ابر جهانی انجام گرفته است که به بررسی اثر کاتالیزوری یون‌های تابش‌های کیهانی بر روی فرایندهای میکروفیزیکی ابر و پوشش ابر جهانی می‌پردازند. سون مارک و فریس_کریستنسن (۱۹۹۷) دریافتند که تغییرات ۳ تا ۴ درصدی مشاهده شده در پوشش ابر جهانی در طول چرخهٔ خورشیدی اخیر به شدت با شار تابش‌های کیهانی مرتبط است [۵].

ابرها نقش کلیدی در میزان انرژی سطح زمین و جو پایین دارند، به‌طوری که تغییرات کوچکی از مقدار، توزیع یا خواص تابشی ابرها می‌توانند تأثیرات قابل‌توجهی روی اقلیم داشته باشند. ابرها به‌طور عمودی با خنک‌کردن از طریق پراکنندگی تابش موج کوتاه ورودی و گرم‌کردن از طریق به دام انداختن تابش موج بلند خروجی بر روی خواص تابشی اثر می‌گذارند [۶]. به‌طور کلی فعالیت‌های خورشیدی و دیگر عوامل کیهانی و ژئوفیزیک تأثیرات قابل‌توجهی روی فرایندهای جوی دارند. هدف این پژوهش بررسی ارتباط ازن پوشن‌سپهری با برخی شاخص‌های فعالیت‌های خورشیدی، و همچنین پوشش ابر کل ایران می‌باشد.

واکنش‌های پوشن‌سپهری

تأثیر تابش‌های کیهانی بر روی ابرهای پوشن‌سپهر قطبی با تشکیل کلر فعال نشان داده می‌شود. نتایج نشان‌دهندهٔ این است که رابطهٔ مستقیمی بین کاهش ازن و شدت تابش‌های کیهانی وجود دارد. الکترون‌های ثانویهٔ ناشی از یونیزاسیون مولکول‌ها توسط تابش‌های کیهانی و از طریق ذرات یخ ابرهای پوشن‌سپهر قطبی جذب می‌شوند و در آنجا واکنش خاص ترکیبات کلر با الکترون‌ها صورت می‌گیرد و کلر فعال را آزاد می‌کند. که واکنش به‌شرح زیر می‌باشد:

$$et\text{-}(H2O/NH3)n + CF2Cl2 \rightarrow CF2Cl2^{*}\text{-} \rightarrow Cl\text{-} + CF2Cl \quad (1)$$

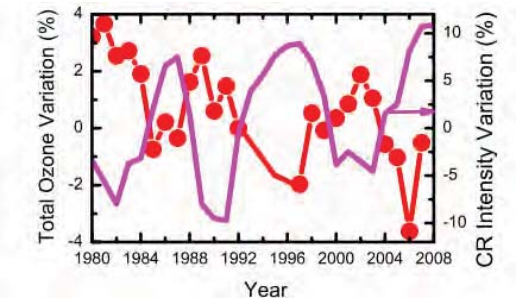
جایی که et- یک الکترون ضعیف است که در یخ قطبی H2O/NH3 به دام افتاده است، اتم کلر تولید شده در این

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

واکنش در چرخه‌های معروف مانند کاتالیزوری عمل می-کند و مولکول‌های ازن را از بین می‌برد. بنابراین می‌توان این‌گونه نتیجه گرفت که یکی از دلایل اصلی تغییرات اقلیمی بر عهدهٔ فعالیت‌های خورشیدی و CFCS ها است[۱].

روش تحقیق

تابش‌های کیهانی، تابش‌های کلی خورشیدی (TSI) و EUV شاخص‌های از فعالیت‌های خورشیدی هستند. در مقالهٔ [۷] به بررسی رابطهٔ بین شدت تابش‌های کیهانی و ازن در محدودهٔ سال‌های ۲۰۰۸-۱۹۸۰ پرداخته شده است که در شکل (۱) ارتباط غیرمستقیم این دو پارامتر را به‌خوبی نشان داده شده است. در این پژوهش به بررسی ارتباط ازن با ابرناکی ابر کل ایران، تابش‌های کلی خورشیدی و همچنین تابش‌های فرابنفش خورشیدی پرداخته شده است.



شکل۱: مقایسه تابش‌های کیهانی و ازن[۷].

برای دستیابی به اهداف این پژوهش از داده‌های ابر کل ایستگاه‌های همدید شهرهای اردبیل، اصفهان، رشت و بندرعباس که در چهار اقلیم مختلف ایران واقع شده‌اند و با فاصله زمانی ۳ ساعت ثبت شده بود، از سال ۲۰۰۸ تا سال ۲۰۱۹، به‌صورت ماهانه میانگین گرفته و از آن به‌منزلهٔ ابرناکی ابر کل ایران استفاده شده است. همچنین برای تغییرات ازن از داده‌های ناسا که به‌صورت روزانه بود برای بازهٔ زمانی ۲۰۰۸-۲۰۱۹ میانگین ماهانه گرفته شد که داده‌های آن در لینک زیر موجود می‌باشد:

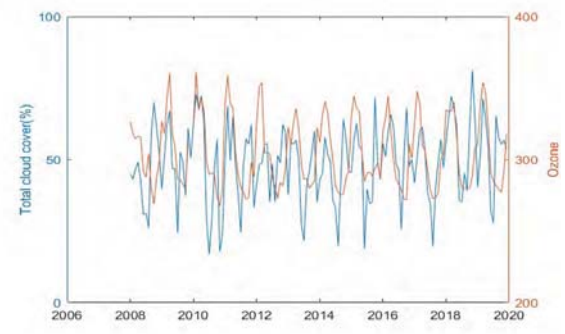
https://www.esrl.noaa.gov/gmd/grad/neubrew/SatO3DataTimeSeries.jsp

و برای تابش‌های کلی خورشیدی و تابش‌های فرابنفش نیز از داده‌های ناسا در همین بازهٔ زمانی و به‌صورت میانگین ماهانه استفاده شده است که داده‌های آن در لینک زیر موجود می‌باشد:

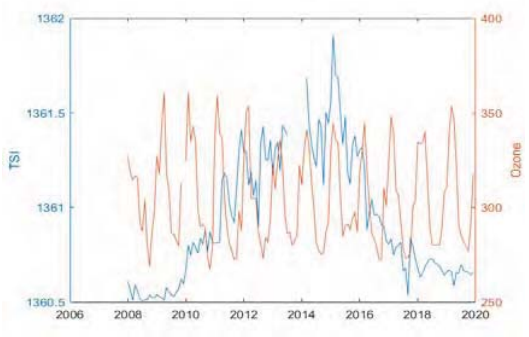
https://www.ncei.noaa.gov/data/total-solar-irradiance/

بحث و نتیجه گیری

همان‌طور که در شکل (۱) نشان داده شده است نمودارهای تابش‌های کیهانی و ازن با یکدیگر مقایسه شده و ارتباط غیرمستقیم آن‌ها به خوبی در شکل مشخص است.



شکل۲: ابرناکی ایستگاه‌های منتخب اقلیم ایران و ازن



شکل۳: تابش‌های کلی خورشید و ازن

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

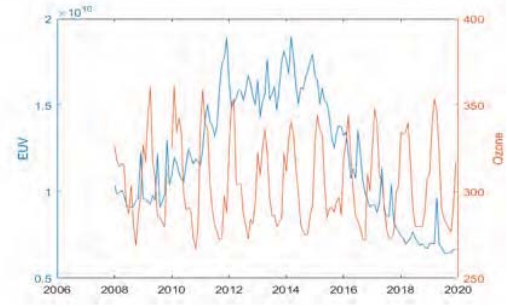
در شکل (۲) به مقایسهٔ نمودار ابرناکی کل اقلیم ایران برحسب درصد با نمودار ازن پرداخته شده است و همان‌طور که مشاهده می‌شود ابرناکی ابر کل ایران با ازن رابطه‌ای مستقیم را نشان می‌دهد. در شکل‌های (۳) و (۴) نیز به مقایسهٔ تابش‌های کلی خورشیدی و تابش‌های فرابنفش خورشیدی با ازن در مختصات جغرافیایی ایران پرداخته شده و همان‌طور که در شکل‌ها هم نشان داده شده است تابش‌های کلی خورشیدی و EUV با ازن رابطه‌ای عکس دارند.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش ارتباط بین ابرناکی کل ایستگاه‌های منتخب اقلیم ایران، TSI و EUV با تغییرات ازن ایران در یک چرخهٔ ۱۱ سالهٔ خورشیدی مورد بررسی قرار گرفته است.

نتایج به‌دست آمده نشان‌دهندهٔ این است که ابرناکی کل اقلیم ایران با تغییرات ازن ارتباطی مستقیم داشته و بیشینه‌ها و کمینه‌های هر دو نمودار بر هم منطبق هستند که برای بررسی دقیق‌تر می‌توان این دو پارامتر را در مقیاس جهانی نیز مقایسه کرد.

در این پژوهش به مقایسهٔ شاخص‌های فعالیت‌های خورشیدی و ازن به صورت کلی پرداخته شد ولی برای بررسی دقیق تر می‌توان این پارامترها را به‌صورت فصلی مورد بررسی قرار داد. همچنین ازن به‌شدت با طول و عرض جغرافیایی و شب و روز متفاوت است.



شکل۴: تابش‌های فرابنفش خورشید و ازن

مرجع‌ها

[1] Belikov, Yury, and Sergey Nikolayshvili. "The role of the dipole interaction of molecules with charged particles in the polar stratosphere." Journal of Earth Science and Engineering 6 (2016): 115-149.

[2] Lapshin, V. B., Yablokov, M. Y., and Palei, A. A. 2002. “Vapor Pressure over a Charged Drop.” Russian J. Phys. Chem. 76: 1727-9

[3] Nielsen, J. K., Maus, C., Rzesanke, D., and Leisner, T. 2011. “Charge Induced Stability of Water Droplets in Subsaturated Environment.” Atmos. Chem. Phys. 11: 2031-7

[4] Kauffman, P., & Ruiz-Columbié, A. (2005, January). Artificial atmospheric ionization: A potential window for weather modification. In 16th Conference on Planned and Inadvertent Weather Modification.

[5] Cairns, I. H., Chian, A. L., Gabriel, S. B., Goedbloed, J. P., Hada, T., Leubner, M., ... & Valdivia, J. A. (2012). Advances in Space Environment Research (Vol. 1). Springer Science & Business Media

[6] Tinsley, B. A., & Yu, F. (2003). Atmospheric ionization and clouds as links between solar activity and climate. GEOPHYSICAL MONOGRAPH-AMERICAN GEOPHYSICAL UNION., 141, 321-340.

[7] Lu, Q-B. "Correlation between cosmic rays and ozone depletion." Physical review letters 102.11 (2009): 118501.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۲۲۲۵-۱۰-A

بررسی انتشار باریکه‌های فرش شعاعی از میان جو متلاطم

باقری، محمد[۱] ؛ رسولی،سیف‌اله[۱]

[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، بلوار استاد یوسف ثبوتی، زنجان
mo.bagheri@iasbs.ac.ir
rasouli@iasbs.ac.ir

چکیده- تلاطم جو که عامل نوسانات تصادفی دامنه و فاز جبهه موج است، مانع جدی در استفاده از لیزر به عنوان فرستنده اطلاعات در فضای آزاد است. پرتوهای ساختاریافته بخاطر ویژگی خودترمیمی که دارند، گزینه مناسبی برای انتقال اطلاعات هستند. در این مقاله مدهای مختلف باریکه فرش شعاعی که یک باریکه غیرپراشی است، از جو متلاطم به طول ۱۲۰m عبور داده شده است. پارامتر σ_α^2 برای هرکدام از باریکه‌های عبوری در زمان‌های مختلف اندازه‌گیری شده است. همانطور که نشان خواهیم داد مدهای بالاتر باریکه فرش شعاعی نسبت به مدهای پایین‌تر، در عبور از جو متلاطم مقاومت بیشتری نشان می‌دهند.

کلید واژه - تلاطم جو، دامنه، جبهه موج، باریکه فرش شعاعی، باریکه لاگر گاوسی.

Propagation of radial carpet beams through atmospheric turbulence

Bagheri, Mohammad[1] ; Rasouli, Saifollah [1]

[1] Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan
mo.bagheri@iasbs.ac.ir
rasouli@iasbs.ac.ir

Abstract- Random fluctuations of the amplitude and phase of the wavefront are factors that prevent the use of lasers as information transmitters in the free-space. The nondiffracting beams can solve the transmit information issues. In this article, the different modes of radial carpet beams are passed through the turbulent atmosphere with a path length 120 meter. The σ_α^2 parameter for each of these beams is measured at different day times. As we will see, the upper modes of radial carpet beam are more resistant than lower modes in passing turbulent atmospheres.

Keywords: Atmospheric Turbulence, Amplitude, Phase, Radial Carpet Beam, Laguerre-Gaussian Beam.

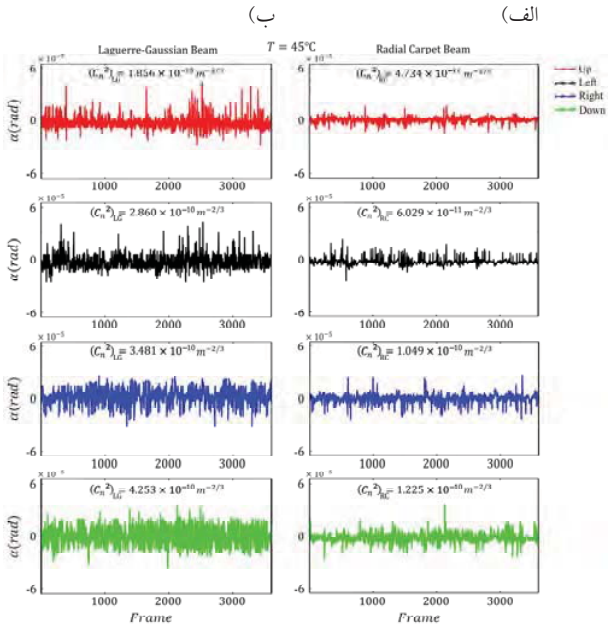
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

انتشار باریکه لیزر از میان جو متلاطم برای اهداف مختلفی از جمله ارتباطات نوری در فضای آزاد (FSO)، سنجش از راه دور جو و ردیابی هدف استفاده می‌شود [۱]. استفاده از باریکه لیزر برای انتقال اطلاعات در فضای آزاد دارای مزایای بیشتری نسبت به سایر روش‌های انتقال اطلاعات است، مانند ارتباط بین مکان‌های غیر ثابت، مقرون به صرفه بودن و امنیت بالاتر [۲]. در سال‌های اخیر، انتشار باریکه لیزر در جو متلاطم بیشتر مورد توجه قرار گرفته است. پیش‌بینی می‌شود ارتباطات FSO به دلیل سرعت و امنیت بالا در انتقال اطلاعات، در شبکه‌های نظامی، ارتباطات بین فضاپیماها، ارتباطات بین سیاره‌ای و برنامه‌های امنیتی کاربردهای زیادی داشته باشد [۳].

نوسانات دما، فشار یا باد عوامل ایجاد تلاطم در جو هستند. این عوامل باعث تغییرات تصادفی در ضریب شکست جو می‌شوند که اصطلاحاً تلاطم اپتیکی نامیده می‌شود. توزیع تصادفی مکانی و زمانی ضریب شکست باعث تغییرات فاز و دامنه باریکه لیزر در عبور از جو متلاطم می‌شود [۴]. نوسانات تصادفی دامنه و فاز جبهه موج، مانع جدی در استفاده از لیزر به عنوان فرستنده اطلاعات در فضای آزاد است. پرتوهای ساختاریافته بخاطر ویژگی خودترمیمی که دارند گزینه مناسب‌تری برای انتقال اطلاعات هستند. اگر جبهه موج این باریکه‌ها حین انتشار در جو متلاطم دچار تغییرات تصادفی دامنه و فاز شود، ویژگی خودترمیمی آن‌ها کمک می‌کند تا سطح جبهه موج خود را دوباره ترمیم کنند. در کارهای قبلی، انتشار باریکه‌های ساختاریافته مانند باریکه‌های بسل، باریکه‌های لاگر گاوسی، باریکه‌های بسل گاوسی، باریکه‌های هرمیت گاوسی و باریکه‌های ایری از جو متلاطم بررسی شده است. آنچه که در خصوص منشاء ویژگی خودترمیمی باریکه-های ساختاریافته محرز است داشتن توزیع نسبتاً پیچیده برای دامنه مختلط در صفحه عرضی در این باریکه‌ها است. به نظر می‌آید هرچه تابع دامنه مختلط باریکه شکل پیچیده‌تری داشته باشد در آنصورت ویژگی خود ترمیمی آن بارزتر خواهد بود.

در کارهای قبلی میزان خودترمیمی باریکه فرش شعاعی که یک باریکه غیرپراشی است، در عبور از جو متلاطم آزمایشگاهی با باریکه لاگر گاوسی مقایسه شده است. در باریکه‌ی فرش شعاعی جابه‌جایی مرکز جرم شدت لکه‌ها در راستای شعاع و در باریکه‌ی لاگر گاوسی جابه‌جایی مرکز جرم شدت در راستای شعاعی برای چهار لکه در قسمت‌های بالا، چپ، راست و پایین باریکه‌ها بررسی شده است [۵]. نمودار مربوط به افت و خیزهای زاویه فرود در دمای ۴۵ درجه سانتی گراد در شکل ۱ آمده است.



شکل۱: مقایسه نوسانات زاویه ورود باریکه فرش شعاعی (الف) و لاگر گاوسی (ب) در عبور از محیط متلاطم آزمایشگاهی. دمای دستگاه گرمکن در این حالت ۴۵ درجه سانتی گراد است. C_n^2 مربوط به هر ناحیه در بالای نمودارها آورده شده است [۵].

مبانی نظری نوسانات زاویه فرود

به منظور بررسی تاثیر تلاطم جو روی باریکه‌های فرش شعاعی، نوسانات زاویه فرود مرکز جرم شدت پایین‌ترین لکه باریکه‌ها مورد ارزیابی قرار می‌گیرد. برای این منظور از رابطه (۱) استفاده می‌شود.

$$\sigma_{\alpha}^{2} = \frac{\sigma_{Z}^{2}}{L^{2}} \qquad (۱)$$

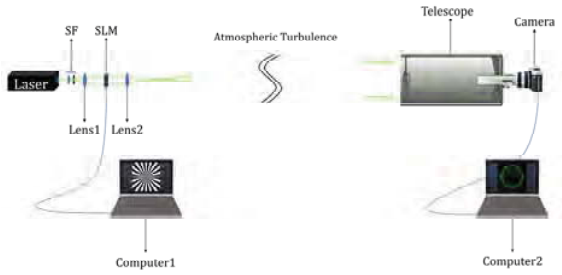
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

که در آن σ_α^2 وردش زاویه‌ی فرود، σ_Z^2 وردش مرکز جرم شدت لکه و L فاصله صفحه حساس دوربین تا کانون تلسکوپ هستند.

در این مقاله مدهای مختلف باریکه فرش شعاعی از جو متلاطم به طول ۱۲۰ m عبور داده شده‌اند. پارامتر σ_α^2 برای هرکدام از این باریکه‌ها در زمان‌های مختلف اندازه‌گیری شده است. همانطور که نشان خواهیم داد مدهای بالاتر باریکه فرش شعاعی نسبت به مدهای پایین‌تر، در عبور از جو متلاطم مقاومت بیشتری نشان می‌دهد.

مبانی تجربی

چیدمان مورد استفاده برای بررسی انتشار باریکه فرش شعاعی در جو متلاطم در شکل ۲ آمده است.

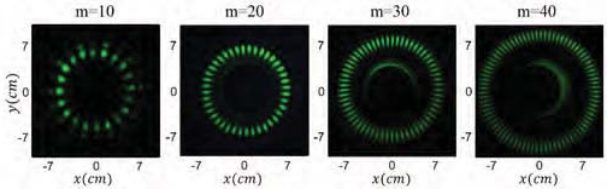


شکل۲: شمایی از چیدمان آزمایشگاهی مورد استفاده.

لیزر مورد استفاده در این پروژه دارای طول موج ۵۳۲nm است. باریکه لیزر توسط پالایه فضایی تمیز شده و سپس به وسیله عدسی با فاصله کانونی ۲۰ cm موازی می‌شود. نور موازی شده توسط مدولاتور فضایی نور (SLM) تغییر فاز پیدا می‌کند. برای تولید باریکه فرش شعاعی روی مدولاتر فضایی طرح توری شعاعی تحریر می‌شود. که دارای دوره تناوب در راستای سمتی است.

با عبور نور از محیط متلاطم، دامنه و فاز جبهه موج دچار افت و خیزهای تصادفی می‌شود. در نتیجه امتداد انتشار در نقاط مختلف نور ورودی، وابسته به میزان تلاطم، تغییر جهت پیدا می‌کنند. به این پدیده افت و خیز زاویه ورود گفته می‌شود. تحول شکل عرضی نور عبوری بعد از محیط متلاطم (به طول ۱۲۰ m) توسط تلسکوپ روی صفحه حساس دوربین Nikon D7200 با سرعت ۶۰ frame/sec رصد و ضبط می‌شوند. تصاویر ثبت شده با استفاده از نرم‌افزار MATLAB مورد تجزیه و تحلیل قرار می‌گیرند.

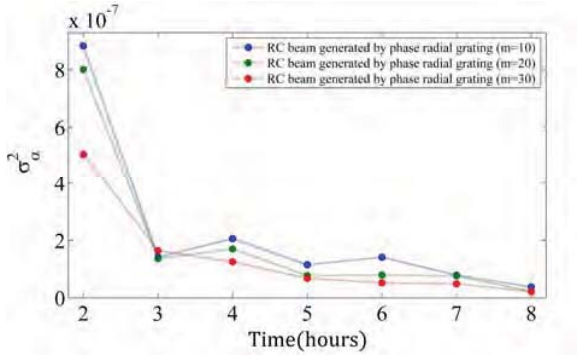
داده‌های تحلیل شده مربوط به ساعات ۲۰-۱۴ روز ۱۳ شهریور است. در هر نمودار ۳۶۰۰ تصویر پی‌درپی مورد بررسی قرار گرفته است. در این پروژه میزان مقاومت باریکه‌های فرش شعاعی تولید شده با توری‌های فازی شعاعی با تعداد خطهای m=۱۰، m=۲۰، m=۳۰ و m=۴۰ و همینطور باریکه‌های فرش شعاعی تولید شده با توری‌های دامنه‌ای شعاعی با m=۱۰ ، m=۲۵ در عبور از جو متلاطم بررسی شده است. در شکل ۳ نمونه‌ای از تصاویر ثبت شده برای باریکه‌های فرش شعاعی تولید شده با توری شعاعی فازی آورده شده است.



شکل ۳: تصاویر ثبت شده برای باریکه فرش شعاعی تولید شده با توری شعاعی فازی در جو متلاطم.

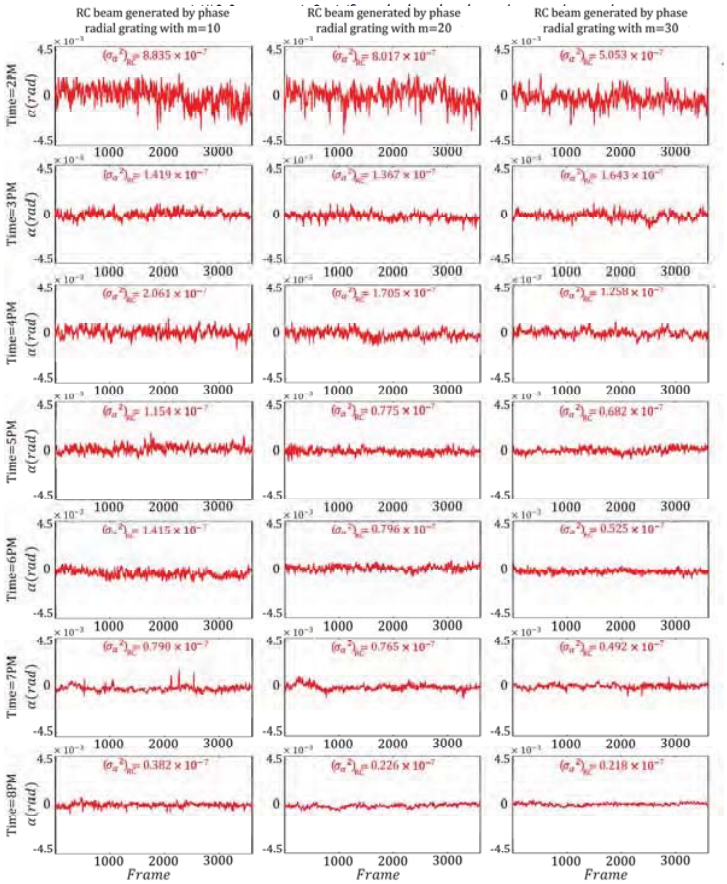
جابجایی‌های مرکز جرم شدت پایین‌ترین لکه باریکه‌های فرش شعاعی در شکل ۴ آمده است. بررسی‌های انجام شده روی مدهای مختلف این باریکه نشان می‌دهد که با افزایش تعداد خطوط توری شعاعی، مقاومت این باریکه حین عبور از جو متلاطم افزایش می‌یابد.

همچنین شکل ۵ نشان می‌دهد در ساعات وسط روز تلاطم زیاد بوده و این با افزایش وردش زاویه ورود در همه باریکه ها دیده می شود.



شکل ۵: تغییرات σ_α^2 برای مدهای مختلف باریکه فرش شعاعی بر حسب زمان از ساعت ۲ بعد ازظهر تا ساعت۸ عصر.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۴: مقایسه افت و خیزهای زاویه فرود باریکه‌های فرش شعاعی تولید شده با توری فازی با m=۱۰ (ستون اول)، m=۲۰ (ستون دوم) و m=۳۰ (ستون سوم) در عبور از جو متلاطم به طول ۱۲۰ m. σ_α^2 مربوط به هر ناحیه در بالای نمودارها آورده شده است.

نتیجه‌گیری

در این کار، انتشار باریکه‌های فرش شعاعی از میان جو متلاطم انجام شد. سپس افت‌وخیزهای زاویه ورود مدهای مختلف این باریکه‌ها در ساعات ۲۰-۱۴ روز ۱۳ شهریور با یکدیگر مقایسه گردید. σ_α^2 بدست آمده از پایین‌ترین لکه باریکه‌ها، نشان دهنده مقاومت بیشتر مدهای بالاتر باریکه‌ی فرش شعاعی در عبور از جو متلاطم است. این ویژگی باریکه‌ی فرش شعاعی که یک باریکه غیرپراشی است، ناشی از خاصیت خود ترمیمی آن است و نشان‌دهنده آن است که هرچه تابع دامنه مختلط باریکه شکل پیچیده‌تری داشته باشد در آن صورت ویژگی خود ترمیمی آن بارزتر خواهد بود.

تشکر و قدردانی

این پژوهش با حمایت مالی صندوق حمایت از پژوهشگران و فناوران کشور در قالب طرح شماره ۹۸۰۰۳۳۲۵ انجام شده است.

مرجع‌ها

[1] L. C. Andrews and R. L. Phillips, Laser Beam Propagation in the Turbulent Atmosphere (CSPIE Press, 2005).

[2] H. Henniger and O. Wilfert, “An introduction to free-space optical communications,” Radioengineering 19, 203212 (2010).

[3] H. Willebrand and B. S. Ghuman, in Free Space Optics: Enabling Optical Connectivity in Todays Networks (SAMS, 2002).

[4] E. E. Silbaugh, B. M. Welsh, and M. C. Roggemann, “Characterization of atmospheric turbulence phase statistics using wave-front slope measurements,” JOSA A 13, 2453–2460 (1996).

[۵] رسولی، سیفاله، باقری، محمد، بررسی انتشار باریکه‌های فرش شعاعی از میان جو متلاطم آزمایشگاهی، کنفرانس فیزیک ایران، ۱۳۹۹.

[6] F. Roddier, "The Effects of Atmospheric Turbulence in Optical Astronomy," Progress in Optics, Vol. 19, 99. 281 – 376(1981).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان، ایران، ۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27thIranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021), and the 13thIranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021).University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021

کد مقاله : ۱-۲۵۵۴-۱۰-A

بررسی خصوصیات اپتیکی هواویزها در شهر کرج با استفاده از شیدسنج خورشیدی دستی کالیتو

راحیل عبدویسیان[۱]، احمد عصار عنایتی[۲]، و علی بیات[۳]

۱- کارشناسی ارشد، دانشگاه زنجان، دانشکده فیزیک (abedveysian.rahil@gmail.com)

۲-کارشناسی ارشد، دانشگاه لودویگ ماکسیمیلیان، دانشکده فیزیک (a.assarenayati@campus.lmu.de)

۳-استادیار، دانشگاه زنجان، دانشکده فیزیک (abayat@znu.ac.ir)

چکیده- در این مطالعه داده‌های شیدسنج خورشیدی دستی کالیتو در یک بازه یکساله برای شهر کرج گزارش می‌شود.همچنین با استفاده از عمق اپتیکی هواویزها، که معیاری از چگالی عددی هواویزهای موجود در جو است، و نمای آنگستروم، که معیاری از ابعاد ذرات غالب در جو است، ذرات جوی این دوره یکساله دسته بندی شده است. میانگین عمق اپتیکی هواویزها در طول موج‌های ۴۶۵، ۵۴۰ و ۶۱۹ نانومتر به ترتیب مقادیر۰/۲۰،۰/۲۶و۰/۲۵ بوده است و میانگین نمای آنگستروم در این دوره اندازه‌گیری۰/۷۶ بوده است.

کلید واژه-شهر کرج، شیدسنج خورشیدی دستی کالیتو، عمق اپتیکی هواویزها، نمای آنگستروم.

Investigation of optical characteristics of aerosols in Karaj city using Calitoo handheld Sun-photometer

Rahil Abedveysian[1], Ahmad Assar Enayati[2],andAli Bayat[3]

1-Master student, Department of Physics, University of Zanjan (abedveysian.rahil@gmail.com)

2-Master student, Department of Physics, Ludwig Maximilians University (a.assarenayati@campus.lmu.de)

3-Assistant Professor, Department of Physics, University of Zanjan (abayat@znu.ac.ir)

Abstract-This study presents the Calitoo handheld Sun-photometer data during 11 months between September-26 2019, to August-31 2020, for Karaj city. Using the aerosol optical depth (AOD), which is a criterion of the numerical density of the AOD in the atmosphere, and the Angstrom exponent, which is a criterion of the size of the dominant particles in the atmosphere, the atmospheric particles of this period are categorized. The average AOD at 465, 540, and 619 nm was 0.20, 0.26, and 0.25, respectively, and the average Angstrom view during this measurement period was 0.76.

Keywords: Karaj city, Calitoo handheld Sun-photometer, Aerosol Optical Depth (AOD), Angstrom exponent.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27thIranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)
The 12thIranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)
University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021.

1. Introduction

Atmospheric aerosols are tiny solid and liquid particles suspended in the atmosphere from few nanometers to a few tens of micrometers [1].Marine salts, dust, and sulfate produced from the ocean surface are part of the atmospheric aerosols, but a part of the atmosphere's dust is related to human activities [2].Aerosols play an essential role in predicting the Earth's climate. To reduce the high uncertainty of the aerosols, it is necessary to accurately and continuously measure the characteristics and distribution of aerosols [1] [3].

Satellite remote sensing measurements help to extract aerosol optical properties on both local and global scales [4] [5].The ground measurement of the aerosols provides complete information about the optical and microphysical properties of the aerosols and their radiative transfer effects on a specific area [6] [7].

The development of the Aerosol Robotic Network (AERONET) in recent decades has been significantly improved the ability to investigate the optical properties of aerosols such as the aerosol optical depth using automated ground-based remote sensing methods [8].Aerosol optical depth time series are continuously available with very high time resolution for specific stations on the ground [9].

2. Data and methods

During the measurements, a handheld Calitoo Sun-photometer (SPM) manufactured by Tenum company has been used to characterize the rate of aerosols in the atmosphere and to determine their size distribution in the atmosphere of Karaj for a period between September-26 2019, to August-31 2020. The Calitoo SPM records the aerosol optical depth at three wavelength channels, blue (465nm), green (540nm) and red (615nm). The Calitoo SPM is equipped with a GPS, a pressure, and temperature sensors. Due to the use of components with the latest technologies in the Calitoo SPM, it is a low-cost, accurate, and portable measurement tool. It should be noted that the Calitoo SPM has been qualified by Laboratoired'OptiqueAtmosphérique at Lille (France) in March 2013 [10].

The measurement principle is to point the Calitoo SPM manually toward the direct Sunlight and search for the maximum flow. Calitoo SPM records only the maximum value at the three wavelength channels. The AOD is an indicator of the amount of aerosols in the atmosphere and can be obtained after subtraction of the Rayleigh optical depth of all wavelengths (465, 540, and 615 nm), from total optical thickness of the atmosphere at the corresponding wavelengths [11]. In retrieving the AOD at 540 and 619 nm, the ozone optical depth also should be taken in account [12]. The Angstrom exponent is determined by a logarithmic fit to the AOD when it is plotted versus the logarithm of the wavelength. The obtained AODs at two wavelengths, 465, and 619 nm have been used to retrieve Angstrom exponent [13] [14].

3. Results

3.1 Calitoo handheld SPM Data

Calitoo handheld SPM measurements are performed daily from September-26 2019, to August-31 2020.Data collection was performed hourly from12:00 to 18:00in local time. When the sky had a cloud along with the sunlight path, measurement has not been done. During this period, 3648 data (Level 1) were recorded. From the Level 1 data, 1030 of them were selected for Level 1.5.Fig.1 shows the time series of the AOD level 1.5 at 465, 540, and 619 nm wavelength channels.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27thIranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)
The 12thIranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)
University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021.

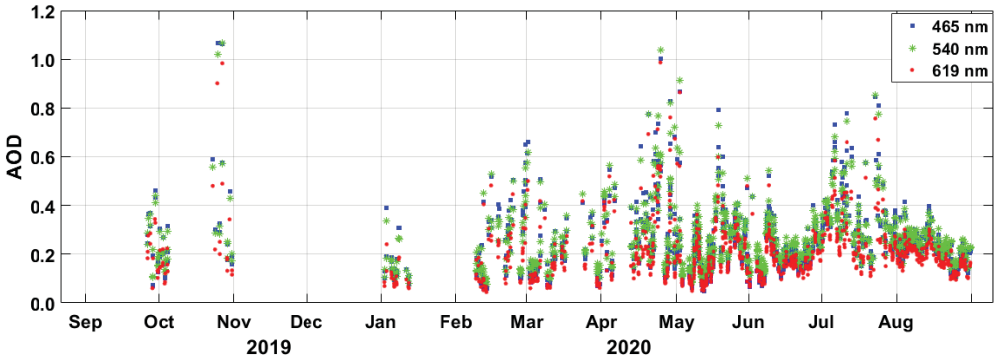


Figure 1: Aerosol optical depth time series at 465, 540, and 619 nm wavelength channels for the period from Sep-2019 toAug-2020.

Figure 2 shows the time series of the aerosol optical depth at 465 nm and the angstrom exponent extracted from the AOD at two wavelengths of 465 nm and 619 nm between September 2019 and August 2020. Following the dots on Fig 2, it is observed that often with increasing (decreasing) the AOD, the angstrom exponent decreases (increases), which indicates the predominance of coarse (fine) particles in the atmosphere.

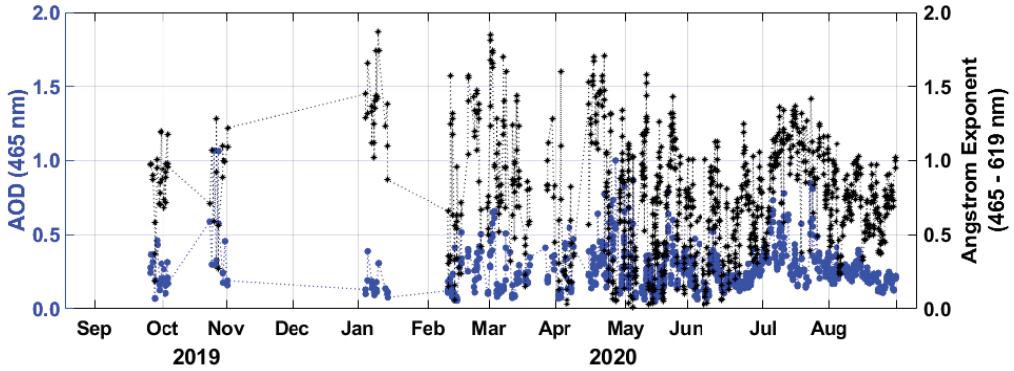


Figure 2: Time-series of the aerosol optical depth at 465 nm (Blue) and the angstrom exponent (Black) between September 2019 and August 2020.

In Fig. 3, scatter plot of the angstrom exponent is plotted versus AOD at 465 nm from Sept-2019 to Aug-2020.Using this scatter plot, can categorize different types of aerosols. Measurements are shown in reddots. The colours in Fig. 3 show the range of AOD and angstrom exponent variations of different atmospheric aerosols.Brown, orange, yellow, dark blue, and light blue colours represent atmosphere with dominant particles of biomassand urban pollution, fine and coarse particles, desert dust, ocean drizzle, and clear air, respectively.

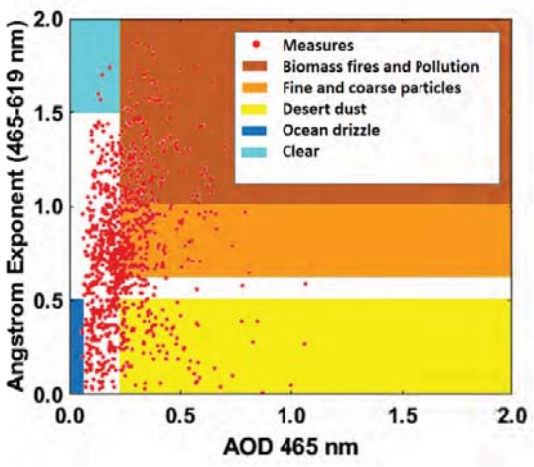


Figure 3: Scatter plot of angstrom exponent versus AOD at 465 nm. The red dots show all data measured in the period between Sept-2019 to Aug-2020.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

4. Conclusions

We have reported AOD values derived from Calitoo handheld Sun-photometer during 11 months measurementsbetween Sept-2019 to Aug-2020 inKaraj city. During this period, 3648 level 1.0 data were recorded at each of the465, 540, and 619 nm wavelength channels. Finally, 1030 of them were selected as data of level 1.5 (Fig. 1). The average AOD values at 465,540, and 619 nm wavelength channels were 0.20, 0.26, and 0.25, respectively. The average value of angstrom exponentextracted from AOD at 465 and 619 nm obtained 0.76 in the measurement periodThe classification of aerosols usingtwo AOD and angstrom exponent parameters shows that suspended particles in the atmosphere of Karaj during themeasurement period included biomass and urban pollution, fine and coarse particles, desert dust, oceanic drizzle, andclean air with the percentage of 14.56%,14.75%,8.15%,0.29%,0.40%, respectively.As one can see, most of theaerosols in the Karaj atmosphere are dust and a mixture of coarse- and fine-mode particles.

References

[1] Ramachandran, S., Kedia, S., "Aerosol optical properties over South Asia from ground-based observations and remote sensing," *a review. Climate 1,* pp. 84-119, 2013.

[2] Prospero, J.M., Ginoux, P., Torres, O., Nicholson, S.E., Gill, T.E., "Environmental characterization of global sources of atmospheric soil dust identified with the Nimbus 7 Total Ozone Mapping Spectrometer (TOMS) absorbing aerosol product.," *Rev. Geophys.,* p. 40, 2002.

[3] Hansen, J., Sato, M., Ruedy, R., Lacis, A., Oinas, V., "Global warming in the twenty-first century," *an alternative scenario,* pp. 9875-9880, 2000.

[4] Kaufman, Y.J., Remer, L.A., Tanr_e, D., Li, R.-R., Kleidman, R., Mattoo, S., Levy, R.C., Eck, T.F., Holben, B.N., Ichoku, C., "A critical examination of the residual cloud contamination and diurnal sampling effects on MODIS estimates of aerosol over ocean. Geosci," *Remote Sens. IEEE Trans.,* pp. 2886-2897, 2005.

[5] Kahn, R.A., Gaitley, B.J., Garay, M.J., Diner, D.J., Eck, T.F., Smirnov, A., Holben, B.N., "Multiangle Imaging SpectroRadiometer global aerosol product assessment by comparison with the Aerosol Robotic Network," *Geophys. Res. Atmos,* pp. 1984-2012, 2010.

[6] Jethva, H., Satheesh, S., Srinivasan, J., "Assessment of second generation MODIS aerosol retrieval (Collection 005) at Kanpur," *Geophys. Res. Lett. 34.,* 2007.

[7] More, S., Kumar, P.P., Gupta, P., Devara, P., Aher, G., "Comparison of aerosol products retrieved from AERONET, MICROTOPS and MODIS over a tropical urban city, Pune, India," *Aerosol Air Qual. Res. 13,* pp. 107-121, 2013.

[8] Holben, B., Eck, T., Slutsker, I., Tanre, D., Buis, J., "AERONETda federated instrument network and data archive for aerosol characterization.," *Remote Sens. Environ. 66,* pp. 1-16, 1998.

[9] Fotiadi, A., Hatzianastassiou, N., Drakakis, E., Matsoukas, C., Pavlakis, K., Hatzidimitriou, D., Gerasopoulos, E., Mihalopoulos, N., Vardavas, I., "Aerosol physical and optical properties in the Eastern Mediterranean Basin, Crete, from Aerosol Robotic Network data," *Atmos. Chem. Phys. 6,* pp. 5399-5413, 2006.

[10] Calitoo handheld sun-photometer, "User Manual," [Online]. Available: http://www.tenumshop.com/en/home/1-calitoo-aerosol-photometer.html.

[11] Bodhaine, B.A., Wood, N.B., Dutton, E.G., Slusser, J.R., "On Rayleigh Optical Depth Calculations," *Atmospheric and OceanicTechnology 16,* p. 1854–1861, 1999.

[12] Weber, M., Burrows, J.P., Cebula, R.P., "Gome solar uv/vis irradiance measurements between 1995 and 1997—first results on proxy solaractivity studies," *Solar Electromagnetic Radiation Study for Solar Cycle 22.,* p. 63–77, 1998.

[13] Bayat, A., Khalesifard, H.R., Masoumi, A., "Retrieval of aerosol single-scattering albedo and polarized phase function from polarized sun-photometer measurements for Zanjan's atmosphere.," *Atmospheric Measurement Techniques 6,* p. 2659–2669, 2013.

[14] Bayat, A., Masoumi, A., Khalesifard, H.R., "Retrieval of atmospheric optical parameters from ground-based sun-photometer measurementsfor Zanjan, Iran," *Atmospheric Measurement Techniques 4,* p. 857–863, 2011.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۳۸۲-۱۰-A

کاربرد مواد فسفرسانس برای بررسی حضور اکسیژن درون بسته‌بندی‌ها

سیده فاطمه یاری قره ناز،اسماعیل حیدری

آزمایشگاه سنسورهای نانوفوتونیکی و اپتوفلویدیک، دانشکده فیزیک دانشگاه خوارزمی

e.heydari@khu.ac.ir, fatemeyari.716@yahoo.com

اکسیژن برای حیات اکثر موجودات ضروری است اما می‌تواند تاثیرات مخربی روی مواد غذایی داشته باشد.در این مقاله، هدف بررسی پتانسیل کاربرد مواد فسفرسانس برای اندازه‌گیری اکسیژن در بسته‌بندی مواد غذایی است. بدین منظور، فیلمی نازک از اکتااتیل پورفیرین پلاتین به عنوان ماده‌ی فسفرسانس در ماتریس پلی استایرن به شکل قرص تهیه می‌شود. با توجه به طیف جذبی ماده، از باریکه‌ی لیزر آبی با طول موج ۴۱۰ نانومتر برای برانگیخته کردن استفاده می‌گردد. در مقایسه بین حضور اکسیژن در محیط، با حالتی که اکسیژن حضور نداشته باشد تفاوت قابل ملاحظه‌ای در شدت فسفرسانس قابل مشاهده است.

اکتااتیل پورفیرین پلاتین، اکسیژن،بسته‌بندی موادغذایی، فسفرسانس

Application of Phosphorescence Materials for Investigation of Oxygen Presence in Packages

S.FatemehYariGharahnaz, EsmaeilHeydari

Nanophotonic Sensors and Optofluidics Lab, Faculty of Physics, Kharazmi University

e.heydari@khu.ac.ir, fatemeyari.716@yahoo.com

Oxygen is essential for living creatures however it could be detrimental to food. Here, we investigate the application of phosphorescence material to study the oxygen presence in food packages. Therefore, a disk-shape film of platinum complex as phosphorescence materials in polystyrene matrix is prepared. 410nm laser beam is used for excitation due to its absorption spectrum. There is considerable change in the phosphorescence intensity in the test box filled with and without oxygen.

Food packages,Oxygen,Phosphorescence,Platinum octaethyl porphyrin

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

اکسیژن در بسیاری از واکنش‌های شیمیایی و بیوشیمیایی به عنوان واکنش‌دهنده و یا فرآورده نقش دارد. بنابراین تلاش‌های زیادی برای توسعه تکنیک‌های مناسب برای سنجش میزان غلظت اکسیژن در محیط صورت گرفته است[۱].برای مثال سرعت رشد میکروارگانیسم‌های هوازیو واکنش‌های اکسیداسیون با غلظت اکسیژن تغییر می‌کنند[۲]. بههمیندلیل امروزه نیاز به فنآوری برای هوشمندسازی بسته‌بندی مواد غذایی احساس می‌شود چون تاریخ انقضا روی یک بسته‌بندی هیچ تضمینی برای نگهداری محصول در شرایط مناسب نیست[۳].تا بحال سه استراتژی اصلی به منظور افزودن عملکردهای جدید به سیستم‌های بسته‌بندی دنبال شده است: بسته‌بندی فعال،بسته‌بندی هوشمند و بسته‌بندی با اتمسفر دستکاری شده[۴].بسته‌بندی فعال امکان استفاده از افزودنی‌هایی مانند جاذب‌های گازی یا کنترل دما و رطوبت را فراهم می‌کند تا کیفیت و زمان ماندگاری غذاهای بسته‌بندی شده را افزایش دهد[۵].بسته‌بندی هوشمند جهت جمع‌آوری اطلاعات مربوط به وضعیت محتوا و انتقال آن به مصرف کننده می‌باشد[۶].درنهایت بسته‌بندی با اتمسفر دستکاری شده را می‌توان به عنوان یک روش بسته‌بندی فعال تعریف کرد که در آن یک جو تغییریافته در فضای بالایی بسته‌بندی ایجاد می‌شود که فساد شیمیایی را به تاخیر می‌اندازد[۷]. در این روش معمولا اکسیژن را با نیتروژن که گازی بی‌اثر است جایگزین می‌کنند امامعمولا بین ۰/۵-۲ درصد اکسیژن در فضای بالای بسته به دلیل تخلیه ضعیف،نفوذ اکسیژن از طریق مواد بسته‌بندی،به دام انداختن هوا در غذا یا مهروموم ضعیف باقی می‌ماند.در نتیجه این سیستم هیچ داده واقعی از شرایط بسته‌بندی را در طول زمان فراهم نمی‌کند[۸]. از حسگرهای فوتونیکی اکسیژن می‌توان در مقیاس وسیع برای اندازه‌گیری دقیق و سریع اکسیژن در بسته‌بندی مواد غذایی به منظور کنترل کیفیت استفاده کرد.زیرا این حسگرها علاوه بر دقت بالا، غیرمخرب هستند، قابلیت اندازه‌گیری از راه دور دارند، هزینه تولید پایین دارند و مناسب برای کاربردهای یکبار مصرف هستند[۹].قلب این حسگرها کامپوزیت فلزی فسفرسانس حساس به اکسیژن است که شدت و طول عمر فسفرسانس آن با تغییر غلظت اکسیژن تغییر می‌کند.حساسیت حسگر بستگی به طول عمر رنگینه حساس به اکسیژن و بازده کوانتومی آن،میزان نفوذپذیری اکسیژن در ماتریس پلیمری و همچنین نسبت جرمی ماده فسفرسانس به پلیمر دارد. این حسگر فسفرسانس با تابش نور لیزر تحریک شده و الکترون‌های آن از تراز پایه به تراز بالا برانگیخته می‌شوند تا در مجاورت مولکول‌های اکسیژن طول عمر فسفرسانس و شدت آن کاهش یابد. هرچه غلظت اکسیژن بیشتر باشد این کاهش نیز افزایش می‌یابد. این فرایند به دلیل آنکه در این واکنش،هیچ یک از واکنش‌دهنده‌ها مصرف نمی‌شوند و در نتیجه فرآورده‌ای تولید نمی‌شود،برگشت‌پذیر است و کل چرخه قابل تکرار است[۱۰]. بنابراین با قرار دادن این حسگر به شکل برچسب در بسته‌بندی مواد غذایی و اندازه‌گیری و کالیبراسیون شدت و طول عمر فسفرسانس،امکان ارزیابی کیفیت مواد غذایی بر اساس غلظت اکسیژن موجود در بسته‌بندی فراهم می‌شود.

مواد و روش‌ها

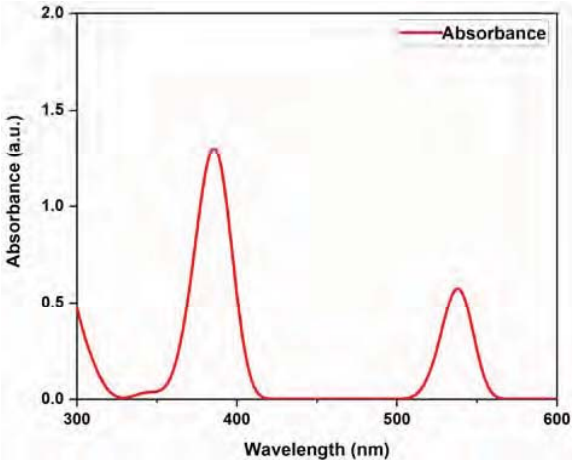
اکتااتیل پورفیرین پلاتین از شرکت لومتک، پلی استایرن از شرکت سیگما و تولوئن از مرک تهیه شدند. پس از حل کردن اکتااتیل پورفیرین پلاتین و پلی استایرن در مقدار کمی تولوئن، لومینوفور و ماتریس با هم ترکیب شدند. سپس ۱۵۰ میکرو لیتر از نمونه با پیپت اتوماتیک در قرصی به قطر یک سانتی متر ریخته شد و برای سه ساعت در آون با دمای ۵۰ درجه سلسیوس قرار گرفت.طیف

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

جذبی قرص حاصل با استفاده از طیف‌سنج نوری در ناحیه طول موج فرابنفش و مرئی و طیف تابشی آن با طیف‌سنج تورلبز اندازه‌گیری شد. از لیزر آبی با طول موج ۴۱۰ نانومتر برای برانگیخته کردن ماده فسفرسانس استفاده شد.

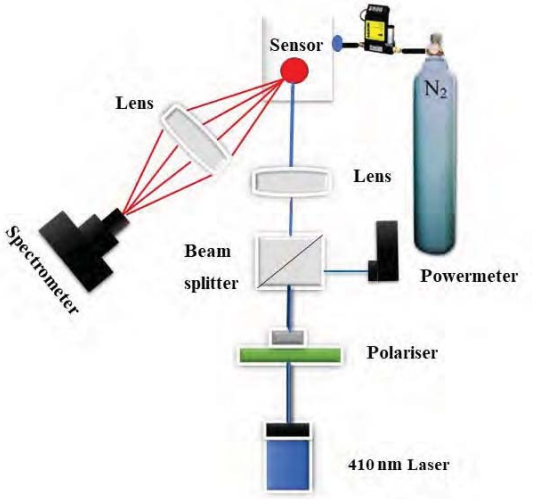
داده‌ها و نتایج

طیف جذبی قرص در شکل ۱ قابل مشاهده است. بیشترین جذب در طول موج های ۳۸۶ و ۵۳۸ نانومتر اتفاق می‌افتد .بنابراین از لیزر ۴۱۰ نانومتر در این آزمایش استفاده شد که در ناحیه‌ی جذبی ماده قرار می‌گیرد.



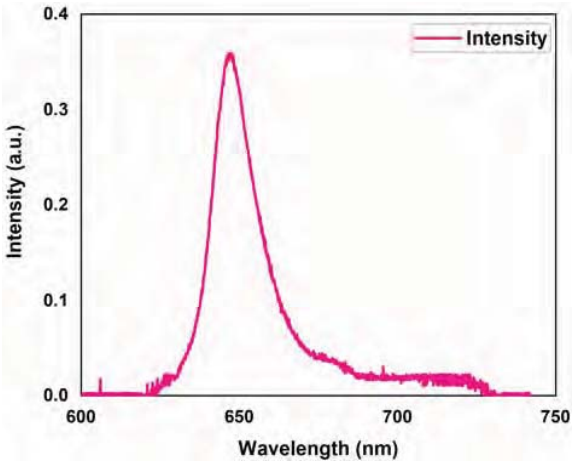
شکل ۱: طیف جذبی قرص با بیشینه‌هایی در ۳۸۶ و ۵۳۸ نانومتر.

شکل ۲ چیدمان آزمایش را نشان می‌دهد. باریکه لیزر تحریک کننده بعد از عبور از قطبشگر تنظیم شدت به تیغه تقسیم کننده نور می‌رسد. بخشی از نور توسط تیغه به توان‌سنج فرستاده می‌شودتا پایداری لیزر در طول آزمایش کنترل شود. بخش بیشتر نور بعد از عبور از تیغه و عدسی همگرا بر روی نمونه متمرکز می‌شود. نمونه در یک محفظه بسته قرار دارد که غلظت اکسیژن موجود در آن با استفاده از افزودن نیتروژن به محفظه آن قابل تغییر است.سپس تابش فسفرسانس نمونه توسط یک عدسی همگرا بر روی فیبر متصل به یک طیف‌سنج متمرکز شده و توسط نرم‌افزار آن تجزیه و تحلیل می‌شود.



شکل۲: نمای کلی از چیدمان اپتیکی بررسی اثر تغییر غلظت اکسیژن بر روی شدت فسفرسانس نمونه.

شکل ۳ طیف فوتولومینسانس قرص را نشان می‌دهد که بیشینه تابشی آن در ناحیه طیفی قرمز با طول موج ۶۴۸نانومتر است.



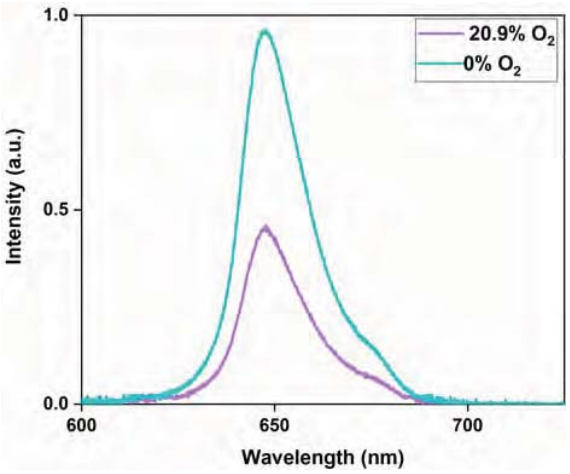
شکل۳: طیف فوتولومینسانس قرصبا بیشینه ۶۴۸نانومتر.

برای نشان دادن قابلیت استفاده از این مواد فسفرسانس،اثر غلظت اکسیژن بر روی شدت فسفرسانس برای دو غلظت متفاوت تست شد. شکل ۴ نمودار تغییرات شدت

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

فوتولومینسانس نمونه را برای غلظت‌های مختلف اکسیژن نشان می‌دهد. در اینجا با کاهش غلظت اکسیژن از ۲۰/۹٪ تا ۰٪ شدت فوتولومینسانس به سرعت افزایش پیدا کرده است.این آهنگ افزایش برای غلظت‌های بیشترکمتر است.

زیرا بعد از تحریک ماده فسفرسانس، اکسیژن با حالت برانگیخته ماده برخورد کرده و از طریق انتقال غیرتابشی،انرژی از ماده به مولکول اکسیژن منتقل می‌شود. این امر منجر به کاهش شدت فسفرسانس می‌شود. هرچه میزان مولکول‌های اکسیژن محیط اطراف بیشتر باشد، این کاهش شدت نیز بیشتر خواهدبود.



شکل ۴: نمودار تغییرات شدت فوتولومینسانس نمونه برای غلظت های ۰٪و۲۰/۹٪اکسیژن.

نتیجه‌گیری

با توجه به ارتباط واضح بین تغییرات اکسیژن با رشد میکروارگانیسم‌های هوازی و واکنش‌های اکسیداسیون از حسگرهای فوتونیکی اکسیژن می‌توان به طور وسیع در بازار جهانی بسته‌بندی‌های هوشمند برای کنترل کیفیت بسته‌بندی مواد غذایی استفاده کرد.

در این پژوهش با استفاده از کمپلکس فلزی اکتااتیل پورفیرین پلاتین و ماتریس پلی استایرن یک حسگر اپتیکی ساخته شد و پاسخ آن در حضور اکسیژن ۰٪و ۲۰/۹٪ مورد بررسی قرار گرفت.نشان داده شد که شدت فسفرسانس کمپلکس فلزی در حضور اکسیژن کاهش می‌یابد.

سپاسگزاری

با تشکر از شرکت شهرک‌های صنعتی استان البرز

مرجع‌ها

[1]Cheng-Shane Chu, Kun-Zheng Lin, Yu-Hsuan Tang, "A new optical sensor for sensing oxygen based on phase shift detection" , Sensors and Actuators B: Chemical, 223, 606-612, 2016.

[2]A. Mills, K. Lawrie, J. Bardin, A. Apedaile, G.A. Skinner, C. O'Rourke, "An O2 smart plastic film for packaging", Analyst, vol. 137 pp. 106-112, 2012.

[3]O.Hrytsenko,V. Shvalagin, G.Grodziuk,& V. Granchak," Influence of Parameters of Screen Printing on Photoluminescence Properties ofNanophotonic Labels for Smart Packaging" ,Nanotechnology,12,1-12,2017.

[4]J.H. Han, "Innovations in food packaging", 2nd ed. Academic Press, 2013.

[5]R.Ahvenainen," Novel food packaging techniques", Woodhead Publishing, 2003.

[6]K.L. Yam, P.T. Takhistov, J. Miltz, "Intelligent packaging: concepts and applications", J. Food Sci. 70 R1-R10, 2005.

[7]B.A. Blakistone, "Principles and applications of modified atmosphere packaging of foods", 2nd ed. Aspen Publishers, Inc. 1999.

[8]Andrew Mills," Oxygen indicators and intelligent inks for packaging food" Chem. Soc. Rev., 34, 1003–1011,2005.

[9]C. Kelly, D. Yusufu, I. Okkelman, S. Banerjee, J.P. Kerry, A. Mills, D. B. Papkovsky,"Extruded phosphorescence based oxygen sensors for large-scale packagingapplications",Sensors and Actuators: B. Chemical, 304, 2020, 2020.

[10]S. Banerjee, C. Kelly, J. P. Kerry & D.B. Papkovsky, "High throughput non-destructive assessment of quality and safety of packaged food products using phosphorescent oxygen sensors",Trends in Food Science & Technology, 50, 85-102, 2016.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۸۳-۱۰-A

طیف‌سنجی تفکیک زمانی کمپلکس فلزی پلاتین

نیلوفر فلاحی چگنی،اسماعیل حیدری*

آزمایشگاه سنسور های نانوفوتونیکی و اپتوفلویدیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه خوارزمی، تهران، ایران

***e.heydari@khu.ac.ir**

به دلیل قابلیت اندازه گیری دقیق، غیرتماسی، آنی و غیر مخرب حسگر های فوتونیکی اکسیژن، در سال های اخیر به دلیل کاربرد های وسیع این حسگرها در زمینه هایی همچون پزشکی و زیست فناوری توجه خاصی به حسگرهایمبتنی بر کمپلکس های فوتولومینسانس پلاتین شده است. معمولا برای بررسی غلظت اکسیژن از اندازه گیری طول عمر فوتولومینسانس کمپلکس فلزی استفاده می شود.در اینجا با اندازه گیری طیف جذبی و فسفرسانس کمپلکس فلزی در ماتریس پلیمریUV12به ویژگی های اپتیکیPtTFPPپرداخته می شود.از لیزر پالسی ۵۳۲ نانومتر با طول پالس ۴۰ نانوثانیه برای اندازه گیری طول عمر تابش فسفرسانس استفاده می شود . با برازش تابع نمایی دو جمله ای و استفاده از الگوریتمLevenberg Marquardtطول عمر متوسط ۳۴/۶میکروثانیه برای کمپلکس فلزی PtTFPPبدست آمد.

کلید واژه- اکسیژن، فسفرسانس،پلاتین پورفرین،کمپلکس فلزی

Time-resolved Spectroscopy of Platinum MetalComplex

NiloofarFallahiChegeni, EsmaeilHeydari

Nanophotonic Senser and Optofluidics Lab, Faculty of Physics,Kharazmi University, Tehran, Iran

***e.heydari@khu.ac.ir**

Recently photoluminescence oxygen sensors based on platinum complex have attracted considerable attention for applications in biomedical engineering and biotechnology due to the precise,noncontact, noninvasive and real-time measurement.Usually measurement of the metal complex lifetime is used to investigate the oxygen concentration.Here measurement of absorption and photoluminescence spectra of PtTFPP complex in a polymer matrix is utilized to study its optical properties.A 532 nm pulsed laser with 40 ns pulse-length is employed to measure its phosphorescence lifetime.Average lifetime of 34.6μs is achieved using two-term exponential function and the Levenberg Marquardt algorithm.

Keywords: Oxygen, Phosphorescence, Platinum Porphyrin, Metal Complex

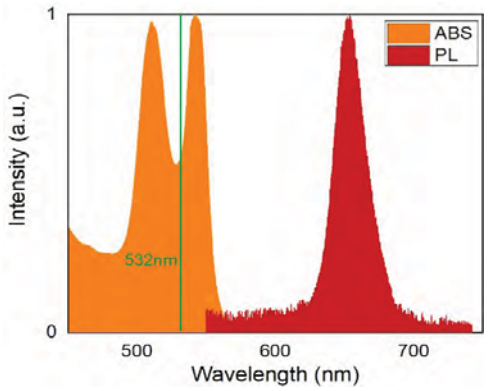
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

اندازه گیری میزان اکسیژن (O2)اهمیت زیادی در زمینه هایی همچون زیست فناوری،مهندسی، پزشکی[۲و۱]، داروسازی و صنعت دارد.اکسیژن مولکولی کوچک،غیرقطبی و گازی است که دارای حلالیت متوسط در آب است.به دلیل نقش کلیدی اکسیژن روش های متعددی برای اندازه گیری آن توسعه یافته است که شامل الکترودالکتروشیمیایی کلارک،فوتولومینسانس و روش پارامغناطیسی است.الکترودکلارک متداول ترین ابزار برای اندازه گیری اکسیژن محلول در آب است اما به دلیل معایبی از جمله مصرف اکسیژن در حین اندازه گیری،نیاز به کالیبراسیون متعدد و هزینه نگهداری بالا،کاربرد آن محدود شده است. [۳] در سال های اخیر روش اپتیکی براساس فوتولومینسانس توجه بیشتری را برای اندازه گیری اکسیژن به روش های: مستقیم، غیر تهاجمی،غیر تماسی، آنی وبا دقت بالا به خود جلب کرده است.[۵ و۴]از متداول ترین موادی که برای اندازه گیری اکسیژن استفاده می شوند، کمپلکسهای فلزی پلاتین پورفرین هستند که به دلیل پایداری و فوتولومینسانس بالا، برای اندازه گیری اکسیژن مورد استفاده قرار میگیرند.در این کمپلکس های فلزی برخورد مولکول های اکسیژن موجب فروافت غیرتابشی در تراز های سه گانه ای که دارای طول عمر بالایی هستند می شود.بنابراین مولکول های اکسیژن باعث کاهش شدت و طول عمر فوتولومینسانس این کمپلکس ها می شوند که رابطه بین غلظت اکسیژن با شدت و طول عمر های نسبی توسط رابطه ی استرن-ولمر بیان می شود.به دلیل کاربرد اندازه گیری طول عمر فسفرسانس برای بدست آوردن غلظت اکسیژن در این مقاله به بررسی زمانی تابش فسفرسانس کمپلکس PtTFPP در ماتریسUV12 می پردازیم.با برازش نمودار تغییرات زمانی شدت فسفرسانس با تابع نمایی امکان محاسبه ی طول عمر فسفرسانس وجود دارد.

مواد و روش ها

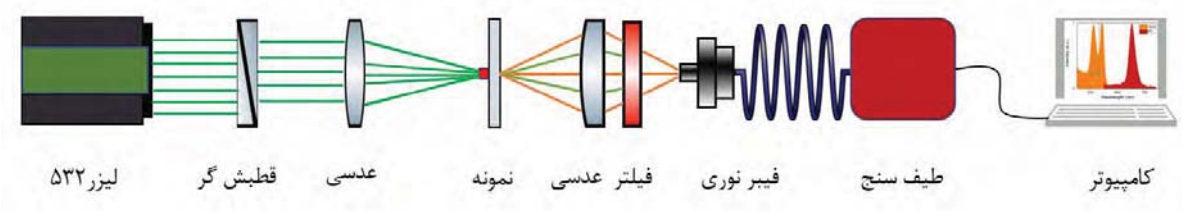
کمپلکس فلزی PtTFPP (Pt(II) meso-Tetra (pentafluorophenyl) porphine)از شرکت AdvancedScientific، UV12 از شرکت LOXEAL،حلال تولوئنو ایزوپروپانولاز شرکت مجتمع صنایع شیمیایی مجللی خریداری شدند. ابتدا ۱۴ میلی گرم PtTFPPبه ۲میلی لیتر تولوئن اضافه شد، سپس ۴۵ میکرولیتر از محلول ساخته شده در۰/۲ میلی لیتر UV12 حل شد. در مرحله بعد برای درست کردن المان دیسکی کامپوزیت ایجاد شده از فوتولیتوگرافی بدون ماسک استفاده شد. بنابراین مقداری از کامپوزیت بر روی لام میکروسکوپی تمیز ریخته شد و به مدت ۲۵ ثانیه در معرض نور فرابنفش با الگوی دیسکی قرار داده شد تا



شکل۱:طیف جذبی (نارنجی) و فوتولومینسانس(قرمز) کمپلکس فلزی PtTFPP.خط سبز نشان دهنده طول موج لیزر تحریک کننده است.

پلیمریزاسیون صورت گیرد. پس از شست و شو توسط حلال استون و ایزوپروپانول الگوی دیسک مانند۳ میلیمتری از کامپوزیت ایجاد شد.برای اندازه گیری طیف فوتولومینسانس کمپلکس فلزی از طیف سنج CSS-100 شرکت Thorlabs و برای اندازه گیری طیف جذبی از طیف سنج Specord 210 از شرکت analytikjena استفاده شد. همچنین برای اندازه گیری توان لیزر از توان سنج مدل 7Z01550شرکت Ophirو برای اندازه گیری شدت از فوتودیودPDA10A2شرکت Thorlabs استفاده شد.برای نمایش سیگنال خروجی آشکارساز، اسیلوسکوپ مدل

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

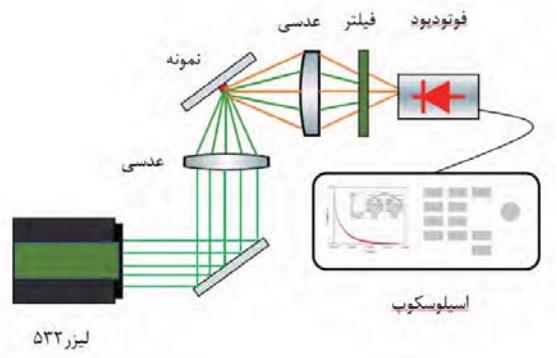


شکل ۲: چیدمان طیف سنجی فسفرسانس کمپلکس فلزی با استفاده از لیزر پیوسته ۵۳۲ نانومتر

TDS3052B از شرکت Tektronix به کار گرفته شده است.

بحث و نتایج

برای انتخاب منبع نور لیزری مناسب برای تحریک فیلم کمپلکس فلزیPtTFPP، طیف جذبی آن توسط طیف سنجSpecord 210اندازه گیری شد. طیف جذبی اندازه گیری شده محلول PtTFPP در تولوئندر شکل ۱ نشان داده شده است که دارای جذب در ناحیه طیفی ۵۰۰تا ۵۵۰ نانومتر است. در این ناحیه دو بیشینه در طول موج های تقریبی ۵۱۰ نانومتر و ۵۴۰ نانومتر وجود دارند، بنابراین هارمونیک دوم لیزر پیوسته نئودمیمیگ با طول موج ۵۳۲ نانومتر برای این آزمایش انتخاب شد.چیدمان اندازه گیری طیف فوتولومینسانس در شکل ۲ نشان داده شده است.مطابق شکل، نور لیزر نئودمیومیگ پیوسته ۵۳۲ نانومتر از دو قطبش گر متوالی (که برای کنترل شدت لیزر استفاده می شود) عبور می کند.سپس از یک عدسی همگرا ساخت شرکت PHYWE با فاصله کانونی ۱۵+سانتی متر می گذرد (که برای متمرکزکردن نورلیزر بر روی نمونه PtTFPP استفاده می شود)و نور لیزر بر روی نمونه متمرکز شده و باعث تحریک آن می شود. تحریک نمونه توسط لیزر باعث ایجاد تابش فوتولومینسانس می شود. تابش فوتولومینسانس از عدسی همگرا با فاصله کانونی تقریبی ۴.۵ سانتی متر و فیلتر جذبی ۵۳۲ نانومتر عبور می کند.درنهایت تابش فوتولومینسانس بر روی فیبر نوری طیف سنج-100 CSS متصل به کامپیوتر متمرکز می شود. بازه زمانی اندازه گیری طیف سنج ۵۰۰ میلی ثانیه در نظر گرفته شده است.طیف فوتولومینسانس کامپوزیتکمپلکس فلزی پلاتین در ماتریسLOXEAL UV12در شکل ۱ با رنگ قرمز نشان داده شده است، که دارای بیشینه ای در طول موج تقریبی ۶۵۴ نانومتر است.

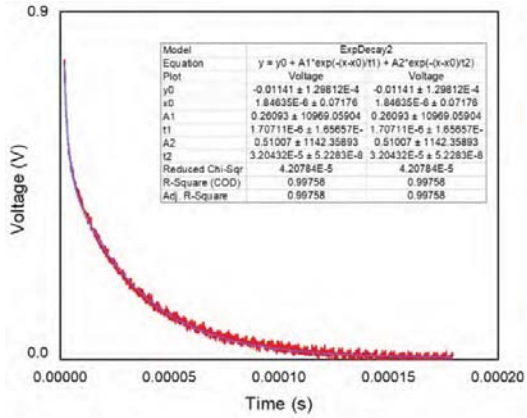


شکل ۳:چیدمان اندازه گیری طول عمر فسفرسانس کمپلکس فلزی پلاتین با استفاده از لیزر پالسی ۵۳۲ نانومتر

برای اندازه گیری طول عمر فسفرسانس کمپلکس فلزی از یک لیزر نئودمیمیگپالسی با طول پالس ۴۰ نانوثانیه استفاده شد.چیدمان اندازه گیری طول عمر در شکل شماره ۳ نشان داده شده است. باریکه لیزر ۵۳۲ نانومتر بعد از بازتاب از آینه (۵۳۲ نانومترThorlabs) توسط یک عدسی همگرا با فاصله کانونی ۱۵ سانتی متر بر روی نمونه متمرکزمی شود. تابش فسفرسانس ایجاد شده و بخشی از باریکه لیزر تحریک کننده از عدسی همگرای دیگری با فاصله کانونی تقریبی ۴/۵ سانتی متر عبور می کنند. باریکه لیزر تحریک کننده با فیلتر ۵۳۲ نانومتر جذب می شود و درنهایت تصویر تابش فسفرسانسبر روی آشکار ساز سیلیکونی سریع (Thorlabs)متمرکز می شود.سیگنال خروجی توسط اسیلوسکوپ نمایش داده می شود،که این سیگنال تغییرات زمانی شدت فسفرسانس برای کمپلکس

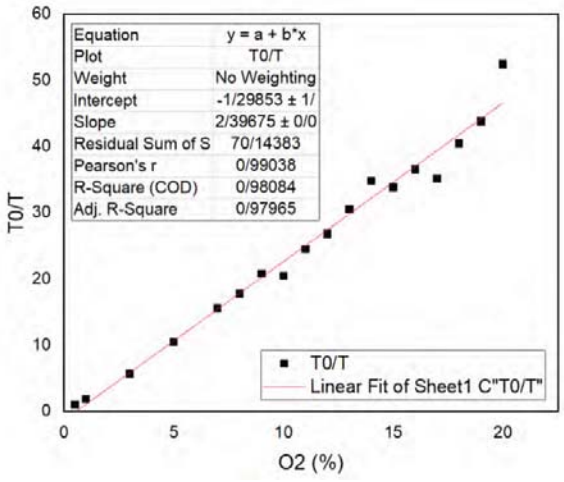
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

فلزی تحریک شده است. تغییرات شدت فسفرسانس بصورت نمایی کاهش می یابند.همانطور که در شکل ۴ نشان داده شده است برای به دست آوردن طول عمر فسفرسانس نمودار این تغییرات با تابع نمایی دو جمله ای



شکل ۴: نمودار فروافت شدت تابش فسفرسانس و تابع برازش شده کمپلکس فلزی پلاتین

و الگوریتمLevenberg Marquardtبرازش داده شده است.شکل ۵ نمودار تغییرات نوعی طول عمر نسبی، برحسب غلظت های اکسیژن از ۰٪ تا ۲۱٪ را نمایش می دهد. تغییرات طول عمر نسبی در بازه نشان داده شده به صورت خطی می باشد.



شکل۵: نمودار تغییرات نسبی طول عمر برحسب غلظت اکسیژن

نتیجه‌گیری

اخیرا مواد فوتولومینسانس بر پایه کمپلکس های فلزی پلاتین کاربرد های متعددی در صنایع مختلف پیدا کرده اند.در این مقاله به بررسی طیف جذبی و فوتولومینسانس کمپلکس فلزی پلاتین در ماتریسUV12پرداخته شده است. بیشینه جذب در طول موج ۵۵۰-۵۰۰ نانومتر و بیشینه طیف فوتولومینسانس در ۶۵۴ نانومتر مشاهده شد. سپس زمان فروافت تابش فسفرسانس این کمپلکس فلزی با برازش تابع نمایی دو جمله ای و الگوریتمLevenbergMarquardtمحاسبه گردید و نمودار تغییرات نسبی طول عمر برحسب غلظت اکسیژن به دست آمد.

مرجع‌ها

[1] H. D. Duong , O. J. Sohn, J. I. Rhee, " Development of a Ratiometric Fluorescent Glucose Sensor Using an Oxygen-Sensing Membrane Immobilized with Glucose Oxidase for the Detection of Glucose in Tears", Biosensors, Vol. 10, No. 86, pp. 1-18, 2020.

[2] R. M. Unruh, "Copolymerhydrogelsasfullyimplantableopticalbio sensors", Texas A&M University,2017.

[3] S. M. Grist, L. Chrostowski, K. C. Cheung, "Optical oxygen sensors for applications in microfluidic cell culture", No. 10, pp. 9286-9316, 2010.

[4] D.B. Papkovsky, A. V. Zhdanov, A. Fercher, R. I. Dmitriev, J. Hynes,Phosphorescent Oxygen-Sensitive, Springer, 2012.

[5] O. S. Wolfbeis, "Luminescent sensing and imaging of oxygen: Fierce competition to the Clark electrode", Bioessays, No. 37, pp. 921–928, 2015.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۳۹-۱۰-A

بررسی مشخصات اپتوالکترونیکی دیود نور گسیل آلی مبتنی بر ساختار $ITO/MoO_3/NPB/Alq_3:DCJTB/Alq_3/LiF/Al$

فاطمه عباسی[۱]، سید محمدباقر قرشی[۱*] و المیرا کریم زاده[۲]

[۱]دانشکده لیزر و فوتونیک دانشکده فیزیک دانشگاه کاشان، کاشان

[۲] گروه مهندسی مواد، دانشگاه صنعتی اصفهان، اصفهان

Email: 1. abbasifatemeh210870@gmail.com
2. mghorashi@kashanu.ac.ir
3. elmira.karimzadeh@gmail.com

چکیده- در این تحقیق، ویژگی های اپتوالکترونیکی دیود نور گسیل آلی با ساختار $ITO/MoO_3/NPB/Alq_3:DCJTB/Alq_3/LiF/Al$ شبیه سازی شده است. دیودهای نور گسیل آلی با لایه میزبان-مهمان (Alq_3:DCJTB) با نرم افزار APSYS (Advanced Physical Model of Simulation Devices) مورد بررسی قرار گرفتند. طول موج نشر در ۵۲۰ نانومتر برای نمونه مرجع (بدون مهمان) ظاهر شد. پس از آن تاثیر حضور لایه میزبان-مهمان (Alq_3:DCJTB) با درصد وزنی‌های ۰، ۱، ۵ و ۱۰ در این ساختار مورد بررسی قرار گرفت. نتایج شبیه سازی نشان دادند که استفاده از لایه میزبان-مهمان (Alq_3:DCJTB) طول موج نشر را به ۶۳۰ نانومتر انتقال می دهد. همچنین نمونه ای با ۵ درصد وزنی ماده مهمانDCJTB دارای بازدهی جریان بهتر نسبت به نمونه مرجع شد. منشأ فیزیکی عملکرد نوری بهبود یافته برای دیودهای نور گسیل آلی با حضور ساختار میزبان-مهمان (Alq_3:DCJTB) می تواند به دلیل افزایش الکترون‌ها و حفره‌ها در رابط بین لایه هایAlq_3: DCJTB و Alq_3 باشد،که این امر منجر به افزایش نرخ بازترکیبی تابشی و بهبود بازدهی جریان می شود.

کلید واژه- الکترولومینسانس، دیود نور گسیل آلی، شبیه سازی، میزبان-مهمان، نور قرمز

Investigation ofOptoelectronic Characteristics ofOrganic Emission Diode Based on $ITO/MoO_3/NPB/Alq_3:DCJTB/Alq_3/LiF/Al$ Heterostructure

FatemehAbbasi[1],SeyedMohammad BagherGhorashi[1,*], andElmiraKarimzadeh[2]
[1] Department of Laser and Photonics Faculty of Physics University of Kashan, Kashan
[2] Department of Materials Engineering, Isfahan University of Technology, Isfahan

Abstract- In this research, optoelectronic properties of OLED structure consisting $ITO/MoO_3/NPB/Alq_3:DCJTB/Alq_3/LiF/Al$ layers was investigated. OLEDs with host-guest layer (Alq_3: DCJTB) were simulated with the APSYS (abbreviation of Advanced Physical Model of Simulation Devices) simulation program. In reference sample (without guest), the emission wavelength was appeared at 520 nm. Then, the effect of the presence the guest in host layer (Alq_3: DCJTB) with different weight percent (1, 5 and 10 %w) was simulated. The results were showed that the emission wavelength was shifted to 630 nm. Also, the OLED structure with Alq_3:DCJTB (5%w) layer had a better current efficiency than other samples. Improvement of optical performance of the host-guest OLED structures is due to the increase of electrons and holes between Alq_3: DCJTB and Alq_3 layers which lead to raise the radiative recombination rate and improve current efficiency.

Keywords: Electroluminescence,Host-guest, OLED,Red light, Simulation

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

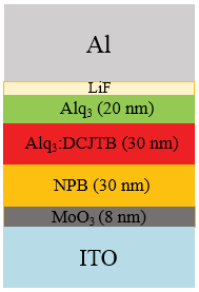
مقدمه

دیودهای نور گسیل آلی (OLED) در سال های اخیر، به عنوان نوع جدیدی از تکنولوژی نمایشگرها بسیار مورد توجه قرار گرفته‌اند که ناشی ازمزیت های فراوان این ادوات نسبت به تکنولوژی های فعلی نمایشگرهااست. تعداد زیاد مواد آلی نور گسیل،منجر می شود که بتوان ساختارهای متفاوتی را طراحی و بررسی کرد و ساختار OLED را با توجه به طیف نور خروجی و بازدهی آن انتخاب نمود. ماده مهمانDCJTB، که مشتقی از DCM است، برای تنظیم مشخصات الکترواپتیکی در OLEDها استفاده می شود.به خصوص، این ماده به طور گسترده در ساخت OLEDهای قرمز و سفیدمورد استفاده قرار می گیرد. هم چنین، فرآیند ساخت OLEDها نسبت به دیگر انواع تکنولوژی‌های نمایش و حتی ساخت قطعات نیمه هادی، ساده تر و ارزان تر است و محصولات تولید شده از نمونه های دیگر نازک تر و سبک‌تراند [۱].

در این تحقیق،از ماده میزبان-مهمان (Alq_3:DCJTB) به عنوان ماده آلی نور گسیلOLEDاستفاده شده است. ویژگی‌های الکترو اپتیکی OLEDهای طراحی شده با درصدهای متفاوت ماده میهمان در ماده میزبان (۰، ۱، ۵ و ۱۰ درصد) که شامل طیف الکترولومینسانس،منحنی‌های چگالی‌جریان-ولتاژ، روشنایی-ولتاژ و بازدهی جریان-چگالی‌جریانOLEDها مورد بررسی قرار گرفته اند.

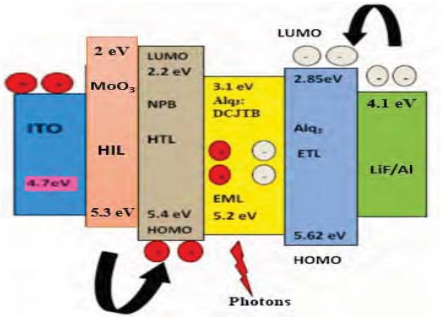
روش شبیه سازی

ساختار OLED طراحی شده شامل یک شیشه به عنوان زیرلایه،ITO به عنوان آند، MoO_3 به عنوان لایه تزریقکننده حفره، NPB به عنوان لایه انتقال دهنده حفره، Alq_3:DCJTB به عنوان گسیلنده نور،Alq_3 به عنوان لایه انتقال دهنده الکترون،LiFبه عنوان لایه بافر و Al به عنوان کاتد است. نمای ساختار لایه ایOLED مورد مطالعه در شکل ۱ نشان داده شده است.



شکل ۱: نمایی ازساختار OLEDشبیه سازی شده.

ساختار مرجع، OLEDی با لایه‌هایAl،LiF، Alq_3، Alq_3:DCJTB، NPB، MoO_3 و ITO به ترتیب با ضخامت های ۱۸۰، ۱/۵، ۲۰، ۳۰، ۳۰، ۸ و ۱۰۰ نانومتر در نظر گرفته شد. تأثیر حضور ماده DCJTBبا درصدهای وزنی مختلف (۱،۵ و ۱۰ درصد وزنی)به عنوان ماده مهمان در لایه گسیلنده Alq_3(میزبان) بر عملکرد OLEDبررسی شد. ترازهای انرژی مواد به کار رفته در ساختار در شکل ۲نشان داده شده است.



شکل ۲: نمایی ازترازهای انرژی مواد به کار رفته در ساختار ITO/MoO_3/NPB/Alq_3: DCJTB/Alq_3/LiF/Al.

در نرم افزار APSYS ویژگی های الکتریکی و اپتیکی با حل معادله ی پواسون و معادله پیوستگی جریان برای الکترون و حفره شبیه سازی می شوند. بر خلاف دیودهای معمول، انتقال بار در دیودهای آلی توسط میدان الکتریکی

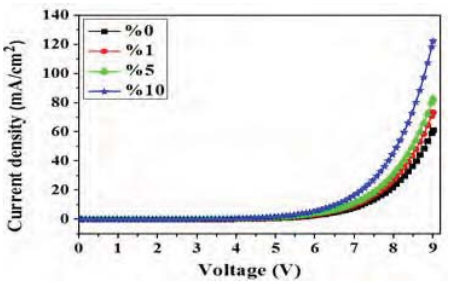
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

در مدل پرش فعال می شود. هم چنین نیمه هادی آلی از طریق بازترکیب اکسیتونی فرنکل نور را منتشر می‌کند[۲].

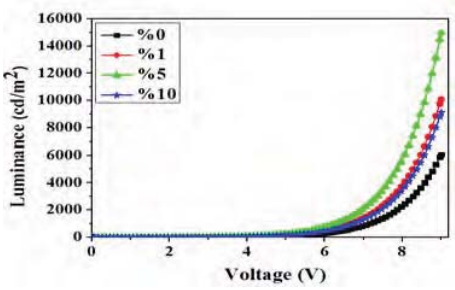
نتایج

از مشخصه های بسیار مهم در دیودهای آلی، منحنی چگالی جریان-ولتاژ و روشنایی-ولتاژ هستند. مشخصات چگالی‌جریان و روشنایی بر حسب ولتاژ ساختار مرجع و مقایسه ی آن با ساختارهای میزبان-مهمان با درصدهای وزنی مختلف مهمان(DCJTB)در شکل ۳ آورده شده است.

(الف)



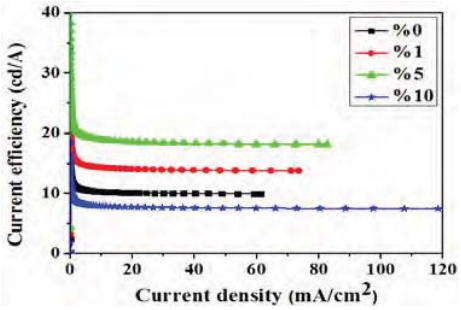
(ب)



شکل ۳: الف) نمودار چگالی‌جریان-ولتاژ و ب) روشنایی-ولتاژOLEDهای مبتنی بر Alq_3با درصدهای مختلف DCJTB.

با افزایش درصد ماده مهمان به دلیل تزریق مستقیم حفره از NPB به DCJTBو تزریق مستقیم الکترون از Alq_3 به DCJTB،ولتاژ شروع کاهش می یابد. همچنین افزایش درصد ماده مهم ان منجر به ورود بیشتر حامل‌ها به ماده مهمان (DCJTB) می شود که در نتیجه ی آن چگالی جریان افزایش می یابد[۳].از شکل ۳ می توان دریافت که روشنایی نمونه با ماده مهمان ۵ درصدنسبت به نمونه‌ای به نمونه مرجع بیشتر است که ناشی از تحرک پذیری لایه‌ها است.تحرک پذیری حفره‌ها در NPB بسیار بیشتر از تحرک پذیری الکترون‌ها درAlq_3 است. با افزودن ماده‌ی مهمان، حامل‌های بار مستقیما وارد ماده مهمان می شوند. با توجه به مطالب فوق و نتایج شبیه سازی می توان دریافت که نمونه ی شامل ۵ درصد وزنی ماده مهمان، تعادل بهتری از الکترون و حفره را رقم زده است و روشنایی آن افزایش یافته است.بنابراین، انتقال انرژیفورستر و دکستر نقش جزئی را ایفا می کنند [۳].به عنوان نمونه روشنایی در ۷ ولت در نمونه مرجع و۵درصد وزنی ماده مهم ان به ترتیب حدود cd/m^2 و۸۳۶cd/m^2 ۲۱۶۳ است.

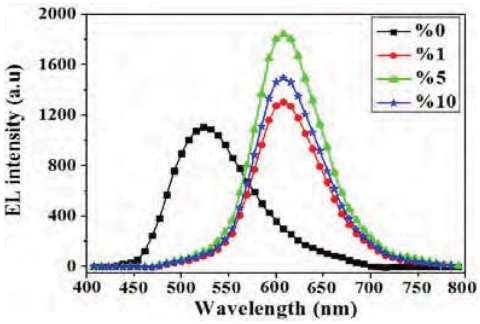
شکل ۴مقایسه‌ی نموداربازدهی‌جریان-چگالی‌جریان ساختارOLEDمرجع و ساختارهایی با درصدهای وزنی مختلف DCJTBدر Alq_3را نشان می دهد.بازدهی جریان با افزایش ماده مهمان تا ۵ درصد وزنی افزایش یافت و با افزایش بیشتر ماده مهمان تا ۱۰ درصد وزنی کاهش بازدهی جریان مشاهده شد. بازدهی جریان برای نمونه‌های ۰، ۱، ۵ و ۱۰ درصد وزنی ماده مهمان در چگالی جریان ۳۰ mA/cm^2 برابر با حدود ۱۰، ۱۴، ۷/۵ و ۲۰ cd/Aبه ترتیب اندازه‌گیری شد.



شکل ۴: نمودار بازدهی‌جریان-چگالی‌جریانOLEDهای مبتنی بر Alq_3با درصدهای مختلف DCJTB.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

شکل ۵مقایسه ی طیف الکترولومینسانس نمونه ی مرجع با نمونه هایی با درصدهای وزنی مختلفDCJTBدر Alq_3را نشان می دهد. با افزایش ماده مهمان طول موج نشر به سمت طول موج های بزرگتر جابه‌جا شد وOLED نور سبز باطول موج نشر ۵۲۰ نانومتر (مربوط به نمونه مرجع) به یک OLEDنور قرمز با طول موج ۶۳۰ نانومتر (مربوط به نمونه های میزبان-مهمان) تغییر یافت.



شکل ۵: طیف الکترولومینسانسOLEDهای مبتنی بر Alq_3با درصدهای مختلف DCJTB.

در نمونه‌های شامل لایه میزبان-مهمان، انتقال انرژی از میزبان به میهمان کاملا شکل گرفته است و هیچ اثری از بیشینه تابش مربوط بهAlq_3در طیف دیده نمی‌شود. همچنین، هنگامی که DCJTBاز نظر درصد وزنی بیش از ۵ درصدبود،باافزایش درصد مهمان شدت پیک انتشار OLEDنور قرمز کاهش یافت که می تواند به دلیل فروافت فلورسانس و اثر نابودی سطوح برانگیخته سه تایه-سه تایه در درصدهای بالا ودر نتیجه کاهش شدت پیک انتشار باشد [۳].

نتیجه‌گیری

در این تحقیق، خصوصیات الکترواپتیکی ساختار $ITO/MoO_3/NPB/Alq_3:DCJTB/Alq_3/LiF/Al$ با درصدهای وزنی مختلف DCJTB و مقایسه‌ی آن با ساختار مرجع $ITO/MoO3/NPB/Alq_3/Alq_3/LiF/Al$با نرم افزار APSYSشبیه سازی شدند.با توجه به نتایج شبیه سازی و مقایسه آن‌ها با یکدیگر نمونه بهینه، OLEDی با ساختار میزبان-مهمان با ۵ درصد وزنی DCJTB به دست آمد.این نمونه نسبت به نمونه مرجع و نمونه‌های دیگر مهمان-میزبان (با درصدهای وزنی DCJTB، ۱ و ۱۰) ولتاژ شروع کمتری دارد و در ولتاژهای کمتری به روشنایی بالایی می‌رسد و هم چنین بازدهی جریان در دیود ۵٪ بیشتر از سایر نمونه‌ها بود.در همه‌ی نمونه‌های شامل ماده‌ی مهمان طول موج نشر به سمت طول موج های بزرگتر جابه‌جاشد. OLED نور سبز با طول موج نشر ۵۲۰ نانومتر (مربوط به نمونه مرجع) به یکOLED نور قرمز با طول موج ۶۳۰ نانومتر (مربوط به نمونه های میزبان-مهمان) تغییریافت و شدت در نمونه ای با ۵ درصد وزنی نسبت به سایر نمونه ها بیشتر است. در نهایت می-توان بیان کرد که نتایج شبیه سازی نشان می‌دهندکه حضور ۵ درصد وزنی ماده ی آلیDCJTB به عنوان ماده مهمان در لایه Alq3 منجر به بهبود عملکرد OLED و دستیابی به OLED قرمز می‌گردد.

مرجع‌ها

[1] G. Sharma, S. Z. Hashmi, U. Kumar, S. Kattayat, "Optical and electronic characteristics of ITO/NPB/Alq_3:DCJTB/Alq_3/Ag heterostructure based organic light emitting diode",Optik, Vol. 223, No. 165572, pp. 1-8, 2020.

[2] Q. Wu, F. Cao, H. Wang, J. Kou, Z. H. Zhang, "Promoted Hole Transport Capability by Improving Lateral Current Spreading for High-Efficiency Quantum Dot Light-Emitting Diodes", Advanced Science, Vol. 45, No. 2001760, pp. 1-7, 2020.

[3] S. Yu, C. Ma, C. Cheng, X. Wang, D.Ji, Z. Fan, D. Xia, "Synthesis and 0.88 μm near-infrared electroluminescence properties of a soluble chloroindiumphthalocyanine",Dyes and Pigments, Vol.76, No. 2, pp. 492-498, 2008.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۵۹-۱۰-A

نقش سورفاکتانت کاتیونی برخاصیت اپتیک غیرخطی اریوکروم بلک تی

نرگس ترابی، سهیل شریفی و مهدی خزاعی نژاد

گروه فیزیک ، دانشکده علوم ، دانشگاه فردوسی مشهد ، مشهد ، ایران

ssharifi@ferdowsi.um.ac.ir
Narges73torabi97@gmail.com

چکیده - اریوکروم بلک تی (EBT) یک رنگینه آلی دارای خاصیت اپتیک غیرخطی است. نتایج تاثیر غلظت سورفاکتانت کاتیونی ستیل تری متیل آمونیوم برومید (CTAB) برروی خاصیت اپتیک غیرخطیEBT با استفاده از روبشگر زد مورد بررسی قرار گرفته شده است. نتایج نشان دهنده کاهش در جذب غیرخطی و ضریب شکست غیرخطی نمونه ها با افزایش سورفاکتانت می باشد. مطالعه طیف جذب نمونه ها نشان دهنده تشکیل یک ترکیب جدیدEBT:CTAB است.

کلید واژه- اریوکروم بلک تی، روبشگر زد، رنگینه، سورفکتانت، طیف جذب

The Role of Cationic Surfactant in the Nonlinear Optical Properties of Eriochrome Black T

Narges Torabi, Soheil Sharifi, and Mehdi Khazaei Nezhad

Department of Physics, Faculty of Science, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad, Iranssharifi@ferdowsi.um.ac.irNarges73torabi97@gmail.com

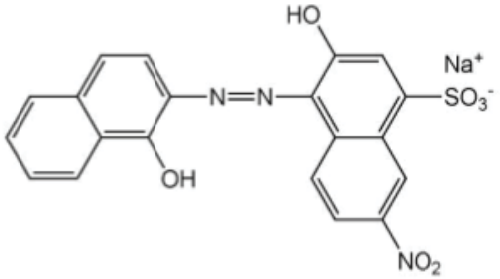
Abstract- EriochromBlackT (EBT) is an organic dye with nonlinear optical properties. The results of the effect of the concentration of cationic surfactant acetyl trimethylammonium bromide (CTAB) on the nonlinear optical property of EBT have been investigated using Z-scan. The results show a decrease in nonlinear absorption coefficient and nonlinear refractive index of sample with increasing surfactant. The study of the absorption spectra of the sample indicates the formation of a new compound EBT:CTAB.

Keywords: Absorptionspectra , Dye , Eriochrom black T , Surfactant , Z-scan

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

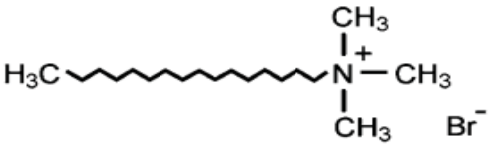
مقدمه

مطالعه اثر محیط بر خصوصیات نوری غیرخطی رنگینه‌ها یکی از مباحث جالب در اپتیک است. اریوکروم بلک تی(EBT) رنگینه‌ای آنیونی از خانواده آزو است که یک ساختار مولکولی بسیار پایدار را نشان می‌دهد[۱].



شکل۱: آرایش مولکولی اریوکروم بلک تی[۲]

ستیل تری متیل آمونیوم که به عنوان CTAB نیز شناخته می‌شود، یک سورفاکتانت کاتیونی است.



شکل ۲: آرایش مولکولی سورفاکتانت CTAB[۳]

روبشگر زد برای اندازه‌گیری خصوصیات نوری غیرخطی مواد به ویژه ضریب جذب و شکست غیرخطی مورد استفاده قرار می‌گیرد[۴]. نقش CTAB بر خاصیت اپتیک غیرخطی رنگینه‌ی اریوکروم بلک تی قبلا مورد مطالعه قرار نگرفته است.

روش آزمایش

در کار انجام شده محلول آبی اریوکروم بلک تی با غلظت نهایی ۰/۱ میلی مولار برای نمودار دریچه باز و غلظت ۰/۰۴ میلی مولار برای نمودار دریچه بسته با غلظت های مختلف از CTAB ترکیب شد. در شکل ۳ محلول آبی اریوکروم بلک تی، محلول CTAB و ترکیب این دو محلول ارائه شده است. برای تعیین مشخصات نوری غیر خطی محلول از دستگاه روبشگر زد که دارای لیزر دیودی با طول موج پیوسته ۵۳۲ نانومتر و توان ۸۰ میلی وات استفاده شد. همچنین برای اندازه گیری طیف نمونه ها از طیف سنجی نوری مرئی-فرابنفش (UV-Vis) استفاده گردید.



شکل ۳: (۱) محلول آبی CTABبا غلظت ۸ میلی مولار (۲) محلول آبی اریوکروم بلک تی با غلظت ۰/۱ میلی مولار (۳) ترکیب محلول اریوکروم بلک تی و CTAB

نتایج و بحث

شکل۴ منحنی عبور دریچه‌ی باز و شکل۵ منحنی عبور دریچه‌ی بسته بر حسب مکان نمونه است که جذب غیرخطی با شدت نور تابشی را نشان می‌دهد. نمودارهای دریچه‌ی باز را می‌توان با معادله زیر توصیف کرد :

$$T_{OA}=\sum_{n=0}(-q_0)^n(n+1)^{-1.5} \quad (۱)$$

q_0 از رابطه زیر بدست می آید:

$$q_0=\beta I_0 L_{eff}\left(1+\left(\frac{Z}{Z_0}\right)^2\right)^{-1} \quad (۲)$$

که β ضریب جذب غیرخطی، L_{eff}ضخامت موثر و Z_0 طول ریلی می‌باشد. اختلاف بین بیشینه و کمینه منحنی دریچه بسته را می‌توان با ΔT_{p-v}توصیف کرد:

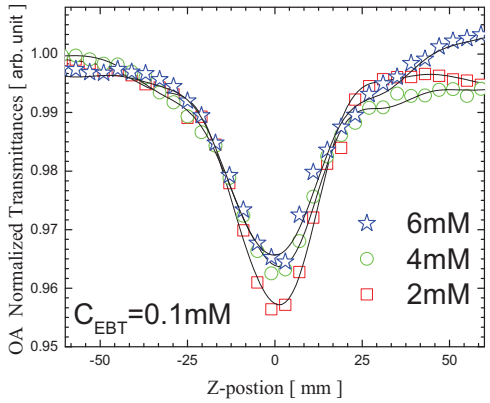
$$\Delta T_{P-V}=0.406(1-S)^{0.25}\Delta\varphi_0 \quad (۳)$$

که $\Delta\phi_0$ تغییرات فاز و s عبور خطی دریچه است. ضریب شکست غیرخطی به صورت زیر تعریف می‌شود:

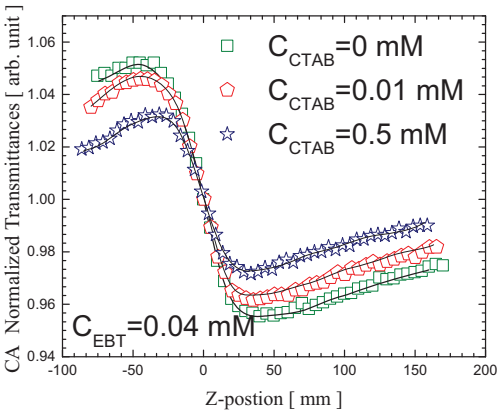
$$n_2=(\lambda\Delta T_{P-V})\Big/\left(2\pi L_{eff}I_0(0.406)(1-S)^{0.25}\right) \quad (۴)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

شکل ۴ و ۵ منحنی‌های دریچه‌ی باز و بسته‌ی مایسل EBT:CTAB را نشان می‌دهد.



شکل ۴: منحنی عبور دریچه‌ی باز برای ترکیب EBT:CTAB



شکل ۵: منحنی عبور دریچه‌ی بسته برای ترکیب EBT:CTAB

نمودار دریچه‌ی باز دارای یک کمینه بوده و ضریب جذب مثبت است. این نشان دهنده‌ی جذب اشباع معکوس یا جذب دو فوتونی می‌باشد. جذب دو فوتونی فرآیندی است که در آن دو فوتون همزمان توسط یک اتم، یون یا مولکول جذب می‌شوند و یک الکترون از تراز انرژی پایین‌تر به تراز انرژی بالاتر منتقل می‌شود. ضریب جذب غیرخطی به سطح مقطع جذب حالت‌های پایه و برانگیخته وابسته است که معادله‌ی آن به صورت زیر است:

$$\beta = \frac{\lambda N_0 \Delta\sigma}{4\pi I_s} \quad (۵)$$

که $\Delta\sigma = \sigma_{ex} - \sigma_g$ تفاوت بین سطح مقطع جذب حالت برانگیخته و سطح مقطع جذب حالت پایه، N_0 غلظت کل با واحد (cm^3) استو $I_s = \frac{hc}{\lambda\sigma_g\tau}$ که $\frac{hc}{\lambda}$ انرژی پمپ-فوتون است، τ طول عمر تراز برانگیخته است. نتایج نشان می‌دهد که مقادیر ضریب جذب غیرخطی (β) با افزایش غلظت سورفاکتانت کاهش می‌یابد که در جدول۱ ارائه شده است. با توجه به معادله‌ی (۵) ضریب جذب غیرخطی با تفاوت بین سطح مقطع جذب حالت برانگیخته و پایه رابطه‌ی مستقیم دارد بنابراین علت کاهش ضریب جذب غیرخطی، کاهش تفاوت بین سطح مقطع‌های جذب حالت برانگیخته و پایه است. همچنین ضریب شکست غیرخطی (n_2) مایسل EBT:CTAB به عنوان تابعی از غلظت سورفاکتانت در جدول۱ ارائه شده است. نمودار دریچه‌ی بسته دارای یک قله و بعد از آن یک دره می‌باشد که این پدیده را خود-واکانونگی می‌گویند، همچنین وجود قله و دره به دنبال هم نشان‌دهنده‌ی ضریب شکست غیرخطی منفی می‌باشد. طول موج پیوسته‌ی لیزر از قله‌ی جذب فاصله دارد. منشا تغییر در ضریب شکست غیرخطی اثر حرارتی است و با هدایت گرمایی تغییر می‌کند. ضریب ترمواپتیک را می‌توان از مقدار n_2 با استفاده از معادله‌ی زیر بدست آورد:

$$n_{2thermal} = \left(\frac{dn}{dt}\right)\alpha\omega_0^2 \Big/ 4k \quad (۶)$$

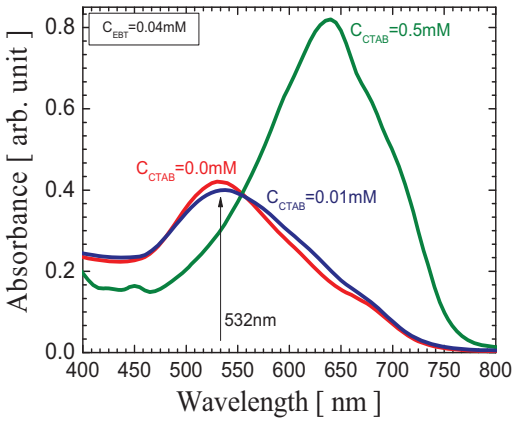
که α ، k و $\frac{dn}{dt}$ به ترتیب ضریب جذب، هدایت گرمایی و ترمواپتیک می‌باشد. باتوجه به معادله‌ی (۵) n_2 و αرابطه‌ی مستقیم با یکدیگر دارند. مقادیر ضریب شکست غیرخطی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

استخراج شده از منحنی‌های عبور دریچه‌ی بسته نشان می‌دهد با افزایش غلظت سورفاکتانت ضریب شکست غیرخطی کاهش می‌یابد و در نتیجه α نیز کاهش خواهد یافت. جدول۱ مقادیر ضریب جذب و شکست غیرخطی را برحسب غلظت سورفاکتانت نشان می‌دهد.

جدول ۱: مقادیر ضریب جذب و شکست غیرخطی برحسب سورفاکتانت

	(mM)		
0.04	0	0.95375	-
	0.01	1.00423	-
	0.5	0.68083	-
0.1	2	-	0.37182
	4	-	0.32878
	6	-	0.31785



شکل ۶: نمودار جذب مایسل اریوکروم بلک تی در غلظت های مختلف سورفاکتانت

اریوکرم بلک تی در محلول آبی، در ۵۳۱ نانومتر دارای یک قله‌ی پهن می‌باشد. CTAB و رنگینه‌ی اریوکروم بلک تی برهم‌کنش جاذبه با یکدیگر دارند که می‌تواند مجموعه‌ای بین CTAB و EBT ایجاد کند. بنابراین، قله و شکل جذب در مجموعه‌ی جدید تغییر می‌کند.با افزایش غلظت CTAB یک تغییر قرمز از ۵۳۱ به ۶۳۸ نانومتر در محلول مشاهده می‌شود.

نتیجه‌گیری

کاهش جذب غیرخطی و ضریب شکست غیرخطی در اریوکروم بلک تی براثرافزایش غلظت سورفاکتانت کاتیونی ناشی از ایجاد یک ترکیب جدید بین رنگینه و سورفاکتانت است. تغییر کمیت‌های اپتیک غیرخطی به طور مشخص ناشی از کاهش ضریب جذب خطی در طول موج ۵۳۲ نانومتر می‌باشد.

مرجع‌ها

[1] Jitendra Kumar Sahoo, MonidipaKonar, Juhi Rath , Devendra Kumar , Harekrushna Sahoo, Magnetic hydroxyapatite nonocomposite: Impact on eriochrome black-T removal and antibacterial activity. Journal of Molecular Liquids 294 (2019) 111596.

[2] Umesh Chandra ,Ongera Gilbert , B.E. Kumara Swamy, Yadav D Bodke and B.S Sherigara , Electrochemical Studies of Eriochrome Black T at Carbon Paste Electrode and Immobilized by SDS Surfactant: A Cyclic Voltammetric Study. International Journal of electrochemical science , 3 (2008) 1044 – 1054.

[3] Kristina Brandt, Claudia Neusel, Sebastian Behr and Gerold A. Schneider , Dielectric behaviour and conductivity of high-filled BaTiO3–PMMA composites and the facile route of emulsion polymerization in synthesizing the same. Journal of Material Chemistry C, 2013, 1, 3129–3137.

[4] G. Tsigaridas, M. Fakis, I. Polyzos, P. Persephonis and V. Giannetas, Z-scan technique through beam radius measurements. Applied Physics volume76, Pages83-86(2003).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین
کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱۲-۶۶-۱۰-A

آشکارسازی مورفین به وسیله‌ی تراشه‌ی حسگری پلاسمونی غیردست‌سان بر پایه‌ی اثر دورنگی دایروی

یونس مژدی[۱]، سیده مهری حمیدی[۱،*]

[۱]پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، بلوار دانشجو، تهران، ایران

***m_hamidi@sbu.ac.ir**

چکیده –در این مقاله به طراحی و ساخت تراشه‌ی حسگری پلاسمونی از آرایه‌ای از نانوحفره‌های کاملا دست‌سان، برای تشخیص غلظت‌های مختلف مخدر مورفین در حلال بیولوژیکی PBS که خود ماده‌ای دست‌سان است، می‌پردازیم. از آن جا که مخدر مورفین تاثیرات شدیدی بر سیستم عصبی مرکزی انسان می‌گذارد، توانایی آشکارسازی آن از اهمیت بسیار بالایی برخوردار است. به این منظور، حسگر پلاسمونی دو بعدی متقارن بر پایه طلا، تحت تاثیر نمونه های مختلف مورفین در کانال میکروشاره قرار گرفته و دورنگی دایروی به ازای غلظت های مختلف مورفین ثبت شده است.از مزایای این روش اندازه‌گیری برخط و حساسیت بالای آن (۰.۰۱u/cu)می‌باشد. نتایج ثبت شده نشان دهنده تفکیک پذیری خوبی به ازای غلظت های مختلف است.

کلید واژه- آرایه نانوحفره‌های دوبعدی، ساختار پلاسمونی، پلاسمون پلاریتون سطحی، دورنگی دایروی، مورفین.

Morphine detection by the aid of circular dichroism in achiral plasmonic two dimensional structure

YounesMazhdi, SeyedehMehriHamidi

Laser and Plasma Research Institute, ShahidBeheshti University, Terhan, Iran.

Abstract- In this paper we try to detect morphine concentrations in PBS matrix by circular dichroism in achiral two dimensional plasmonic structures. For this purpose, we fabricate two dimensional symmetric plasmonic sample by soft lithography method and then measure the circular dichroism under three different morphine concentrations in micro channel. Our results show good selectivity between these different concentrations due to the non-symmetric electric field distribution in plasmonic sample.

Keywords: Nano hole arrays; Plasmonic structure; Surface plasmon polariton; Circular Dichroism; Morphine.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

مورفین نوعی اپیوئید قوی استکه از مهم‌ترین ترکیبات تریاک به شمار می آیدو به شدت اعتیادآور است.ورود مورفین به مغز و دستگاه اعصاب مرکزی فعالیت این اندام پیچیده را دچار تغییرات گسترده و گوناگونی می‌کند، اگر این مصرف، دائم و تغییرات مداوم و پی‌درپی داشته باشد، مغز دچار بدکاری مورفین می‌شود. در دستگاه عصبی مرکزی برای مورفین گیرنده‌های ویژه‌ای وجود دارد، این گیرنده‌ها در غشاء نورون‌ها قرار دارند که مورفین با نشستن روی این گیرنده‌ها بعضی از اثرات خود را اعمال می‌کند. گیرنده‌ها در دستگاه عصبی مرکزی در ناحیه نورن‌های چندمنظوره(Periaqueductal) خاکستری پایه مغز، قسمت قدامی و جانبی تالاموس سبستانتیاگلاتینوسا(SebastianGlatinosa)نخاع، هسته (Solitary) ومنطقه ماشه گیرنده چمو(CTZ) و آمیگدال های مغز قرار دارند[۱]. بنابرآنچه گفته شد، تشخیص سوء مصرف مورفین و اثرات آن بر سیستم عصبی مرکزی بسیار مهم و دشوار است، به همین علت ما برای اولین بار یک روش حسگری براساس طیف‌سنجی سیگنال دورنگی دایروی (CD) حاصل از پراش پلاسمون پلاریتون‌های سطحی تحریک شده در یک سطح کاملا غیر دست‌سان(achiral) را پیشنهاد کردیم، که به وسیله آن قادر خواهیم بود مقادیر مختلف غلظت مورفین و همچنین اثرات تحریکی مورفین بر سیستم عصبی مرکزی را آشکارسازی کنیم.همانگونه که می‌دانیم،

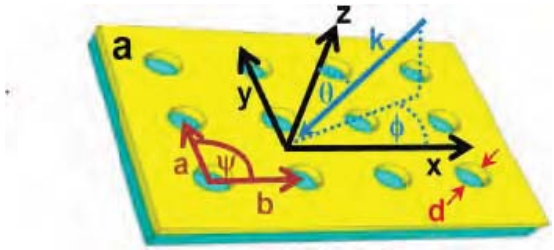
تاکنون از روش‌های طیف‌سنجی دورنگی دایروی برای آشکارسازی و مشخصه‌یابی ساختارهای دست‌سانی مانند برخی مولکول‌های شیمیایی، میکرو آران‌ای (mRNA)و... که خواص و ویژگی‌های بیولوژیکی آن‌ها مستقیما به خاصیت دست‌سانی آن‌ها مرتبط است، به دلیل فعالیت نوری منحصر به فرد و توانایی ایجاد اثر دست‌سانی‌نوری خاص خود، استفاده بسیاری شده است. به عنوان مثال، انگامدی و همکاران با استفاده از طیف‌سنجی دورنگی دایروی، براساس نقاط کوانتومی کادمیوم سولفید دست‌سان به طراحی حسگر گلوکز پرداختند[۲]. با توجه به این که معمولا نسبت سیگنال به نویز(SNR) اجازه نمی‌دهد که ما سیگنال CD قابل توجه داشته باشیم، باید این سیگنال تقویت شود که این هدف با استفاده از اثر میدان نزدیک دوقطبی‌های الکتریکی و پلاسمونی، که می‌توانند حاصل یک زیرلایه با ساختار نانوفوتونیک دی‌الکتریک دست‌سان یا یک نانوساختار از نانوذرات جایگزیده پلاسمونی باشد، تحقق می‌یابد.همچنین اکثر مولکول‌های دست‌سان سیگنال CD در بازهUV ایجاد می‌کنند، که برهمکنش آن با تشدید پلاسمون سطحی این سیگنال را به محدوده مرئی منتقل می‌کند.الکساندرگووروف القای پلاسمونیCD، در مولکول‌های کایرال را از دید کوانتومی بررسی کرد[۳]. محمدی و همکاران با روش تحلیلی TMM تاثیر افزایش شدت و بهبود دست‌سانی خارجی را از طریق میدان نزدیک دوقطبی‌های موضعی ساختار نانوفوتونیک برای یک مولکول دست‌سان، بررسی کردند[۴].در این مقاله ما قصد داریم با استفاده از یک تراشه کاملا غیردست‌سان ذاتی، حسگری را با بهره‌مندی از روش طیف‌سنجی CD، طراحی کنیم.

روش انجام آزمایش: توصیف نظری

اگر یک سطح فلزی با آرایه نانوحفره‌های منظم که دارای تقارن آینه‌ای کامل هستند، در هندسه تابش فرودی در زاویه‌ای غیر از نرمال قرار بگیرد، در حالی که تصویر بردار موج پرتو تابشی فرودی در صفحه نمونه در راستای هیچکدام از ثابت‌های شبکه سلول واحد ساختار قرار نگیرد و تصویر بردار موج پرتو فرودی با دو ثابت شبکه تشکیل یک مثلث بدهد، در این صورت برایند تحریک

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

دوقطبی‌های پلاسمونی باعث ایجاد بردار موج کلی پلاسمون پلاریتون‌های سطحی(spp)، که به علت برقراری شرایط تزویج توسط آرایه نانوحفره‌ها تحریک شده‌اند[۷]، در جهت تصویر بردار موج تابشی که اصطلاحا به جهت پیچ دوقطبی‌ها[1]معروفند، می‌شوند. این بردار موج کلی نتیجه تداخل سازنده تک‌تک sppهای هر حفره با یکدیگر است و این به معنای وابستگی این بردار موج نهایی به فاز تک‌تک بردار موجspp های هر حفره است. متعاقبا، میدان نزدیک نامتقارن ایجاد شده از این موج پلاسمون پلاریتون سطحی باعث می‌شود که تقارن آینه‌ای صفحه‌ای ساختار آرایه نانوحفره‌ها شکسته شده و این ساختار اثر دست‌سانی نوری از خود بروز دهد[۵].



شکل۱: هندسه تحریک spp ها در زاویه فرود مایل برای آرایه نانو حفره متقارن [۵].

از آنجا که بردار موج spp های نانوحفره‌ها در فلز، شامل هر دو بخش حقیقی و موهومی می‌شود، بنابراین انتظار داریم این ساختار به دلیل وجود بخش موهومی بردار موج، سیگنال دورنگی دایروی قابل ملاحظه‌ای تولید کند. همچنین بدیهی است که اثر تداخل پلاسمون پلاریتون سطحی هر حفره در مرز فلز و دی الکتریک به خواص هر دو محیط وابستگی مستقیم دارد، بنابراین تغییر محیط دی‌الکتریک باعث تغییر در شرایط تطبیق فازی تداخل spp ها شده و سیگنال CD متفاوتی ایجاد می‌کند.

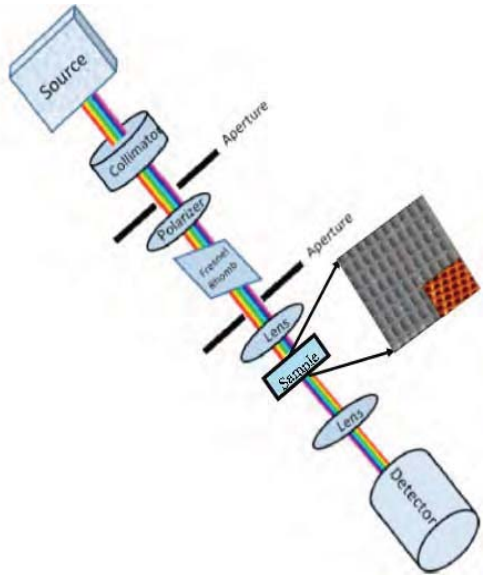
$|\psi_1 + \psi_2|^2$

جزئیات رابطه تداخل spp ها در مقاله سریکانس و همکاران ذکر شده است[۶].

طراحی ساختار و اندازه‌گیری تجربی

برای ساخت نمونه پلاسمونی دوبعدی ابتدا با استفاده از لیتوگرافی چاپ نرم به ایجاد طرح توری دوبعدی بر روی پلیمر شفاف پلی دی متیل سیلوکسان) (PDMSپرداخته شد. سپس با استفاده از روش لایه نشانی گرمایی، در فشار10^{-5}میلی‌بار، توسط سیستم رسوب بخار فیزیکی(pvd)،۳۰ nm طلا بر روی سطح طرح دار پلیمر لایه نشانی شد.

طیف‌سنجی عبوری تجربی از نمونه به ازای قطبش‌های دایروی چپگرد و راستگرد نور فرودی، به وسیله چیدمان شکل۲ انجام شد. این اندازه‌گیری به کمک طیف‌سنج NanoCalc-XR Ocean Optics، صورت گرفت. آزمایش برای سه محلول مورفین در PBS به غلظت‌هایppm ۲۰، ppm ۴۰ و PBS، در مجاورت تراشه حسگری تکرار شد. در نتیجه، سیگنال CD هر اندازه‌گیری که حاصل اختلاف بین میزان عبور یا جذب نمونه برای قطبش‌های دایروی چپگرد و راستگرد است $(CD = \Delta A = A_{RCP} - A_{LCP})$، به دست آمد.



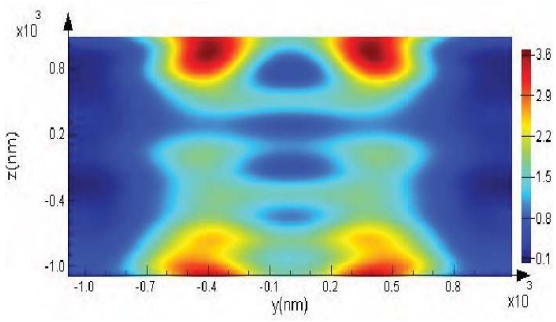
شکل۲: شماتیک چیدمان اندازه‌گیری دورنگی دایروی و تصویر میکروسکوپی نمونه دوبعدی

[1]Screw Direction

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بررسی نتایج

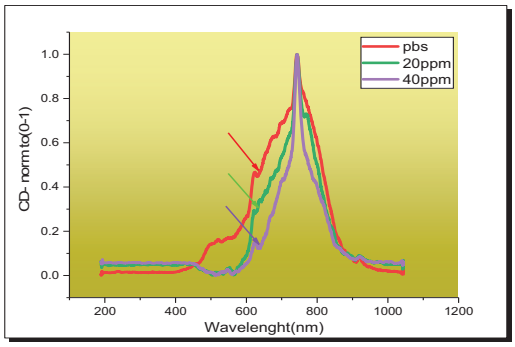
با استفاده از ماژول FDTD نرم‌افزار لومریکال، ما به شبیه‌سازی نمونه دوبعدی با ساختار آرایه‌ی نانوحفره‌ها پرداختیم. توزیع میدان الکتریکی حاصل از قطبش دایروی راستگرد را در یک سلول واحد از سطح نمونه دوبعدی، در زاویه ۱۵درجه نسبت به نرمال استخراج کردیم. همانگونه که در شکل۳ مشخص است، توزیع spp ها باعث برهم



خوردن تقارن ساختار شده است.

شکل۳: توزیع میدان الکتریکی در سلول واحد نمونه

به ترتیبی که از نمودار شکل۴ مشخص است، سیگنال CD درست در طول موج تشدید spp ها بیشترین تفاوت مقدار را به ازای غلظت‌های مختلف مورفین در PBS پیدا کرده است. به طوری که، در طول موج ۶۳۵ نانومتر، مقادیر CD برای محلول‌های PBS، ۲۰ ppm و ۴۰ ppmبه ترتیب ۰/۴۶، ۰/۳۳ و ۰/۱۴ می‌باشد. این نتایج نشانگر حساسیت بسیار خوب تراشه حسگری پلاسمونی غیردست‌سان ما به



شکل۴: سیگنال CD برای چهار محلول. طول موج تشدید پلاسمونی مشخص شده است.

غلظت ماده دی‌الکتریک مجاور آن می‌باشد.

جمع‌بندی

ما یک تراشه حسگری پلاسمونی برپایه‌ی دورنگی دایروی طراحی کردیم که از ساختار پلاسمونی کاملا غیردست‌سان تشکیل شده و به ازای غلظت های مختلف مورفین در بستره PBS، نسبت سیگنال به نویز بسیار خوبی دارد و بدون نیاز به تقویت‌کننده قفل‌شونده، غلظت‌های مختلف مورفین را آشکارسازی کرد. مقدار پارامتر S به عنوان میزان حساسیت حسگر که حاصل نسبت تغییرات CD به تغییرات غلظت می‌باشد، ۰/۱ است.

مراجع

[۱] م. زرین‌دست، ف.ابطحی، مورفین و مواد مشابه آن و گیرنده‌های ان در مغز، مجله دانشگاه علوم پزشکی تهران، شماره ۵.

[2] K. Ngamdee, W. Ngeontae," Circular dichroism glucose biosensor based on chiral cadmium sulfidequantum dots", Sensors & Actuators: B. Chemical 274 (2018) 402–411.

[3] A. O. Govorov, Z. Fan," Theory of Chiral Plasmonic Nanostructures Comprisin Metal Nanocrystals and Chiral Molecular Media", ChemPhysChem 0000, 00, 1 – 11.

[4] E. Mohammadi, K. L. Tsakmakidis, A. N. Askarpour, P. Dehkhoda, A. Tavakoli, H. Altug," Nanophotonic Platforms for Enhanced Chiral Sensing", ACS Photonics 2018, 5, 2669−2675.

[5] B. M. Maoz, A. B. Moshe, D. Vestler, O. Bar-Elli, G. Markovich," Chiroptical Effects in Planar Achiral Plasmonic Oriented Nanohole Arrays", Nano Lett. 2012, 12, 2357−2361.

[6] K. V. Sreekanth, V. M. Murukeshan," Single-exposure masklessplasmonic lithography for patterning of periodic nanoscale grating features", J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS 9(2), 023007-023010.

[7] E. Khosravian, H. R. Mashayekhi, A. Farmani,"Tunable plasmonics photodetector in near-infrared wavelengths using graphene chemical doping method", Int. J. Electron. Commun. (AEÜ) 127 (2020) 153472.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱۱-۶۶-۱۰-A

دو رنگی دایروی در نمونه پلاسمونی دوبعدی مربعی ساده

سیده طاهره سجادیان، ندا روستایی و سیده مهری حمیدی

m_hamidi@sbu.ac.ir

آزمایشگاه مگنتوپلاسمونیک،پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهیدبهشتی،تهران،ایران

چکیده–اخیرا نانو ساختارهای پلاسمونی نامتقارن به دلیل اهمیت بیشائبه‌شان در اکثر زمینه‌های علمی بسیار مورد توجه قرار گرفته اند. در این پژوهش،یک ساختار پلاسمونی دو بعدی دارای تقارن کامل شبکه به روش لیتوگرافی نرم تولید شده است و با چرخاندن نمونه در زوایای مختلف اثرات دو رنگی دایروی قوی‌ای حاصل شده است. این نوع اثرات عدم تقارن که به عنوان اثرات عدم تقارن اپتیکی غیر ذاتی شناخته می‌شود در سال‌های اخیر به عنوان یک مساله چالش برانگیز توجه بسیاری را به خود جلب کرده است. از آنجا که دست‌یابی به ساختارهای نامتقارن دارای محدویت‌هایی شامل هزینه بالا و زمان‌بر بودن فرایند ساخت می‌باشد، با بهینه‌سازی هندسه این نوع ساختارهای متقارن می‌توان به سهولت به اثرات عدم تقارن اپتیکی قوی دست پیدا کرد که به تبع از اثرات عدم تقارن اپتیکی ذاتی بسیار قوی‌تر است.

کلید واژه- اثرات عدم تقارن اپتیکی، دو رنگی دایروی، ساختارهای پلاسمونی.

Circular Dichroism in simple cubic Two-Dimensional plasmonic sample

Seyedeh Tahereh Sajjadian, Neda Roostaei, and Seyedeh Mehri Hamidi

Magnetoplasmonic lab, Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti university, Tehran, Iran

m_hamidi@sbu.ac.ir

Abstract- Recently, chiral plasmonic nanostructures have received a lot of attention in most scientific fields due to their undoubted importance. In this research, a two-dimensional plasmonic structure with the complete lattice symmetry has been fabricated by the softlithography method and then strong circular dichroism effects have been achieved by rotating the sample at different angles. This type of chiral effect, known as non-intrinsic chiroptical effect, has attracted a lot of attention in recent years as a challenging issue. Since the achieving chiral structures has limitations such as high cost and time consuming manufacturing process, by optimizing the geometry of this type of symmetrical structures, it is easy to achieve strong chiroptical effects, which are much stronger than the inherent chiroptical effects.

Keywords: Circular dichroism,chiroptical effect,plasmonic nanostructure.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

دورنگی دایروی به عنوان یکی از پدیده‌های مهم فعالیت نوری، در موادی با ساختار نامتقارن رخ می‌دهد و به صورت اختلاف جذب نور با قطبش‌های دایروی راستگرد و چپگرد تعریف می‌شود. دو رنگی دایروی به دلیل کاربردهای بسیار زیاد در زمینه‌های مختلف اپتیکی همانند حسگرها، ایزومرهای نوری، داروسازی و ... توجه زیادی را به خود جلب کرده است. این پدیده به ساختار ماده بستگی دارد و بنابراین در تعداد محدودی از مواد، با ساختارهای نامتقارن با عدم تقارن در کل ساختار و یا در نقطه شبکه‌ای ساختارهای متقارن، ظهور کرده است[۱]. این خاصیت که تقریبا توسط همه مولکول‌های زیستی به نمایش گذاشته شده به عنوان نشانه‌ای از حیات روی زمین شناخته می‌شود[۲]. اکثر مولکول‌های زیستی و به عنوان مثال ۱۹ مورد از ۲۰ آمینو اسید رایج که پروتئین‌ها را تشکیل می‌دهند دارای ساختار نامتقارن اپتیکی هستند. بنابراین عدم تقارن اپتیکی مولکول برای تشخیص بسیاری از بیماری‌ها امری ضروری است.

در راستای رسیدن به این ساختارهای مفید در محیط‌های آزمایشگاهی و بهره‌گیری از آن‌ها در زمینه‌های مختلفی مانند حسگری، روش‌های متنوعی پیشنهاد شده است که از آن جمله می‌توان به بهره‌گیری از تغییر دامنه میدان در ساختارها اشاره کرد. در این میان، ساختارهای پلاسمونی به دلیل فراهم کردن امکان کنترل توزیع دامنه میدان و اعمال عدم تقارن، به عنوان گزینه خوبی جهت این منظور معرفی شده‌اند[۳-۲]. تاکنون گزارش‌های زیادی در خصوص ساختارهای پلاسمونی دو رنگ ثبت شده است [۴]. اما تفاوت واضح بین ساختارهای پلاسمونی دورنگ ذاتی و غیرذاتی [۵]، پژوهشگران را به سمت به‌کارگیری ساختارهای متقارن پلاسمونی سوق داده است.

دراینپژوهش،یک ساختار پلاسمونی دو بعدی متقارن تولید شده است و نشان داده شده است که با چرخاندن نمونه در زوایای متفاوت، آرایه‌های کاملاً متقارن دو بعدی پلاسمونی، اثرات عدم تقارن اپتیکی قوی‌ای ایجاد می‌کنند که این اثرات عدم تقارن اپتیکی غیرذاتی می‌توانند بسیار قوی‌تر از اثرات عدم تقارن اپتیکی ذاتی باشند.

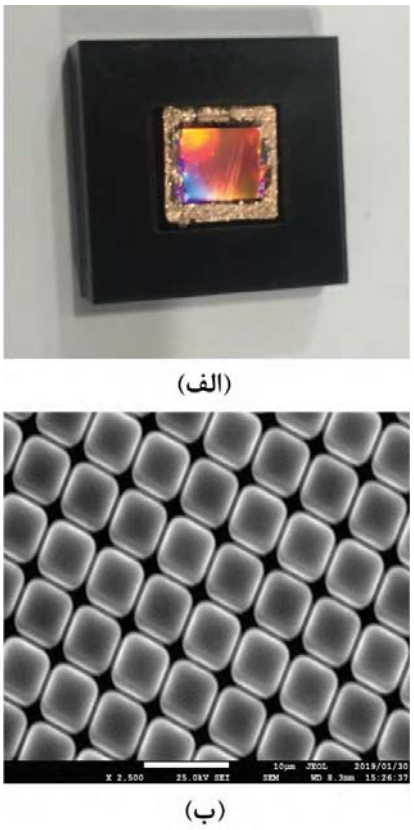
ساختارپیشنهادی: ساخت و اندازه‌گیری

ساختار پلاسمونی تولید شده شامل ماده پلیمری پلی‌دی متیل‌سیلوکسان(PDMS) به عنوان زیرلایه است که لایه نازکی از طلا به ضخامت ۳۵ نانومتر به عنوان ماده پلاسمونی به روش PVD بر روی آن لایه‌نشانی شده است. جهت ایجاد طرح متناوب دو بعدی بر روی زیرلایه حاوی PDMS، طرحی کسی‌سی‌دی دوربین عکاسی که در واقع یک توری دو بعدی می‌باشد، مورد استفاده قرار گرفته است.بدین منظور، ۰.۲ گرم از ماده PDMSو ۰.۰۲ گرم از ماده سفت‌کننده(با نسب وزنی ۱:۱۰) بر روی سی‌سی‌دیود رونقالب آماده‌شده، ریخته شده است. محفظه حاوی نمونه جهت حباب‌گیری به مدت ۱۵ دقیقه در خلاء قرار داده شده است. سپس جهت خشک شدن و تثبیت طرح سی سی‌دی بر روی PDMS، در بازه‌های زمانی و دماهای مختلف، نمونه بر روی هیتر قرار داده می‌شود. در مرحله اول به مدت ۳۰ دقیقه در دمای ۵۰ درجه سانتی‌گراد، در مرحله دوم به مدت ۱۵ دقیقه در دمای ۷۵ درجه سانتی‌گراد و در مرحله آخر به مدت ۱۵ دقیقه در دمای ۱۰۰ درجه سانتی‌گراد نمونه بر روی هیتر قرار داده می‌شود. سپس نمونه به مدت ۲۴ ساعت در فضای آزاد قرار داده می‌شود تا تثبیت نهایی طرح بر روی ماده انجام گیرد. بعد از گذشت ۲۴ ساعت، سی‌سی‌دی را از قالب حاوی PDMS جدا کرده و بدین ترتیب یک نمونه PDMS دارای طرح متناوب دو بعدی خواهیم داشت. در نهایت، ۳۵ نانومتر طلا به روش PVD بر روی زیرلایه PDMS لایه نشانی شده است (شکل ۱-(الف)). تصویر SEM ساختار پلاسمونی دو بعدی تولید شده در شکل ۱-(ب) آورده شده است.

چیدمان آزمایشگاهی اندازه‌گیری دو رنگی دایروی شامل قطبش‌گر، عدسی، شانه فرنل و آشکارساز است. نور

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

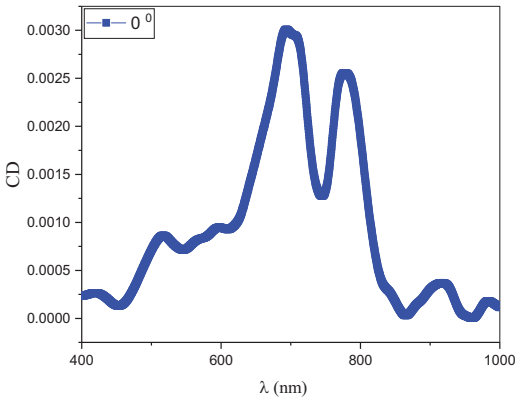
قطبیده خطی فرودی (در دو جهت عمود بر هم) از طریق شانه فرنل به قطبیده دایروی چپگرد و راستگرد (بسته به جهت قطبش نور فرودی) تبدیل می‌شود.



شکل۱. (الف) نمونه پلاسمونی دو بعدی تولید شده، (ب) تصویرSEMساختار پلاسمونی دو بعدی کاملاً متقارن تولید شده.

سپس نور قطبیده دایروی به نمونه تابیده می‌شود و نور عبوری از نمونه به ازای قطبشهای دایروی چپگرد و راستگرد توسط طیفسنج ثبت می‌شود. به این ترتیب دو رنگی دایروی نمونه موردنظر قابل اندازه‌گیری خواهد بود. میزان این پاسخ در تابش ترمال و به ازای زاویه قطبی صفر درجه نمونه، در شکل ۲ نشان داده شده است.

همان‌طور که مشاهده می‌شود برای ساختار پلاسمونی پیشنهاد شده علی رغم تقارن کامل شبکه، دو رنگی دایروی خوبی حاصل شده است و در طول موج متناسب با تشدید پلاسمونی شبکه ای، معادل با ۶۵۰ نانومتر، کمینه شده و به ازای دو قله تشدید اصلی، میزان بیشینه دورنگی دایروی به دست آمده است.



شکل۲. طیف دورنگی دایروی به دست آمده برای نمونه پلاسمونی مربعی دو بعدی

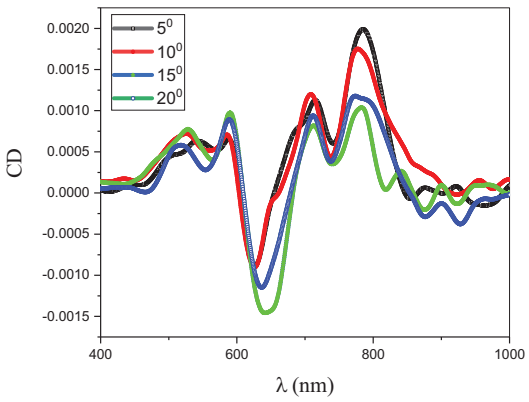
اما وجود دورنگی دایروی در ساختارهای پلاسمونی متقارن، ریشه اصلی در مدهای پلاسمونی و چگونگی جهت گیری دامنه های میدان پلاسمونی در سلول واحد شبکه دارد. به منظور اطمینان از این جهت گیری و تاثیر آن در میزان دو رنگی دایروی، نمونه را در راستای قطبی به اندازه ۲۰ درجه با گام های ۵ درجه ای چرخانده ایم و داده های عبوری به ازای دو قطبش را ثبت نموده ایم (شکل ۳). در واقع با چرخاندن نمونه،پلاسمون‌ها روی محورهای اصلی شبکه توزیع نامتقارنی را خواهند داشت و در نتیجه پلاسمون‌ها به‌صورت نامتقارن تحریک خواهند شد.همچنین در نمودار شکل ۳ همان‌طور که مشاهده می‌شود در زاویه ۰ درجه به دلیل اینکه همپوشانی صفحه نور فرودی با صفحه اصلی شبکه (شامل محورهای اصلی شبکه) کمتر است، ساختار تولید شده در این زاویه پاسخ دو رنگی دایروی قوی‌تری از خودنشان می‌دهد.

با مقایسه شکل های ۲ و ۳، ظهور مد جدیدی در طول موج ۶۳۰ نانومتر تایید شده است که با افزایش ۱۰ درجه ای در زاویه، به اندازه ۱۰ نانومتر، جابجایی قرمز در این مد جدید داشته است.

همچنین افزایش در میزان دو رنگی دایروی با تغییر همپوشانی صفحه نور فرودی و سلول واحد بلور پلاسمونی تولید شده، مشاهده می شود. در نقطه مقابل، کمتر شدن

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

میزان دورنگی در مدهای غالب به ازای فرود عمود و زاویه قطبی صفر، به همراه حابجایی آبی با افزایش زاویه قطبی نکته جالب توجه دیگری است که باید با بررسی توزیع دامنه میدان در سلول واحد پلاسمونی مورد تحلیل قرار گیرد.



شکل ۳.طیف دورنگی دایروی به دست آمده برای نمونه پلاسمونی مربعی دو بعدی به ازای زوایای قطبی مختلف نمونه.

در واقع با چرخاندن نمونه در زوایای قطبی متفاوت، آرایه های کاملاً متقارن دو بعدی پلاسمونی،اثراتعدم تقارن اپتیکی قوی‌ای در مدهای افقی و عمودی پلاسمونی ایجاد می‌کنند که این اثرات عدم تقارن اپتیکی غیر ذاتی می توانند بسیار قوی‌تر از اثرات عدم تقارن اپتیکی ذاتی باشند. این امر به‌دلیل چرخش محورهای تقارن شبکه، خارج از صفحه فرود ایجاد می‌شود. همچنین وابستگی قطبش دایروی به تحریک پلاسمون-پلاریتون‌های سطحی (SPPs)، یک فرآیند اساسا وابسته به فاز است که به شدت به هندسه و همچنین جزئیات چرخاندن ساختار بستگی دارد که تعیین می‌کند چه مدی تداخل سازنده یا مخرب را تجربه خواهد کرد. این واقعیت در طول موج نزدیک به تشدید پلاسمون سطحی شبکه ای در ساختار پیشنهادی ما ظاهر شده است. در حالی که در ساختارهای غیرمتقارن، پلاسمون-پلاریتون های موضعی که معمولا در فواصل کوچک‌تر از طول موج امتداد دارند، چنین وابستگی فازی ندارند.

نتیجه‌گیری

دو رنگی دایروی معمولاً در ساختارهای نامتقارن رخ می دهد. از آنجا که دست‌یابی به ساختارهای نامتقارن دارای محدودیت‌هایی شامل هزینه بالا و زمان‌بر بودن فرایند ساخت می‌باشد، بهینه‌سازی ساختارهای متقارن برای دست‌یابی به اثرات عدم تقارن اپتیکی قوی مورد بررسی قرار گرفته است. در این پژوهش، یک ساختار پلاسمونی دو بعدی متقارن به روش لیتوگرافی نرم تولید شده است و برای ساختار پلاسمونی پیشنهاد شده علیرغم تقارن کامل شبکه، دورنگی دایروی خوبی حاصل شده است. وابسنگی این دو رنگی دایروی به عدم تقارن مدهای پلاسمونی انتشاری در دو امتداد بردارهای شبکه ای در این پژوهش بررسی شده است و نشان داده شده که با جهت گیری این مدها، میتوان به دورنگی دایروی قوی تری در مد جدید متناسب با تشدید پلاسمونی شبکه ای دست یافت.

مرجع‌ها

[1] W. Feng, U. Kadiyala, J. Yan, Y. Wang, V. J. DiRita, J. S. VanEpps, and N. A. Kotov,“Plasmonic nanoparticles assemblies templated by helical bacteria and resulting optical activity”, Chirality, Vol. 32, No. 7, pp. 899-906, 2020.

[2] J. Sachs, J. P. Günther, A. G. Mark, and P. Fischer, “Chiroptical spectroscopy of a freely diffusing single nanoparticle”, Nature communications 11, No. 1,pp. 1-7, 2020.

[3] X. Wang, and Z. Tang, “Circular dichroism studies on plasmonic nanostructures”, Small, Vol. 13, No. 1,pp. 1601115, 2017.

[4] Z. Hu, D. Meng, F. Lin, X. Zhu, Z. Fang, and X. Wu,“Plasmonic circular dichroism of gold nanoparticle based nanostructures”, Advanced Optical Materials, Vol. 7, No. 10, pp. 1801590, 2019.

[5] M. Schäferling, *Chiral nanophotonics*, Springer Series in Optical Sciences 205, 2017.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۲۴۷۱-۱۰-A

جاذب پلاسمونیک دوبانده تنظیم‌پذیر با استفاده از گرافن دولایه

سامان حیدری، نجمه نزهت

دانشکده مهندسی برق، دانشگاه صنعتی شیراز

Sa.Heidari@sutech.ac.ir, nozhat@sutech.ac.ir

چکیده –در این مقاله، یک جاذب ایده‌آل پلاسمونیک دوبانده تنظیم‌پذیر متشکل از نانودیسک گرافنی مربعی و آرایه L-شکل گرافنی بررسی شده است. با انتخاب پتانسیل شیمیایی ۱ eV، دو قله جذب ۱۰۰٪ و ۹۹/۶٪ با پهنای باند ۲۴۵ nm و ۳۸۷ nm به‌ترتیب در طول‌موج‌های ۱۱/۴۹ μm و ۱۴/۸۴ μm مشاهده می‌شود که به‌دلیل تحریک و تقویت پلاسمون‌های سطحی گرافن است. جذب در طول‌موج‌های کمتر و بیشتر به‌ترتیب مربوط به تحریک پلاسمون‌های سطحی نانودیسک گرافنی و آرایه L-شکل گرافنی است و دولایه گرافن تزویجی با یکدیگر ندارند. جاذب پیشنهادی می‌تواند در کاربردهایی مانند مدولاتورها، حسگرها و آشکارسازها استفاده شود.

کلید واژه- پتانسیل شیمیایی، پلاسمون سطحی، جاذب دوبانده، گرافن

Tunable Dual-band Plasmonic Absorber Utilizing Two-layerGraphene

SamanHeidari, NajmehNozhat

Department of Electrical Engineering, Shiraz University of Technology

Sa.Heidari@sutech.ac.ir, nozhat@sutech.ac.ir

Abstract- In this paper, a tunable dual-band plasmonic perfect absorber composed of square graphene nanodisk and graphene L-shaped array is investigated. By choosing the chemical potential of 1eV, two absorption peaks of100% and 99/6%with the bandwidths of 245 nm and 387 nm, respectively,at the wavelengths of 11.49 μm and 14.84 μm are achieved, which are due to the excitation and enhancement of surface plasmons of graphene. Absorptions at low and high wavelengths are related to the excitation of surface plasmons of graphene nanodisk and graphene L-shaped array, respectively. The proposed absorber can be also be used in more applications such as modulators, sensors and detectors.

Keywords: Chemical potential, Graphene, Dual-band absorber, Surface plasmon.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

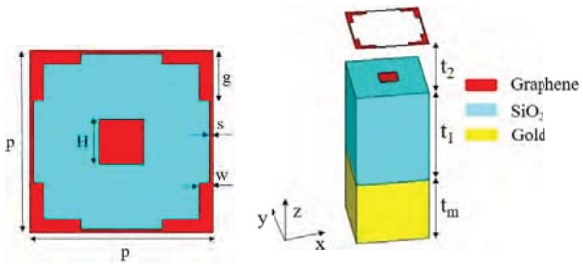
پلاسمونیک بخشی از علم نانوفوتونیک است که به بررسی چگونگی متمرکزشدن میدان‌های الکترومغناطیسی در ابعاد طول‌موج یا کمتر از آن می‌پردازد و مبتنی‌بر برهم-کنش بین امواج الکترومغناطیسی با الکترون‌های آزاد فلز است.پلاسمون‌ها به سه دسته پلاریتون پلاسمون سطحی[1]، پلاسمون سطحی محلی[2] و پلاسمون حجمی[3] تقسیم‌بندی می‌شوند. SPPها تحریک‌های الکترومغناطیسی هستند که در فصل مشترک فلز و عایق منتشر می‌شوند و در جهت عمود بر سطح میرا می‌شوند. ساده‌ترین ساختار برای تحریک SPP، مرز یکنواخت و صاف بین رسانا و عایق است [۱].

گرافن، یک ساختار تک لایه از اتم‌های کربن است و به‌دلیل خواص منحصربه‌فرد حامل‌هایش توجه زیادی را به خود جلب کرده است. زمانی‌که پتانسیل شیمیایی گرافن از نصف انرژی فوتون بیشتر باشد، انتقال درون باندی در باند هدایت غالب شده و گرافن به‌صورت یک فلز رفتار می-کند.SPP به‌دلیل رفتار فلزی گرافن در بازه فرکانسی تراهرتز و یا پایین‌تر قابل مشاهده است، اما در فرکانس-های نوری به‌دلیل رفتار عایقی گرافن، قابل دست‌یابی نیست [۲].گرافن می‌تواند در کاربردهای مختلفی مانند مدولاتورها [۳]و حسگرها [۴] مورد استفاده قرار گیرد.

در این مقاله با استفاده از گرافن دولایه، یک جاذب ایده‌آل پلاسمونیک تنظیم‌پذیر دوبانده در محدوده فرکانسی فروسرخ دور طراحی و شبیه‌سازی شده است. همچنین تاثیر پارامترهای هندسی و پتانسیل شیمیایی برروی طیف جذب ساختار بررسی شده است.

ساختار جاذب پیشنهادی

در شکل (۱) یک سلول واحد از ساختار جاذب پیشنهادی نشان داده شده است.جاذب متشکل از یک نانودیسک گرافنی مربعی و یک آرایه L-شکل گرافنی است که توسط لایه دی‌اکسید سیلیکون (SiO_2) از هم جدا شده‌اند. کل ساختار برروی یک لایه SiO_2 و زیرلایه طلا (Au) قرار گرفته است. به منظور اعمال ولتاژ برای تغییر پتانسیل شیمیایی گرافن، آرایه L-شکل به کمک سیم‌های گرافنی به‌هم متصل شده‌اند.



(ب) (الف)

شکل۱: نمای (الف) سه بعدی و (ب)دید از بالای یک سلول واحد جاذب پیشنهادی. t_1=1500 nm، t_2=300 nm، t_m=1000 nm، H=100 nm، w=30 nm، s=8 nm، g=110 nm و p=400 nm.

ضریب رسانندگی طلا برابر $\sigma = 4.56\times10^7 S/m$ [۴] و ضریب گذردهی الکتریکی SiO_2، ۳/۹ [۵] انتخاب شده است. رسانایی گرافن در حالت کلی از فرمول کوبو محاسبه می‌شود که شامل قسمت‌های انتقال دورن باندی و انتقال بین باندی است. در محدوده فرکانسی فروسرخ دور می-توان از انتقال بین‌باندی صرف‌نظر نمود. بنابراین، با در نظر گرفتن انتقال درون باندی، رسانایی گرافن از رابطه زیر به-دست می‌آید[۲]:

$$\sigma_g = \frac{e^2\mu_c}{\pi\hbar^2}\frac{j}{\omega + j\tau^{-1}} \qquad (۱)$$

که e بار الکترون، μ_c پتانسیل شیمیایی گرافن، $\hbar$ ثابت پلانک کاهش یافته، ω فرکانس زاویه‌ای و τ زمان استراحت است. در این مقاله، μ_c و τ به‌ترتیب برابر ۱ eV و ۱ps

[1] Surface Plasmon Polariton (SPP)
[2] Localized Surface Plasmon (LSP)
[3] Volume Plasmon (VP)

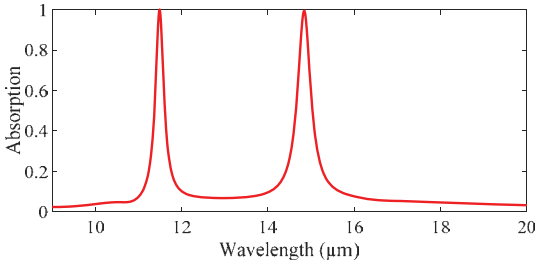
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

۶/ ۰است.همچنین، ضخامت لایه گرافن در شبیه‌سازی-هاnm ۱در نظر گرفته شده است.

نتایج شبیه‌سازی

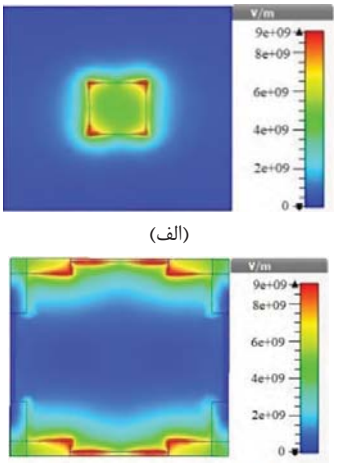
یک موج صفحه‌ای با قطبش میدان الکتریکی x در جهت z–به‌صورت عمودی به ساختار تابیده می‌شود.میزان جذب ساختار با استفاده از رابطه A=1-R-T به‌دست می‌آید، که R میزان بازتاب و T میزان انتقال ساختار است. به‌دلیل اینکه ضخامت زیرلایه طلا بیشتر از عمق پوستی فلز در باند فروسرخ دور است، میزان انتقال صفر است.

شکل (۲) طیف جذب ساختار را نشان می‌دهد. دو قله جذب ایده‌آل در طول‌موج‌های ۱۱/۴۹µmو۱۴/۸۴µm مشاهده می‌شود.نانودیسک مربعی و آرایه L–شکل گرافنی باعث تحریک و تقویت پلاسمون‌های سطحی شده و در نتیجه جذب ۱۰۰٪ به‌دست آمده است.توزیع اندازه میدان الکتریکی ساختار در طول‌موج‌های تشدید درشکل (۳) رسم شده است. مشاهده می‌شود که جذب در طول-موج۱۱/۴۹µm به‌دلیل تحریک SPP در نانودیسک مربعی شکل گرافنی است و یک چهارقطبی شکل گرفته است. همچنین، جذب در طول‌موج ۱۴/۸۴ µm به‌دلیل تحریک SPP در آرایه L–شکل گرافنی است. تزویجی بین نانودیسک مربعی و آرایه L–شکل وجود ندارد و بنابراین تغییر ضخامت لایهSiO_2 بین آن‌ها تاثیری دولایه تاثیری برروی تزویج بین آن‌ها ندارد.

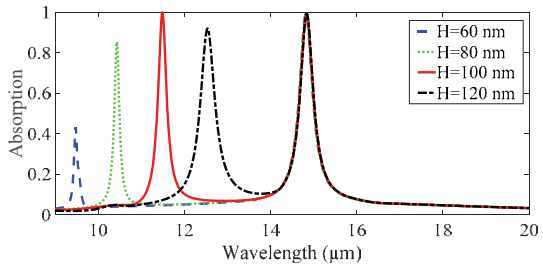


شکل ۲: طیف جذب ساختار پیشنهادی

در شکل (۴) طیف جذب ساختار به‌ازای تغییر طول نانودیسک مربعی (H) نشان داده شده است. با افزایش H، تشدید اول به‌سمت طول‌موج‌های بزرگتر جابه‌جا شده و جذب ایده‌آل به‌ازای H= 100 nm به‌دست می‌آید. اما تغییر طول نانودیسک تاثیری برروی میزان جذب و طول-موج تشدید دوم ندارد.



شکل ۳: توزیع اندازه میدان الکتریکی در طول‌موج‌های (الف) ۱۱/۴۹ µm و (ب) ۱۴/۸۴µm



شکل ۴: طیف جذب ساختار به‌ازای تغییر طول نانودیسک مربعی

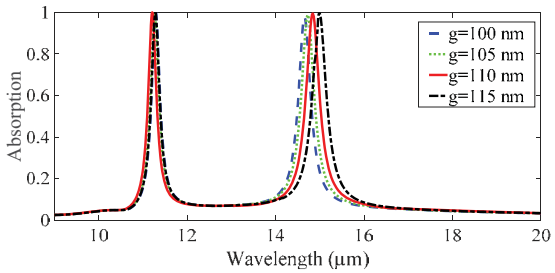
درشکل (۵) تاثیر طول گرافن L–شکل (g) برروی طیف جذب بررسی شده است. شرایط تشدید گرافن L–شکل را می‌توان مطابق رابطه زیر بیان کرد [۲]:

$$2K_{SP}L_{eqv}+2\delta=2p\pi \qquad (۲)$$

که $K_{sp}=\frac{2\pi n_{sp}}{\lambda_m}$، n_{sp} ضریب شکست SPP، λ_m طول-موج تشدید، L_{eqv} طول تشدید معادل، و δ تغییر فاز در انتهای بازوهای افقی است. زمانی‌که طول‌موج نور تابشی بیشتر از g باشد، p یک در نظر گرفته می‌شود.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

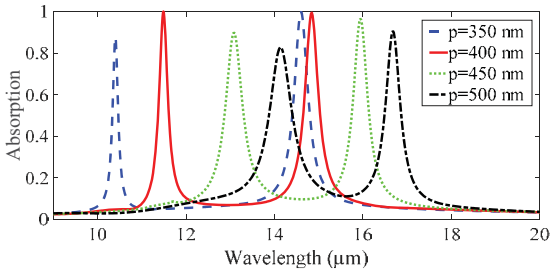
تشدید دوم مربوط به گرافن L-شکل است و با افزایش طول گرافن، به‌دلیل افزایش طول تشدید معادل، به‌سمت طول‌موج‌های بزرگتر جابه‌جا می‌شود.



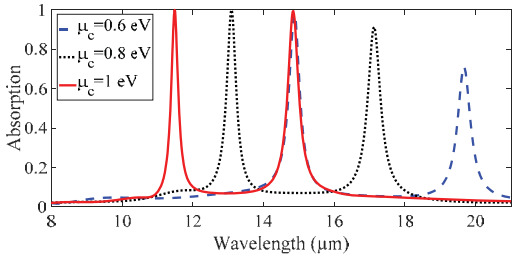
شکل ۵: طیف جذب ساختار به‌ازای تغییر طول گرافنL-شکل

در شکل (۶) تاثیر دوره تناوب ساختار برروی طیف جذب بررسی شده است که با افزایش دوره تناوب، به‌دلیل کاهش تزویج بین گرافن‌های مجاور، جذب کاهش می‌یابد.

در شکل (۷) می‌توان نتایج حاصل از تغییر پتانسیل شیمیایی گرافن (μ_c) برروی طیف جذب را مشاهده نمود، که با افزایش μ_c به‌دلیل افزایش چگالی حامل‌ها جذب بیشتر می‌شود و ساختار دارای قابلیت تنظیم‌پذیری است. همچنین به‌دلیل کاهش ضریب شکست موثر ساختار، طول‌موج جذب کاهش می‌یابد. چنانچه پتانسیل شیمیایی گرافن کمتر از ۰/۶ eV انتخاب شود، مقدار جذب کاهش می‌یابد.



شکل ۶: طیف جذب ساختار به‌ازای تغییر دوره تناوب ساختار



شکل ۷: طیف جذب ساختار به‌ازای تغییر پتانسیل شیمیایی گرافن

نتیجه‌گیری

در این مقاله، یک جاذب پلاسمونیک تنظیم‌پذیر دوبانده مبتنی‌بر گرافن در محدوده فرکانسی فروسرخ دور طراحی، شبیه‌سازیو مورد بررسی قرار گرفت. دو قله جذب ۱۰۰٪ در طول‌موج‌های ۱۱/۴۹µm و ۱۴/۸۴ µm مشاهده شد که به‌ترتیب مربوط به تحریک و تقویت پلاسمون‌های سطحی گرافن در نانودیسک مربعی و آرایه L-شکل گرافنی هستند. ساختار پیشنهادی تنظیم‌پذیر بوده و با تغییر پتانسیل شیمیایی گرافن طول‌موج جذب تغییر می‌کند. همچنین تاثیر پارامترهای هندسی ساختار بروی طیف جذب ساختار بررسی شد.

مرجع‌ها

[1] F. Babaei, M. Javidnasab, and A. Rezaei, “Supershape nanoparticle plasmons,” Plasmonics, vol. 13, pp. 1491–1497, 2018.

[2] D. Wu, M. Wang, H. Feng, et al., “Independently tunable perfect absorber based on the plasmonic in double-layer graphene structure,” Carbon, Vol. 155, pp. 618-623, 2019.

[3] V. Marinova, S. H. Lin, S. Petrov, et al., “Graphene-based spatial light modulator operating at near infrared spectral range,” Appl. Surf. Sci., Vol. 472, pp. 2-9, 2019.

[4] M. Nejat and N. Nozhat, “Ultrasensitive THz refractive index sensor based on a controllable perfect MTM absorber,” IEEE Sensors J., Vol. 19, pp. 10490-10497, 2019.

[5] Z. Yi, C. Liang, X. Chen, et al., “Dual-band plasmonic perfect absorber based on graphene metamaterials for refractive index sensing application,” Micromachines, Vol. 10, pp. 443-2-11, 2019.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۲۳۵۳- ۱۰-A

پایش لحظه‌ای آلودگی آب به روش اپتیکی-مکانیکی در پلتفرم اینترنت اشیاء

سیده مریم بنی هاشمیان[*۱] ، حسن حاج قاسم[۱]، فواد سعیدی[۲]

banihashemian@ut.ac.ir[*۱] و hajghassem@ut.ac.ir, [۲] seaidi.foad@gmail.com[۳]

[۱] آزمایشگاه سیستم‌های میکرو و نانوالکترونیک، دانشکده علوم و فنون نوین، دانشگاه تهران، خیابان کارگر شمالی، تهران، ایران

[۲] دانشکده شیمی، دانشگاه جندی شاپور، اهواز

چکیده – پایش آنلاین آلودگی های محیط زیست یکی از راههای کنترل و جلوگیری از خطرات حوادثِ طبیعی است . آلودگی آب که در محیط زیست به طور مستقیم بر سلامت انسان و موجودات زنده اثر دارد از اهمیت بسزایی برخودار است و نیازمند پایش آنلاین و قابلیت هشدار قبل از خطر است. در این پژوهش با استفاده از اثرات رزونانس پلاسمون سطحی نانوذرات فلزی و بر اساس طیف سنجی اپتیکی و سیستم فلوئیدیکی ، میزان آلودگی آب اندازه گیری شده و داده ها در بستر اینترنت اشیاء انالیز ، تحلیل و ارسال می شود. نانوذرات فلزی ساخته شده با روش ترکیبی شیمیایی و فیزیکی با ایجاد برهمکنش با آلودگی های آب تغییراتی را در پاسخ اپتیکی نوسان تجمعی الکترون های فلز ایجاد می کنند که باعث شناسایی میزان و نوع آلودگی می شود.

کلید واژه- پایش آنلاین ، اینترنت اشیاء ، رزونانس پلاسمون ، نانوذرات ، طیف سنجی اپتیکی

Real time analysis of water pollution based on IOT platform

Seyedeh Maryam Banihashemian [1*], Hassan Hajghassem[1] and Foad Saeidi[2]

[1]MEMS Laboratory, Faculty of New Sciences and Technologies, University of Tehran, North Kargar Street, Tehran, Iran (banihashemian@ut.ac.ir, hajghassem@ut.ac.ir), [2]Jundi shapur University of Technology, Dezful (seaidi.foad@gmail.com)

Abstract- Real time online monitoring of environmental pollution is one of the ways to control and prevent the dangers of natural disasters. Water pollution in the environment directly affects human health and living organisms is also very important that requires online monitoring and early warning capabilities. In this research, using the surface Plasmon resonance effects of gold nanoparticles and based on optical-fluidic spectroscopy, the amount of water pollution is measured and the data are sorted, analyzed and sent on the Internet of Things. Nanoparticles made by combining chemical and physical methods used to interact with water contaminants and make a change in the optical response of the oscillation of metal electrons, which identifies the amount and type of contamination.

Keywords: Real time analysis, IOT, Localized Surface Plasmon Resonance, Gold Nanoparticles, optical spectroscopy

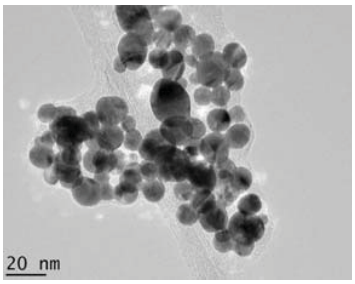
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

آب مهمترین و بنیاد ی ترین عامل حیات موجودات زنـده است و از این نظر جلوگیری از آلودگی آب نیـز بـه همـان نسبت مهم و مورد توجه است .آلودگی آب عبارت اسـت از افزایش غلظت گونه های شیمیایی، فیزیکی یـا بیولـوژیکی که موجب تغییر خـواص و نقـش اساسـی آب در مصـارف مختلف شود . مهمترین عوامل آلودگی آب عبـار تنـد از : مواد و گونه های آلی، میکرو بها و باکتر ی هـا، برخـی یـو نهای فلزی، فلزات سـنگین، آنیـو نهـایی ماننـد نیتـرات و فسفات، فاضلا بهای صنعتی و شهری، حشر ه کشها و آفـت کشها وغیره است. فناوری های خودکار و آنلاین نظـارتی، رویکرد جدیدی در نظارت کیفیت آب است که امـروزه در بسیاری از نقاط دنیـا بـه عنـوان قـانون و الزامـات کنتـرل کیفیت محیط زیست و آب و فاضلاب اسـتفاده مـی شـود. پـایش کیفیـت آب بـه یـک ابـزار مـدیریتی پیشـرفته در مدیریت سیستم ها و شبکه های فاضلاب و آبرسانی تبدیل شده است در طول سالهای دهـه ۸۰ ،در ایالـت آمریکـا از روش چند لایه ای بـرای پـایش آبهـای سـطحی اسـتفاده میشـد. ایـن روش شـــامل شـبکه پـایش بـا ایسـتگاههای ثابت، پایش مخـازن و مطالعـات زیـاد بـر روی ویژگیهـای پیکره های آبی، نمونه برداری از بافتهـای ماهیهـا و پـایش اجباری تخلیه کننده های نقطه ای است. برنامه ملی پایش آبهای ملی در کشورهای اروپایی، شامل برنامه های پایش مختلف است. نمونه برداری معمولا هر هفته یا هر دو هفته یکبـار انجـام مـیشـود و بـر روی متغیرهـای شـــیمیایی و فیزیکـی بررسی انجام میشود. عـلاوه بـر آن، تجربـه هـای استفاده از زمین (رشد گیاهان، استفاده از کودها و غیـــره) در آبخیزهـا هـر ساله مورد بررسی قرار میگیـرد. در سـال ۲۰۱۳ Ejiofor ساختاری برای پایش خودکار آلـودگی آب را پیشنهاد داد که با استفاده از میکروکنترلر به صورت اتـو ماتیک پایش را انجام می داد . در همین سال Gaikwad با تکمیل ای ساختار با قرار دادن شیر هـا و سنسـورها بـه کنتـــرل جریـــان آب پرداخـــت [۱،۲]. مهمتـــرین و پرکاربردترین ابزارها برای پـایش آنلایـن و چنـد منظـور، حسگرها و نانوحسگرها هستند که توجه بسیار زیادی را به خود منعطف کرده اند. استفاده از روش های طیف سنجی برای تشخیص آلودگی آب نیازمند حسگرهایی است که بر مبنای اثرات رزونانس پلاسمونی کار می کنند[۳،۴،۵،۶] . حسگرهای رزونانس پلاسمای سطحی در سالهای اخیـر در بسیاری از حوزه های حسگری وارد شده است. در کنار این سیستم تشخیصی، پلتفرم اینترنـت اشـیا نیـز بـه افـزایش دقت آنالیز ، سرعت و هوشمند سازی حسـگر کمـک مـی نماید تا بتواند پایش شبانه روزی آلـودگی هـای ناشـی از فلزات سنگین را انجام دهد وفرایند پیشگیری های لازم را در مواقع ضروری فـراهم کنـد. از جملـه مزیـت هـای بـه کارگیری سیستم های پایش آنلاین آب و فاضلاب، سرعت دریافت اطلاعات بالا، به روز بودن اطلاعات (پـایش لحظـه ای)، هزینه عملیاتی و راهبری بسیار پایین، از بـین رفـتن خطاهـای انسـانی ناشـی از حمـل و نقـل نمونـه و انجـام آزمایشات روی آن، کنتـرل از راه دور مراحـل و فراینـدها، انتقال اطلاعات به روشهای تله متـری مـی باشـد. در ایـن مقاله به بررسی سیستم پایش آلـودگی آب بـا اسـتفاده از پلتفرم اینترنت اشیاء پرداخته است که می تواند در پایش آلودگی آب های ساکن و جاری (تالاب هـا، رودخانـه هـا، دریاها و اقیانوسها و..) استفاده شود. در این سامانه تـلاش گردید تا با ساخت سیستم اپتیک – فلوئیدیکی، پـایش آب به روش استخراجی انجام و شناسایی آلودگی صورت پذیرد و با استفاده از اینترنت اشـیاء ، اطلاعـات دریافـت شده بر روی پلتفرم آنلاین منتقل شده و به پایش شـبانه روزی و هوشـمند آلـودگی بپـردازد اسـتفاده از خـواص اپتیکی پلاسما رزونانسی نانو ذرات فلزی مختلف در یـک مـدل آرایـه ای امکـان تسـت تشخیصـی آلـودگی آب را دقیقتر و سریع تر می کند.

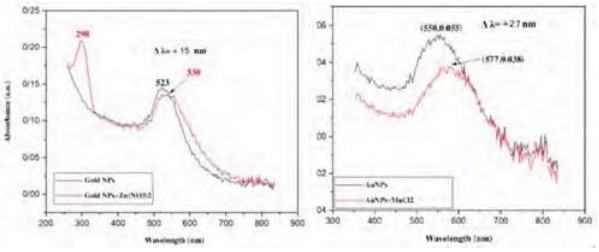
بخش تجربی (اندازه‌گیری ها و نتایج)

بخش تجربی شامل سـاخت سنسـور و طراحـی و سـاخت دستگاه پـایش مـی باشـد . نـانوذرات مـورد اسـتفاده در سنسور آلودگی اب بـا اسـتفاده از فلـزات و اکسـید هـای فلزی ساخته شد [۸،۷].



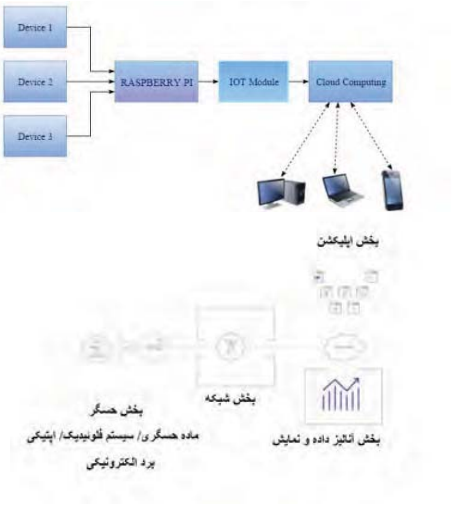
شکل ۱ : تصویر HRTEM نانوذرات طلا بر روی زیرلایه شفاف

تصویر HRTEM گرفته شده از سطح یکی از این زیرلایه‌ها در شکل ۳ نشان داده شده‌است که اثبات‌کننده قطر نانوذرات طلا بین ۱۰ تا ۳۰ نانومتر می‌باشد (شکل ۱). در ساخت حسگر ، از تکنولوژی لیتو گرافی برای ساخت کانال سیال استفاده شد و از سیستم لایه نشانی چند لایه نانو ذرات فلزی به عنوان نشانگر یا مارکر استفاده گردید. شکل ۲ طیف ماورابنفش- مرئی نانو ذرات طلا را در حضور یونهای روی و منگنز نشان می دهد.



شکل۲ طیف ماورابنفش –مرئی نانوذرات طلا (نمودار مشکی)، نمودار قرمز سمت چپ (نانو ذرات طلا در حضور یون روی)و نمودار قرمز سمت راست (نانو ذرات طلا در حضور یون منگنز)

شکل۳ به صورت شماتیک نمایش اجزا کلی سیستم پایش را نمایش می دهد. دستگاه پایش آنلاین هوشمند آلودگی آب شامل بخش الکترونیک و اپتیک در بخش حسگری، بخش شبکه ، بخش انالیز داده ها و نمایش و بخش اپلیکیشن می باشد که درآن نتایج طیف سنجی دریافت شده به صورت سیگنال الکتریکی تبدیل شده در یک پلتفرم اینترنت ابری منتشر می شود. در این پلتفرم قابلیت آنالیز داده ها و اعلام هشدار به وسیله موبایل یا شبکه اجتماعی و ایمیل در بستر اینترنت اشیاء فراهم می شود (شکل ۴). اینترنت اشیار در این سیستم پایش دارای بخش هایی شامل ارسال داده، جمع آوری داده ، تحلیل داده ، دخیره داده و نمایش و هشدار می باشد.



شکل ۳ شمای کلی سامانه پایش خودکار رانشان داده شده است.



شکل ۴: طرح شماتیک بخش های مختلف اینترنت اشیاء که در سامانه پایش انلاین مورد استفاده قرار گرفته است.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش تلاش گردید تا با ساخت سیستم اپتیکی، پایش آنلاین و لحظه ای آب به روش استخراجی انجام و شناسایی آلودگی صورت پذیرد. با استفاده از اینترنت اشیاء اطلاعات دریافت شده بر روی پلتفرم آنلاین منتقل شده و به پایش شبانه روزی و هوشمند آلودگی بپردازد . سرعت و دقت در این نوع پایش نسبت به روش های

سنتی می تواند به سرعت عکس العمل و کـاهش خطـرات موجود در سیستم پایش آب کمک کند.

سپاسگزاری

از مسئولین دانشکده علوم و فنون دانشگاه تهران که در انجام این تحقیق ما را یاری کردند نهایت تشکر و قدردانی را داریم .

مرجع‌ها

[1] E. V. Ebere , Oladipo Onaolapo Francisca , “Microcontroller based automated water level control system”, International Journal of Innovative Research in Computer and Communication Engineering, Vol.1, No. 6, pp.1-6, 2013.

[2] G.S Ashok, “Water antitheft and quality monitoring system by using PLC and SCADA”, International jour`nal of electrical and electronic.2013

[3] K. A. Willets, and R. P. Van Duyne,"Localized surface plasmon resonance spectroscopy and sensing." Annu. Rev. Phys. Chem. 58: 267-297, 2007.

[4] E.Petryayeva, and U. J. Krull , "Localized surface plasmon resonance: Nanostructures, bioassays and biosensing—A review." Analytica chimica acta 706(1): 8-24, 2011.

[5] C.Wang, and C. Yu, "Detection of chemical pollutants in water using gold nanoparticles as sensors: a review." Reviews in Analytical Chemistry 32(1): 1-14, 2013.

[6] AR Rafieerad, AR Bushroa, SM Banihashemian, "Not-yet-designed multilayer Nb/HA/MWCNT-Au/Se/AuNPs and NbO2/HA/GO/Se biocomposites coated Ti6Al7Nb implant." Materials Today Communications **15**: 294-308, 2018.

[7] JA Jarmoshti, A Nikfarjam, H Hajghassem , "Visible light enhancement of ammonia detection using silver nanoparticles decorated on reduced graphene oxide." Materials Research Express **6**(6): 066306, 2019.

[8] SM Banihashemian, H Hajghassem, "Room temperature ethanol sensing by green synthesized silver nanoparticle decorated SWCNT." Materials Research Express **6**(6): 065602, 2019.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۶۱۱-۱۰-A

ساخت یک چیدمان مقطع نگاری همدوس اپتیکی کم هزینه با استفاده از طیف‌سنج مبتنی بر گوشی هوشمند

شکیبا دوانی[۱]، مجتبی ابراهیمی،[۱]عبدالناصر ذاکری [۱*]

۱- بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز، ایران

zakeri@physics.susc.ac.ir, shakibadavani@yahoo.com,

Mojtaba.ebrahimi2001@gmail.com

چکیده: سیستم های مقطع نگاری همدوس اپتیکی، سیستم های پر هزینه ای هستند و دارای دستگاه های تجاری طیف سنج و منبع نوری SLD است که قیمت هایی بالاتر از صدهزار دلار دارند. ما در این کار سعی کرده ایم به جای استفاده از طیف سنج های تجاری گران قیمت از طیف سنج مبتنی بر گوشی هوشمند و همچنین از لامپ پهن نور سفید به عنوان منبع نور استفاده کنیم که باعث صرفه جویی هزینه به صورت چشمگیری شده است.امروزه کارهایی که در مورد ساخت این نوع طیف سنج ها انجام شده است دارای دقت زیر نانومتر می‌باشد.در این کار تمرکز ما ساخت طیف سنج مبتنی برگوشی هوشمند است و تحقیقات ما نشان می‌دهد که می توان ضریب شکست و ضخامت را نیز اندازه‌گیری نمود.

کلید واژه: مقطع نگاری همدوس اپتیکی، حوزه فوریه، طیف سنجی، اختلاف راه نوری، تلفن هوشمند

Fabrication of a lowcost Optical Coherence Tomography set up using a mobile phonebased spectrometer

Shakiba Davani[1], Mojtaba Ebrahimi[1],AbdolnasserZakery*[1]

[1]Department of Physics, College of Sciences, Shiraz University, Shiraz, Iran

zakeri@physics.susc.ac.ir,shakibadavani@yahoo.com,Mojtaba.ebrahimi2001@gmail.com

Abstract- Commercial Optical Coherence Tomography systems using SLD sources are normally very expensive units of over hundred thousandsof dollars. We have tried in the present work to build a spectrometer using a mobile phone and a wide band lamp source instead of such an expensive commercial unit. This has led in a huge cost reduction. The accuracy obtained with such cheap spectrometers is sub-nanometer. Our investigation in the present work shows that refractive index and the thickness of different samples can be measured with a good accuracy.

Keywords: Optical Coherence Tomography, Fourier domain, Spectroscopic, Optical path difference, Smart phone

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

مقطع نگاری همدوس اپتیکی (OCT)، یک تکنیک تصویربرداری نوین، سه بعدی، بدون تماس، غیرمخرب و غیر تهاجمی است که قادر است تصاویر سطح مقطعی با تفکیک پذیری بالا از میکروساختارهای داخلی مواد و نمونه‌های ناهمگن توسط اندازه گیری تورباز تابی یا پراکندگی بازگشتی فراهم کند[۱،۲،۳] .در تصویربرداری OCT زمانی که بیم نور به سمت نمونه هدایت می‌شود به طورمتناوب نسبت به ساختارهایی که دارای خواص اپتیکی متفاوتی هستند،بازتاب صورت می‌گیرد.این تکنیک تصویربرداری بر پایه و اساس تداخل سنجی با طول همدوسی کوتاه است و تصاویر به دست آمده مجموعه ای دو یا سه بعدی از اطلاعاتی هستند که تفاوت در بازتاب در یک سطح مقطع و یا حجم را نشان می‌دهند[۳] . دو روش رایج حوزه زمان و فوریه برای سیستم های عملگری OCT وجود دارد: اسکن های عمقی به وسیله حرکت آینه مرجع در جهت طول محوری(حوزه زمان) و آنالیزطیفی سیگنال های تداخلی با ثابت نگه داشتن آینه مرجع(حوزه فوریه).

تئوری

ساختمان سیستمOCTاصولا یک تداخل سنج مایکلسون است که نور تولید شده توسط منبع نور با طول همدوسی کم $E_i = s(k,w)e^{i(kz-wt)}$پس از عبور از جداکننده پرتو به دو بیم مرجع و نمونه تقسیم می‌شود که$s(k,w)$دامنه میدان الکتریکی به عنوان تابعی ازعددموج$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ و فرکانس زاویه ای $w = 2\pi\nu$ می‌باشد. بیم مرجع با میدان $E_R = \frac{E_i}{\sqrt{2}} r_R e^{i2kz_R}$ از آینه مرجع و بیم نمونه با میدان$E_s = \frac{E_i}{\sqrt{2}} \sum_{n=1}^{N} r_{Sn} e^{i2kz_{Sn}}$از نمونه‌ی چندلایه با ضرایب بازتاب متفاوتr_{Sn} بازتاب می‌شود. شدت آشکار شده در آشکارساز به صورت مجموع میدان ها در جداکننده پرتو به دست می‌آید. درنهایت شدت بر حسب عدد موج به صورت زیر حاصل می‌شود [۴] :

$$I_D(k) = \frac{\rho}{4}[S(k)[R_R + R_{S1} + R_{S2} + \cdots] + \frac{\rho}{2}[S(k)\sum_{n=1}^{N}\sqrt{R_R R_{Sn}}(\cos[2k(Z_R - Z_{Sn})]) + \frac{\rho}{2}S(k)\sum_{n\neq m=1}^{N}\sqrt{R_{Sn}R_{Sm}}(\cos[2k(Z_{Sn} - Z_{Sm})])$$

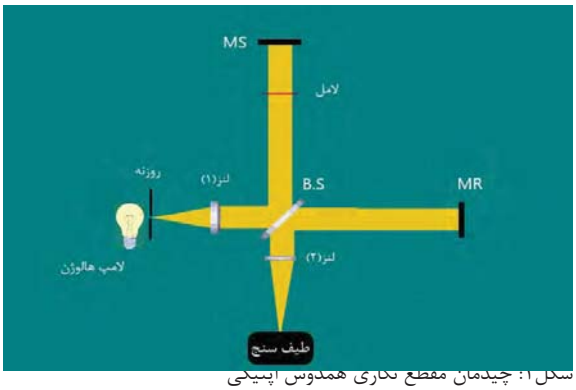
کهρ پاسخ آشکارساز می‌باشد و$S(k) = \langle|s(k,w)|^2\rangle$توان طیفی منبع نور است. در این رابطه جمله اول(DC) مستقل از طول مسیر است و متناسب با مجموع توان بازوهای نمونه و مرجع است.جمله دوم همبستگی متقابل (CC)، وابسته به اختلاف راه بین دو بازو و شامل اطلاعات عمقی نمونه است و جمله سوم همبستگی خودکار (AC)، نشان دهنده تداخل بین بازتابنده‌های نمونه است.درحوزه فوریه، تمام جمله‌های$I_D(k)$ به طور همزمان توسط طیف‌سنج دریافت می‌شود و پس از اعمال تبدیل فوریه معکوس اطلاعات عمقی نمونه به دست می‌آید.

چیدمان آزمایش

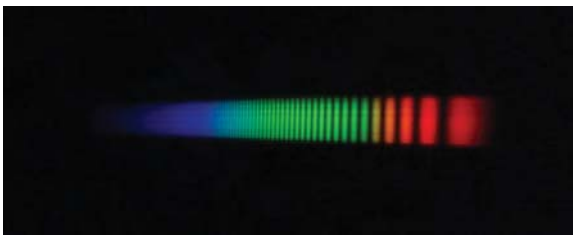
با استفاده از چیدمان حوزه طیفی مقطع نگاری همدوس اپتیکی (SD-OCT) با منبع نور لامپ هالوژن ۶ ولتی دارای طول همدوسی۱/۴ میکرونبه بررسی اختلاف راه نوری ایجاد شده و اندازه گیری ضخامت نمونه می-پردازیم.در این چیدمان(شکل۱) نور پس از عبور از لنز(۱)موازی شده و پس از عبور از جداکننده پرتو(۵۰: ۵۰ B.S)به دو آینه تمام بازتابM_R و M_Sبرخورد می‌کند. در صورتیکه اختلاف راه نوری بین دو آینه کوچکتر مساوی طول همدوسی منبع نور باشد تداخل شکل می‌گیرد. سپس پرتو نور توسط لنز(۲) کانونی شده و وارد طیف‌سنج مبتنی بر گوشی هوشمند می‌شود.نور پس از عبور از یک شکاف بسیار نازک توسط یک لنز موازی می‌شودو به توری پراش عبوری برخورد می‌کند. این

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

طیف‌سنج اجزای طول موجی یک منبع پهن باند را بر روی تراشه بسیار حساس CMOS پخش می‌کند[۵].باتبدیل کردن پیکسل ها به طول موج، طیف شدت برحسب طول موج سیگنال های تداخلی حاصل می‌شود.با قرار دادن یک لامل به عنوان نمونه مورد نظر در مقابل آینه M_Sبه بررسی اختلاف راه نوری ایجاد شده در سه مورد قبل از حضور نمونه، بعد از حضور نمونه به صورت نیمه و کامل در مسیر نور،بدون هرگونه تغییر در اجزای چیدمان می‌پردازیم.شکل۲ تنها یک طرح تداخل رنگی با مرکز قرمز حاصل از تداخل سنج مایکلسون را بدون حضور نمونه در طیف‌سنج نشان می‌دهد. شکل۳ الف طرحی از حضور لامل را به صورت نیمه در مسیر نور نشان می‌دهد. قسمت بالایی پرتو فرودی (I) به طور مستقیم به آینه برخورد می‌کند در حالی که قسمت دیگر پرتو فرودی(II) از لامل عبور می‌کند. اگرچه یک بیم فرودی داریم، اما این دو پرتو دارای اختلاف راه‌های نوری متفاوتی هستند بنابراین به عنوان دو پرتوی تداخل کننده دیده می-شوند.پرتویIIدارای اختلاف راه نوری $2n_g t$است و اختلاف راه بین دو پرتو Iو IIبه صورت $2(n_g-1)t$ بیان می‌شود و فرض شده است که ضریب شکست هوا برابر۱ باشد[۶].پرتو Iو IIپس از بازتاب از آینه M_Sبا پرتوی بازتابی از آینه مرجع M_Rتداخل می‌کنند.در شکل ۲ب به خوبی تفاوت در اختلاف راه بین دو پرتو به صورت طرح تداخلی در دو رنگ متفاوت دیده می‌شود.طرح تداخلی مرکزی قرمز مربوط به پرتو Iوطرح تداخلی مرکزی آبی مربوط به پرتوIIمی‌باشد و ما به صورت همزمان تداخل هردو پرتو را به صورت جداگانه مشاهده می‌کنیم. شکل ۴ طرح تداخلی مربوط به حضور کامل نمونه در مسیرنور به صورت تنها یکطرح تداخل مرکزی آبی در طیف‌سنج مشاهده می‌شود. بدون حضور لامل طرح تداخلی مرکزی قرمز داریم(شکل ۲) و پس از حضور کامل لامل و ایجاد اختلاف راه نوری طرح تداخل مرکزی آبی داریم.



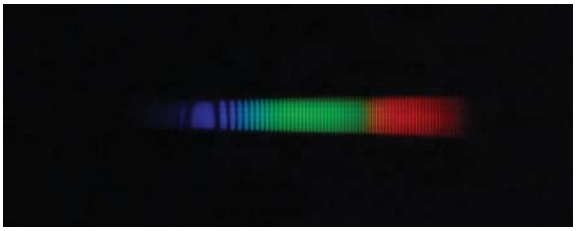
شکل۱: چیدمان مقطع تکاری همدوس اپتیکی


شکل۲: طرح تداخلی تداخل سنج مایکلسون





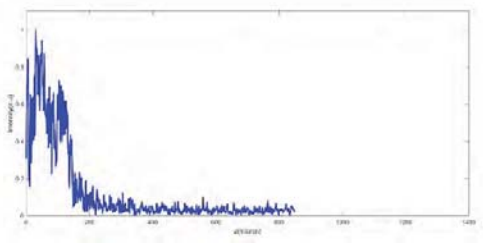
شکل۳:الف) طرحی از حضور لامل به صورت نیمه در مسیر نور. ب) طرح تداخلی دو بیم Iو IIدر طیف سنج.


شکل۴: طرح تداخلی با حضور لامل به صورت کامل در بازوی نمونه، در طیف سنج

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

نتایج تجربی

با استفاده از چیدمان شکل۱، ضخامت یک ورق پلاستیک شفاف که به صورت کامل در مسیر بازوی نمونه قرار گرفته است، اندازه‌گیری می‌شود.سیگنال تداخلی در یک تداخل سنجی با طول همدوسی کوتاه، توسط منبع نور تعیین می‌شود. برای مثال اگر طیف منبع نور یک توزیع گاووسی داشته باشد، سیگنال تداخلی هم توزیع گاووسی دارد.داده-های طول موج به دست آمده سیگنال تداخلی به عدد موج تبدیل می‌شوند و با استفاده از روش درون یابی، سیگنال شدت برحسب عدد موج به دست می‌آید که با اعمال تبدیل فوریه معکوس اطلاعات عمقی نمونه حاصل می-شود[۷،۸] .



شکل۵: نمودار شدت برحسب اختلاف راه نوری(میکرومتر)

شکل ۵ نمودار شدت برحسب اختلاف راه نوری مربوط به یک ورق پلاستیکی را به عنوان نمونه نشان می‌دهد. با توجه به روش ارائه شده در مقاله های مختلف[۶،۹] در این نمودار پیک اول نشان دهنده ی جملهDC و پیک دوم نشان دهندی جمله AC است. مطابق با این کار ضخامت ۳۷.۱۲ میکرومتر به دست آمده است. اندازه گیری با استفاده از ریزسنج دقت ۲ میکرومتر را تایید می‌کند.

نتیجه گیری

ما در این مقاله با استفاده از طیف سنج مبتنی بر گوشی هوشمند ساخته شده به روش اوریگامی موفق شدیم یک سیستم OCT کم هزینه بسازیم. این سیستم طیف سنجی قابل ارتقا و بهبود است که باعث افزایش دقت کار می‌شود. از طرفی گوشی هوشمند دارای لنز متحرک و ساختار لنزی بدون ابیراهی می‌باشد که برمزیت استفاده از این طیف‌سنج می افزاید[۱۰] .

منابع

[1]Tomlins, Peter H., and Ruikang K. Wang. "Theory, developments and applications of optical coherence tomography." *Journal of Physics D: Applied Physics* 38.15 (2005): 2519.

[2]Li, Mo, et al. "Optical coherence tomography—A review of the opportunities and challenges for postharvest quality evaluation." *Postharvest Biology and Technology* 150 (2019): 9-18.

[3]Fujimoto, James G., et al. "Optical coherence tomography: an emerging technology for biomedical imaging and optical biopsy." *Neoplasia* 2.1-2 (2000): 9-25.

[4]Izatt, Joseph A., and Michael A. Choma. "Theory of optical coherence tomography." *Optical coherence tomography*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2008. 47-72.

[5]Wang, Li-Ju, et al. "A multichannel smartphone optical biosensor for high-throughput point-of-care diagnostics." *Biosensors and Bioelectronics* 87 (2017): 686-692.

[6]Zilio, S. C. "Simultaneous thickness and group index measurement with a single arm low-coherence interferometer." *Optics express* 22.22 (2014): 27392-27397.

[7]Suliali, Nyasha J., et al. "Development of a Free Space, LED Illuminated Spectral-domain Optical Coherence Tomography Setup." *Spectrum* 50000 (2017): 60000.

[8]Rajai, Payman, et al. "Simultaneous measurement of refractive index and thickness of multilayer systems using Fourier domain optical coherence tomography, part 1: theory." *Journal of Biomedical Optics* 22.1 (2017): 015002.

[9] پوریا امیدی، آرشام حمیدی، احسان احدی اخلاقی ، " اندازه گیری ضریب شکست گروه و ضخامت نمونه به صورت همزمان با استفاده از مقطع نگار همدوس طیفی"، کنفرانس اپتیک و فوتونیک، ۱۳۹۶

[10]Ding, Hui, et al. "Smartphone-based spectrometer with high spectral accuracy for mHealth application." *Sensors and Actuators A: Physical* 274 (2018): 94-100.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۳-۲۱۵۰-۱۰-A

طراحی و تولید عدسی‌های ناتمام فرنل به منظور مشاهده اثر پیکسل‌های مرده در یک مدولاتور فضایی دامنه‌ای نور

مریم محققیان[۱]،سعید قوامی صبوری[۲]

[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان، اصفهان، *m.mohagheghian@sci.ui.ac.ir*

[۲]دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان، اصفهان، *ghavami@sci.ui.ac.ir*

چکیده – ریزآینه‌ی دیجیتال آرایه‌ای از پیکسل‌ها است که در مدولاتورهای دامنه‌ای نور برای کاربردهای گسترده‌ای مورد استفاده قرار می‌گیرد. گاهی ممکن است تعدادی از این پیکسل‌ها از کار بیفتند و بنابراین اثر قابل توجهی بر کیفیت پرتوی بازتابی داشته باشند.در این پژوهش، عدسی‌های فرنل ناتمام متفاوت طراحی و توسط مدولاتور فضایی نور تولید شده اند تا اثر پیکسل‌های مرده در ریزآینه‌ها بر چگونگی کانونی شدن پرتوی لیزر بررسی شود. مشاهده کردیم اگرچه شدت پرتوهای کانونی شده توسط المان‌های فرنل ناتمام، کاهش می یابد، اما همه‌ی پرتوها به خوبی کانونی می‌شوند.

کلید واژه- المان اپتیکی پراش، ریزآینه دیجیتال، عدسی فرنل، لیزر .

Design and fabrication of the incomplete Fresnel lenses to observe the influence of dead pixels in anamplitude spatial light modulator

Maryam Mohagheghian[1], Saeed Ghavami Sabouri[2]

[1] Faculty of Physics, University of Isfahan, Isfahan, m.mohagheghian@sci.ui.ac.ir

[2] Faculty of Physics, University of Isfahan, Isfahan, ghavami@sci.ui.ac.ir

Abstract- A digital micromirror device is made up of an array of pixels in amplitude light modulator which is used in a variety of applications. Any of these pixels at some time may not work and hence have a considerable effect on the quality of output beam. In this paper, variousincomplete Fresnel lensesare designed and displayed on the spatial light modulator to investigate the effect of dead pixels on focusing behavior of laser beam. We observe that although the beams produced with these incomplete lenses are less intense, these beams all are focused perfectly.

Keywords: Diffractive optical elements, Digital micromirror device, Fresnel lens, Laser.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

المان‌های اپتیکی پراش در مقیاس طول موجو از اصلاح المان‌های شکست اپتیکی ساخته شده‌اند. به طور مثال،به عنوان یک المان پراشی می‌توان عدسی‌های فرنل را نام برد که در کابردهای بسیاری به جای عدسی‌های کروی معمولی استفاده می‌شوند.کوچکی ابعاد، دقت بالاتر، حجم کمتر و امکان کنترل بیشتر جبهه موج از جمله مواردی است که باعث استفاده از این عدسی‌ها به جای المان‌های شکستی شده‌است[۱]. المان عدسی فرنل برای کانونی کردن دسته‌ای از پرتوها به کار می‌رود. این المان در سامانه‌های اپتیکی بسیاری مانند اپتیک تراهرتز، آنتن‌های میکروموج، شکل‌دهی پالس، سامانه‌های چند کانونی[۲, ۳] و همچنین اندازه‌گیری طول موج لیزر استفاده می‌شود [۴].تولید المان پراشی فرنل می‌تواند به صورت غیرفعال یا فعال باشد. عدسی فرنل غیرفعال از ترکیب‌های گوناگون و با استفاده از روشی مانند لیتوگرافی، تولید می‌شود [۵]. مدولاتورهای فضایی نور نوعی وسیله‌ی اپتوالکترونیک هستند که از آن‌ها برای ساخت عدسی فرنل فعال استفاده می‌شود. در المان‌های فعال،پارامترهای الگوی پراشی برای تولید عدسی مورد نظر توسط نرم افزار تغییر می‌کند و همزمان نتایج حاصل از این تغییر بررسی می‌شود.مدولاتورهای فضایی نور فاز یا دامنه [۶] پرتو لیزر را مدوله می‌کنند و از آن‌ها در سامانه‌های اپتیکی متفاوتی مانند طرح‌های هولوگرافی، اندازه‌گیری اپتیکی و شکل‌دهی فضایی پرتو لیزر استفاده می‌شود[۷]. در نوع دامنه‌ای این وسیله از یک ریزآینه‌ی دیجیتال استفاده می‌شود.ریز آینه دیجیتال یه قطعه الکترواپتیکی است که با توجه به حد تفکیک مدولاتور، از تعداد زیادی پیکسل تشکیل شده است.پیکسل‌های ریزآینه می‌توانند توسط یک بخش الکترومکانیکی بچرخند. گاهی به دلایل متفاوت مثلا خرابی دستگاه یا کارکردن زیاد، تعدادی از این ریزآینه‌ها از کار می‌افتند و به اصطلاح پیکسل مرده محسوب می‌شوند که در تولید المان اپتیکی پراش نقشی ندارند. در این پژوهش سعی شده تا نقش این پیکسل‌ها و تعداد آن‌ها در کانونی شدن پرتوی لیزر با استفاده از طراحی و تولید عدسی‌های ناتمام فرنل بررسی شود و پارامترهای موثر مطالعه گردد.

شرح نظری

به طور کلی یک المان عدسی فرنلاز حلقه‌های هم مرکز سیاه و سفید متوالی تشکیل می‌شودکه با در نظر گرفتن فاصله کانونی و طول موج پرتو نور، شعاع هر منطقه با رابطه زیر بدست می آید[۱]:

$$R(\mathrm{n}) = \sqrt{\frac{n^2\lambda^2}{4} + nf\,\lambda} \qquad (۱)$$

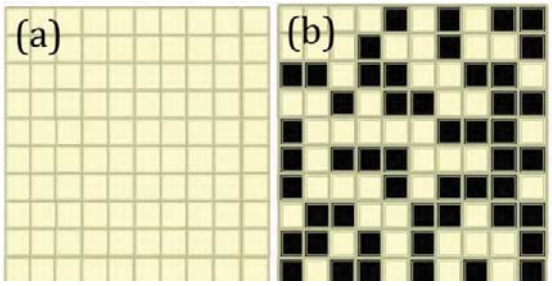
که در آن، $R(n)$شعاع حلقه n ام، fفاصله کانونی، n شماره حلقه و λ طول موج نور فرودی است. بنابراین با تابش نور با طول موج λ به عدسی فرنل، پرتوها در فاصله‌ی f از عدسی، کانونی می‌شوند.

طراحی و تولید عدسی فرنل

با استفاده از رابطه۱ در نرم افزار متلب، عدسی فرنل با تعداد ۵۰ منطقه و فاصله کانونی ۳۵ سانتی‌متر برای طول موج ۶۳۲/۸ نانومتر طراحی شده است. به منظور شبیه‌سازی پیکسل‌های مرده در ریزآینه دیجیتال تعداد ۵ عدسی فرنل با پارامترهای یکسان طراحی شد. با این تفاوت که در هرکدام سهمی متفاوت از اطلاعات المان، حذف شده‌است. به عبارت دیگر، به شکل تصادفی، تعدادی از درایه‌های ماتریس المان عدسی فرنل، برابر با صفر در نظر گرفته شده‌است. تعداد این درایه‌ها که معادل تعداد پیکسل‌های مرده است، برای هر عدسی متفاوت است. سهم اطلاعات باقی مانده در هر عدسی را با پارامتر s برای

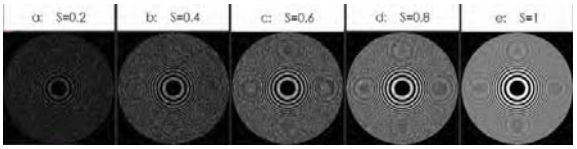
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

هریک مشخص می‌کنیم. شکل ۱ نمایش بهتر این فرآیند را نشان می‌دهد:



شکل ۱: نمایش فرآیند حذف اطلاعات از المان پراشی. a- المان کامل عدسی b- المان عدسی با حذف تصادفی ۵۰ درصد اطلاعات[۶].

همانطور که در شکل ۱ مشاهده می‌شود، یک نمایش ۱۰×۱۰ از ماتریس المان داریم. در بخش a المان کامل است و مقدار پارامتر s برابر ۱ است و در بخش b، مربع-های سیاه رنگ همان پیکسل‌های مرده هستند که مقدار درایه ماتریس برابر صفر شده‌است. شکل b یک المان ناتمام و مقدار پارامتر s برابر ۵/۰ است. با توجه به این فرآیند، المان‌های فرنل طراحی می‌شوند که در شکل ۲ آمده است.



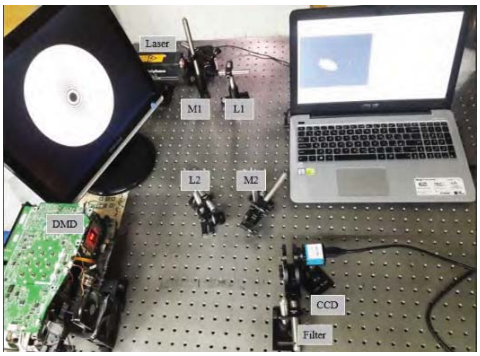
شکل ۲: المان‌های فرنل براساس سهم اطلاعات باقی مانده در هر المان.

عدسی‌های فرنل شکل ۲ به صورتی طراحی شده‌اند که تعداد پیکسل‌های صفر در هرکدام متفاوت است به طوری-که عدسی a دارای کمترین سهم اطلاعات و عدسی e بیشترین سهم اطلاعات را دارد و بنابراین یک المان کامل با s=1 است. مقدار پارامتر s برای هرعدسی در بالای آن نوشته شده‌است.

پس از طراحی المان‌ها، برای تولیدعدسی فرنل، الگوهای طراحی شده شکل ۲ با قدرت تفکیک ۱۰۰۰×۱۰۰۰ در رایانه نمایش داده می‌شود تا توسط مدولاتور دامنه‌ای اجرا شود. پیکسل‌های ریز آینه‌ی دیجیتال، برای تولید این الگوها، در حالت خاموش برای بخش‌های سیاه، و در حالت روشن برای بخش‌های سفید الگوی المان، قرار می‌گیرند.

چیدمان آزمایشگاهی

پس از تولید المان‌های فرنل، طرح پراش حاصل از هریک از آن‌ها توسط چیدمان آزمایشگاهی که در شکل ۳ آمده است، ثبت می‌شود. در سمت چپ شکل، لیزر هلیوم-نئون با طول موج ۶۳۲/۸ نانومتر، از دو عدسی - L1(f1= 50mm) و L2(f2= -75mm) ، عبور می‌کند. این دو عدسی به منظور واگرایی پرتوی لیزر در چیدمان در نظر گرفته شده‌اندتا پرتو کل سطح ریزآینه را در بر گیرد. آینه-های M1 و M2، پرتوی لیزر را به سمت ریز آینه DMDمدولاتور Sharp 32S با قدرت تفکیک ۸۰۰×۶۰۰هدایت می‌کنند. همزمان، عدسی فرنل با طول موجی برابر طول موج لیزر و فاصله کانونی ۳۵ سانتی‌متر، در مدولاتور تولید می‌شود. طرح پراش حاصل از تابش پرتوی لیزر به المان فرنل تولید شده، توسط دوربین CCD با مدل DMK 23U274در فاصله‌های مختلف ثبت می-گردد. برای ثبت تصاویر حاصل از پراش،لازم است از یک فیلتر برای کاهش شدت نور لیزر، قبل از دوربین استفاده - شود. زیرا نور زیاد لیزر باعث اشباع شدن پیکسل‌های دوربین می‌شود.

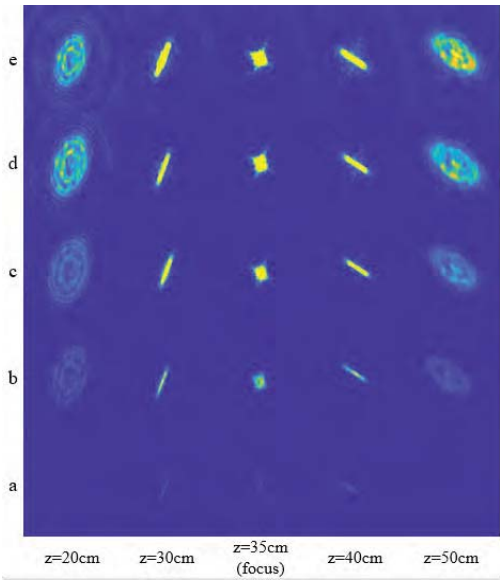


شکل ۳- چیدمان تجربی طراحی و تولید المان عدسی فرنل.

دوربین در فاصله‌های متفاوت از ریز آینه قرار داده شده و طرح پراش حاصل برای هر الگوی عدسی (شکل ۲) در

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

محل کانون، قبل و بعد از آن ثبت می‌شود تا رفتار پرتوی لیزر در تابش به این عدسی‌ها و کانونی شدن نور توسط آن‌ها بررسی گردد.همه‌ی پارامترهای چیدمان از جمله تنظیمات دوربین، برای همه‌ی عدسی‌ها ثابت می‌ماند تا در یک شرایط کاملا برابر، اثر حذف اطلاعات بر کانونی شدن پرتوی لیزر بررسی شود. شکل ۴ برخی از تصاویر طرح پراش را برای هر عدسی فرنل نشان می‌دهد.



شکل ۴: طرح‌های پراش ثبت شده در فاصله‌های z متفاوت از DMD برای عدسی‌های فرنل a-e شکل ۲.

با توجه به نتایج شکل ۴، وجود پیکسل‌های مرده در ریزآینه یا حذف اطلاعات از المان‌های فرنل حتی به میزان ۸۰ درصد (المان a شکل ۲)، تاثیری در فرآیند کانونی شدن ندارد و پرتوی لیزر کانونی شده برای همه‌ی عدسی‌ها در ستون سوم شکل ۴ قابل مشاهده است. اما همانطور که از طرح‌های پراش مشخص است، تنها اثر وجود پیکسل‌های مرده، کاهش شدت پرتوی لیزر در فاصله‌های متفاوت از ریزآینه است. در واقع هرچه اطلاعات حذف شده بیشتر باشد مقدار پارامتر s کمتر است و طرح‌های پراش مربوط به آن عدسی کم شدت‌تر هستند. تا جایی‌که برای المان فرنل a شدت پرتو بسیار کم است و در فاصله‌های دور از کانون تقریبا ردی از پرتو باقی نمی‌ماند.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش به مقدمه‌ای در مورد عدسی‌های فرنل و همچنین مبانی نظری این المان پرداخته شد. سپس عدسی‌های فرنل با میزان اطلاعات متفاوت، طراحی و توسط مدولاتور فضایی دامنه‌ای نور تولید شدند. حذف اطلاعات از المان‌ها، به منظور بررسی نقش وجود پیکسل‌های مرده در ریزآینه‌های دیجیتال انجام گرفت که در نهایت تنها اثر این پیکسل‌ها در کاهش شدت پرتو نور لیزر مشاهده شد.

مرجع‌ها

[1] ۱.A.Vijayakumar, and S. Bhattacharya, Design and Fabrication of Diffractive Optical Elements with MATLAB.(۲۰۱۷)

[2] ۲.Z. ZHANG, and e. al, "Hybrid-level Fresnel zone plate for diffraction efficiency enhancement," OPTICS EXPRESS **25**, 33676-33687.(۲۰۱۷)

[3] ۳.J .Rafighdoost, and e. al, "Azimuthally phase-shifted Fibonacci zone plate," Journal of the Optical Society of America B.(۲۰۲۰)

[4] ۴.M. Mohagheghian, and S. GhavamiSabouri, "Laser wavelength measurement based on a digital micromirror device," IEEE photonicstechnology letters **30**, 1186-1189 .(۲۰۱۸)

[5] ۵.W. Watanabe, D. Kuroda, K. Itoh, and J. Nishii, "Fabrication of Fresnel zone plate embedded in silica glass by femtosecond laser pulses," Optics Express **10**, 978-978.(۲۰۰۲)

[6] ۶.N. a. F. Zambale, G. J. H. Doblado ,and N. Hermosa, "OAM beams from incomplete computer generated holograms projected onto a DMD " Journal of the Optical Society of America B **34**, 1905-1911.(۲۰۱۷)

[7] ۷.R. Shi, and e. al, "Designing and fabricating diffractive optical elements with a complex profile by interference," Optics Letters **36**, 4053-4055.(۲۰۱۱)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۸۳-۱۰-A

اندازه‌گیری تکانه زاویه‌ای مداری پرتوی لاگر-گاوس با استفاده از عدسی کج

عارفه برخوردار[۱]، سعید قوامی صبوری[۲]، علیرضا خورسندی[۳]

[۱] دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان، اصفهان، ایران barkhordar.a@sci.ui.ac.ir

[۲] دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان، اصفهان، ایران ghavami@sci.ui.ac.ir

[3] دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان، اصفهان، ایران a.khorsandi@phys.ui.ac.ir

چکیده –پرتوهایی با جبهه موج‌های پیچشی حامل تکانه زاویه‌ای مداری هستند. بسیاری از کاربردهای پرتوهای پیچشی در حوزه-هایی نظیر رمزنگاری کوانتومی، مخابرات، اخترفیزیک و جابه‌جایی داپلر وابسته به اندازه‌گیری تکانه زاویه‌ای مداری این پرتوهاست. در این مقاله، ابتدا پرتوهای لاگر-گاوس به‌عنوان یکی از برجسته‌ترین پرتوهای حامل تکانه زاویه‌ای مداری تولید شد. سپس به کمک یک عدسی کروی دو کوژ کج‌شده، تکانه زاویه‌ای مداری پرتوی لاگر-گاوس موردانداز‌ه‌گیریقرار گرفت.

کلید واژه-تکانه زاویه‌ای مداری، پرتوهای لاگر-گاوس، عدسی کج‌شده.

Measuring Orbital Angular Momentum of Laguerre-Gaussian beam by using tilted lens

Arefeh Barkhordar[1], Saeed Ghavami Sabouri[2], Alireza Khorsandi[3]

[1]Department of Physics, University of Isfahan, Isfahan, Iran barkhordar.a@sci.ui.ac.ir

[2]Department of Physics, University of Isfahan, Isfahan, Iran ghavami@sci.ui.ac.ir

[3]Department of Physics, University of Isfahan, Isfahan, Iran a.khorsandi@phys.ui.ac.ir

Abstract- The beams with vortex wavefrontcarries orbital angular momentum. Many of application of vortices in the field of quantum cryptography, communications, astrophysics and Doppler shift depends on determining orbital angular momentum of these beams. In this paper, first Laguerre-Gaussian beams, as one of the most considering beams that carries orbital angular momentum, was generated. Thenorbital angular momentum of Laguerre-Gaussian beams was measured by a spherical bi-convex tilted lens.

Keywords: Orbital Angular Momentum, Laguerre-Gaussian beams, Tilted lens.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

از نظریه ماکسول برداشت می‌شود که تابش الکترومغناطیسی علاوه بر انرژی، تکانه نیز حمل می‌کند. هر برهمکنشی میان تابش و ماده به‌ناچار با تغییر در تکانه همراه است. تکانه دو سهم خطی و زاویه‌ای دارد که سهم زاویه‌ای، خود نیز شامل سهم اسپینی همراه با قطبش و سهم مداری همراه با ساختار دامنه‌ای و فازی نور است.پرتوهای لاگر-گاوس حامل تکانه زاویه‌ای مداری خوش‌تعریفی برابر با$l\hbar$هستند که l شاخصه مدهای سمتی همان ویژه‌مقدار تکانه زاویه‌ای مداری و مرتبه تابع لاگر است.

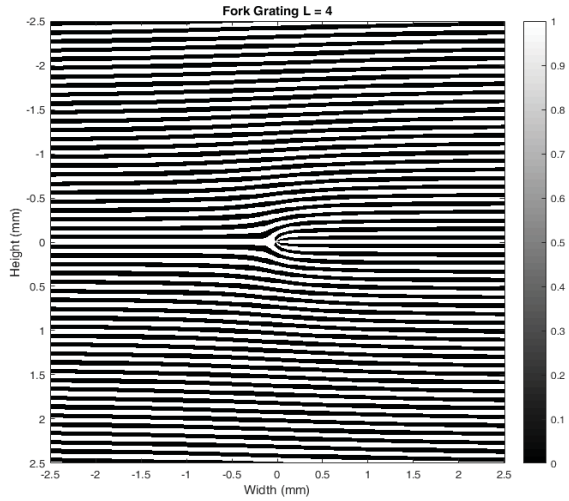
تولید پرتوهای لاگر-گاوس معمولاً با استفاده از یک جفت عدسی استوانه‌ای[۱]، تیغه فازی حلزونی (SPP)[۲] و مدولاتورهای فضایی نور (SLMs)[۳]انجام می‌شود. مدولاتورهای فضایی نور به این دلیل که قابلیت تغییر المان‌های پراشی را دارند، از اهمیت بیشتری برخوردار بوده و کاربردی‌ترند. در این پژوهش به کمک یک مدولاتور فضایی دامنه‌ای نور با استفاده از طرح چنگالی، توابع لاگر-گاوس با اندازه حرکت زاویه‌ای متفاوت تولید شد. سپس برای اندازه‌گیری آن به کمک یک عدسی کج و تحلیل نمایه پرتوی عبوری از عدسی کج موفق به اندازه‌گیری تکانه زاویه‌ای مداری نور شدیم.

تولید پرتوی لاگر-گاوس

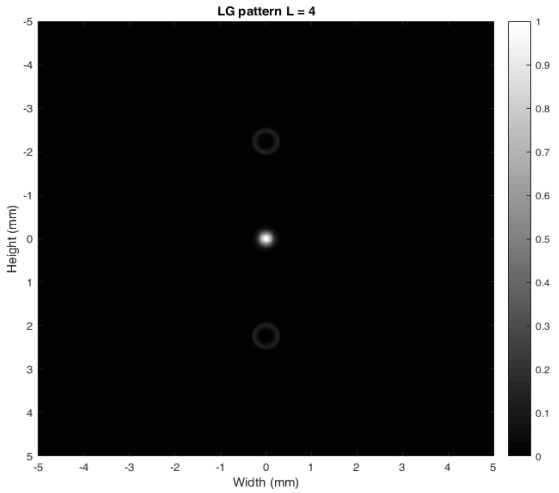
در تولید پرتوهای لاگر-گاوس با استفاده از مدولاتور فضایی نور، پرتوی نور با تابش به مدولاتوری که توری پراش چنگالی بر روی آن نقش بسته استپراش می-یابد.توری پراش چنگالی با معادله (۱) تعریف می‌شود که تابش موج تخت به طرح چنگالی با $l+1$ شاخه، سبب تولید پرتوهای لاگر-گاوس با تکانه زاویه‌ای مداریlمی-شود. معادله (۱) بدین شرح است:

$$A=\left|e^{iPx}+e^{il\theta}\right|^2$$

که در آنAتابع توری چنگالی، Pدوره تناوب شاخه‌های چنگال،xمختصه مدولاتور، lویژه‌مقدار تکانه زاویه‌ای مداری که به آن بار توپولوژی نیز گفته می‌شود وθزاویه سمتی در دستگاه مختصات استوانه‌ای است.به‌عنوان‌مثال در شکل ۱ توری چنگالی با $l=4$ در نرم‌افزار متلب شبیه‌سازی و در شکل ۲ با حل عددی انتگرال فرنل طرح حاصل از این توری تولید گردیده است.



شکل ۱: توری پراش چنگالی با مرتبه ۴



شکل ۲: طرح پراش حاصل از توری پراش چنگالی که شامل یک مد LG_0^0، یک مد LG_0^{+4} و یک مد LG_0^{-4} است.

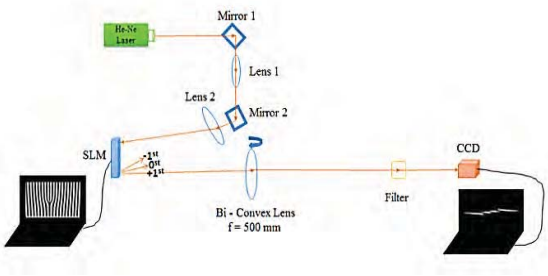
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

در طرح پراش، فریز مرکزی ازلحاظ مرتبه‌ی تکینگی فاز وپیچش جبهه موج همانند پرتو نور فرودی است. درصورتی‌که نور فرودی، پرتوی لاگر-گاوس مرتبه Lباشد (که به‌صورت LG_p^L نوشته می‌شود و L و p به ترتیب اندیس مدهای سمتی و شعاعی پرتوی لاگر-گاوس است)، فریزهای مرتبه اول پرتو لاگر-گاوس با مد $L+(l\pm p)$ هستند ($LG_p^{L+(l\pm p)}$) که lهمان بار توپولوژی توری چنگالی است. به‌طورکلی مرتبه‌های پراش به‌صورت پرتوهای لاگر-گاوس با مد $L+(l+mp)$بهنمایش درمی‌آیند ($LG_p^{L+(l+mp)}$) که m بیانگر عدد مرتبه پراش بوده و طرح پراش مراتب بالاتر، شدت پایین‌تری دارند[۴]. با تغییر l، شعاع حلقه‌های پرتو لاگر-گاوس به‌صورت $\sqrt{l}$ تغییر می‌کنند[۵].استفاده از المان‌های پراشی برای تولید پرتوهایلاگر-گاوس این امکان را فراهم می‌سازد تا به شکل برخط و پویا با توجه به نیاز اندازه حرکت زاویه‌ای حمل شده توسط پرتو را تغییر داد.

چیدمان آزمایشگاهی اندازه‌گیری تکانه زاویه‌ای مداری پرتوی لاگر-گاوس

یکی از روش‌های اندازه‌گیری مقدار تکانه زاویه‌ای مداری در پرتوهای لاگر-گاوس استفاده از عدسی کج‌شده است[۶].عدسی کج‌شده با ایجاد دو فاصله‌ی کانونی متفاوت در راستای x و y همانند دو عدسی آستیگماتیک عمل کرده و سبب تغییر در فاز گای پرتو لاگر-گاوس می‌گردد. بدین ترتیب می‌توان یک حلقه از پرتو لاگر-گاوس را به‌صورت لکه‌های تاریک و روشن مشاهده کرد که تعداد لکه‌های تاریک بیانگر مرتبه بار توپولوژی است.

به‌منظور تولید و اندازه‌گیری تکانه زاویه‌ای مداری ابتدا پرتوی گاوسی لیزر به مدولاتور فضایی نورتابیده و پس از پراش از توری پراش چنگالی، از یک عدسی دو کوژ کج‌شده بافاصله کانونی ۵۰۰ میلی‌متر عبور داده شد. طرح کانونی‌شده در فاصله حدود ۱۱۰ سانتی‌متری از عدسی به دست آمد. با چرخاندن عدسی در حدود ۵۰ درجه حول محور y حلقه‌ها به‌صورت طرح‌های تاریک و روشن درآمدند که نتایج حاصل از یک حلقه‌ی لاگر-گاوس در ادامه ذکرشده است.چیدمان آزمایشگاهی مورداستفادهدر این آزمایش برای تولید المان‌های پراشی تولیدکننده پرتوهای لاگر-گاوس و هم‌چنین سامانه‌ی اندازه‌گیری آن در شکل ۳ به نمایش درآمده است.در این چیدمان از لیزر هلیوم – نئون با طول‌موج 632/8نانومتر به‌عنوان منبع لیزری، از آینه‌های ۱ و ۲ جهت هدایت پرتو به مدولاتور و از عدسی ۱ و ۲ جهت کانونی کردن پرتو بر روی مدولاتور استفاده‌شده است. پس از پراش پرتو توسط توری پراش چنگالی، یکی از مدهای پراش به عدسی دو کوژ چرخان برخورد کرده و به دوربین آشکارساز می‌رسد.

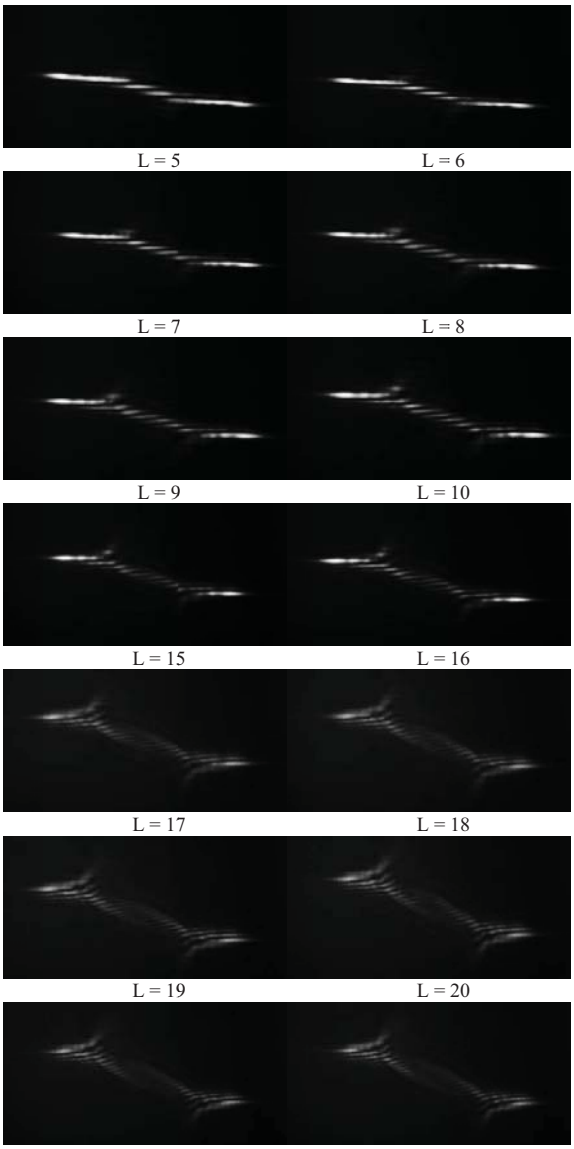


شکل ۳: چیدمان برپاشده جهت تولید و اندازه‌گیری تکانه زاویه‌ای مداری پرتوهای لاگر – گاوس

آشکارساز مورداستفاده در این آزمایش از نوعCCD (مدلDMK 23U274 Monochrome) بوده و تصاویر با دقت ۱۲۰۰×۱۶۰۰ پیکسل برداشت شدند.در شکل ۴ طرح نمایه ثبت‌شده شدت عدسی کج‌شده برای المان‌های پراشی با تکانه زاویه‌ای مداری$L = 1, 2, \ldots, 10$ و هم‌چنین $L = 15, 16, \ldots, 20$ نمایش داده‌شده است.



این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۴: نتایج تجربی پرتوی لاگر-گاوس عبوری از عدسی دو کوژ کج‌شده

مبنای تبدیل پرتوهای لاگر-گاوس به لکه‌های نشان داده‌شده در شکل ۴ به این دلیل است که فواصل کانونی متفاوت در راستای x و y به وجود می‌آید و منجر به ایجاد یک فاز در میدان پرتو شده و جملات هرمیتی را در آن پدیدار می‌کند[۶]. این جملات نمایه شدت پرتو را از حلقه‌های لاگر-گاوس به لکه‌های تاریک و روشن هرمیت-گاوس مبدل می‌سازند. با شمردن مناطق تاریک قرارگرفته در شکل ۴ بار توپولوژی به‌راحتی قابل‌تعیین است.

نتیجه‌گیری

در این مقاله با استفاده از یک مدولاتور فضایی دامنه‌ای نور و به کمک توری چنگالی پرتوهای لاگر-گاوس با تکانه‌های زاویه‌ای مداری L = 1, 2, …, 10 و L = 15, 16, …, 20 تولید شد و با استفاده از روش عدسی کج میزان تکانه این مدها اندازه‌گیری گردید. نتایج اندازه‌گیری نشان می‌دهد روش عدسی کج با دقت قابل قبولی توانایی تخمین تکانه زاویه‌ای مداری پرتوهای لاگر-گاوس را دارد.

مرجع‌ها

[1] M. Padgett, J. Arlt, N. Simpson, and L. Allen, “An experiment to observe the intensity and phase structure of Laguerre–Gaussian laser modes”,American Journal of Physics,vol. 64, no. 1, pp. 77-82, 1996.

[2] M. W. Beijersbergen, R. P. C. Coerwinkel, M. Kristensen, and J. P. Woerdman, “Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phaseplate”,Optics Communications,vol. 112, no. 5-6, pp. 321-327, 1994.

[3] Y. Ohtake, T. Ando, N. Fukuchi, N. Matsumoto, H. Ito, and T. Hara, “Universal generation of higher-order multiringed Laguerre-Gaussian beams by using a spatial light modulator”, Optics letters,vol. 32, no. 11, pp. 1411-1413, 2007.

[4] L. Stoyanov, S. Topuzoski, I. Stefanov, L. Janicijevic, and A. Dreischuh, “Far field diffraction of an optical vortex beam by a fork-shaped grating”,Optics Communications,vol. 350, pp. 301-308, 2015.

[5] S. Chen, Y. Cai, G. Li, S. Zhang, and K. W. Cheah, “Geometric metasurface fork gratings for vortex-beam generation and manipulation”,Laser & Photonics Reviews,vol. 10, no. 2, pp. 322-326, 2016.

[6] P. Vaity, J. Banerji, and R. Singh, “Measuring the topological charge of an optical vortex by using a tilted convex lens”,Physics letters a,vol. 377, no. 15, pp. 1154-1156, 2013.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۲۱۵۰-۱۰-A

تولید پرتوهای لیزر گلبرگ مانند با استفاده از عدسی‌های فرنل قطاعی نمایه شده در یک مدولاتور فضایی دامنه‌ای نور

مریم محققیان[۱]،سعید قوامی صبوری[۲]

[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان، اصفهان، *m.mohagheghian@sci.ui.ac.ir*

[۲]دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان، اصفهان، *ghavami@sci.ui.ac.ir*

چکیده –عدسی فرنل متداول‌ترین المان اپتیکی پراش است که در کاربردهای متفاوتی استفاده می‌شود. در برخی از این کاربردها، لازم است تا تعداد زیادی المان فرنل تولید شود. به همین منظور، در این پژوهش طراحی عدسی‌های فرنل قطاعی برای کاهش زمان تولید این المان، بررسی شده است. مشاهده می‌شود که عدسی‌های جدید پرتوی لیزر را کانونی می‌کنند و پرتوهای گلبرگ مانند متناسب با تعداد قطاع المان فرنل ثبت می‌شوند.

کلید واژه- پرتوهای گلبرگ مانند، عدسی فرنل، لیزر، مدولاتور فضایی دامنه‌ای نور .

Petal-like beams generation by the segmental Fresnel lenses projected onto an amplitude spatial light modulator

Maryam Mohagheghian[1], Saeed Ghavami Sabouri[2]

[1] Faculty of Physics, University of Isfahan, Isfahan, m.mohagheghian@sci.ui.ac.ir

[2] Faculty of Physics, University of Isfahan, Isfahan, ghavami@sci.ui.ac.ir

Abstract- The Fresnel zone plate (FZP) is the most commondiffractive optical element that has been used in a variety of applications. In some of applications, plenty of FZPs are required to fabricate. Hence, in this paper the design of segmental FZPs to decrease the time of fabrication is investigated. It is shown that these new elements can focus the laser beam and yield petal-like beams due to several segments of the Fresnel lens.

Keywords: Amplitude spatial light modulator, Fresnel lenses, Laser, Petal-like beams.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

صفحات منطقه‌ای فرنل یا همان عدسی فرنل متداول‌ترین المان‌های اپتیکی پراش هستند که معمولا در یک هندسه دایره‌ای ظاهر می‌شوند. المان فرنل وظیفه‌ی کانونی کردن پرتوهای نور را دارد. در دهه‌های اخیر مطالعه بر هندسه و تعداد کانون‌های المان فرنل به صورت گسترده‌ای انجام شده است [۱].عدسی فرنل در سامانه‌های اپتیکی متفاوتی مانند میکروسکوپ‌های اشعه ایکس، آنتن‌های میکروموج، شکل‌دهی پرتو، تلسکوپ‌های فضایی[۲] و همچنین اندازه-گیری طول موج لیزر به کار برده می‌شود[۳].در بعضی از کاربردهای این عدسی، مثلا اندازه‌گیری طول موج، لازم است تا تعداد زیادی المان فرنل تولید شود.المان فرنل پراشی می‌تواند به صورت فعال یا غیر فعال تولید شود. عدسی فرنل غیر فعال توسط روش‌هایی مانند لیتوگرافی، تولید می‌شود [۴]. از مدولاتورهای فضایی نور می‌توان برای تولید عدسی فرنل فعال استفاده نمود. در روش‌های فعال، امکان تغییر پارامترها در الگوی المان پراشی و در نتیجه بررسی همزمان نتایج حاصل از آن وجود دارد. مدولاتور فضایی نور یک قطعه اپتوالکترونیکی است که فاز یا دامنه [۵] پرتو لیزر یا هر دو را با هم مدوله می‌کند. در روش غیر فعال، تولید تعداد زیاد المان فرنل می‌تواند برابر با صرف وقت و هزینه بالا باشد. همچنین در روش فعال لازم است تا عدسی فرنل توسط رایانه طراحی و سپس به مدولاتور ارسال شود که همین فرآیند نیز بسته به سرعت رایانه و سامانه الکترونیکی پردازنده مدولاتور می‌تواند مدت زمان قابل توجهی طول بکشد. بنابراین نیاز است تا جای ممکن زمان تولید این المان کاهش یابد. به همین منظور در این پژوهش سعی شده تا المان‌های فرنل به صورت قطاعی تولید شوند. به عبارت دیگر، در چند مرحله قطاع-های متفاوت از المان حذف شده و کانونی شدن پرتو لیزر توسط عدسی‌های جدید بررسی می‌گردد. همچنین طرح گلبرگ مانند پرتوی لیزر در تابش به این عدسی‌های قطاعی مورد مشاهده قرار می‌گیرد که اخیرا نیز در بسیاری از پژوهش‌ها به این طرح پرداخته شده به صورتی که تعداد قطاع در عدسی متناسب با تعداد گلبرگ در طرح است [۱]. در نهایت به منظور تعمیم پژوهش، به جای قطاع‌های حذف شده در یک المان فرنل زوج، همان قطاع‌ها از یک المان فرد جایگزین می‌شود و طرح گلبرگ مانند پرتو نیز در این المان جدید به صورت تجربی مورد بررسی قرار می گیرد.

شرح نظری

یک المان عدسی فرنلاز یک سری حلقه‌های هم مرکز سیاه و سفید تشکیل شده است. شعاع هر منطقه با توجه به فاصله کانونی عدسی و طول موج نور فرودی از رابطه زیر بدست می آید[۶]:

$$R(\mathrm{n}) = \sqrt{\frac{n^2\lambda^2}{4} + nf\,\lambda} \qquad (۱)$$

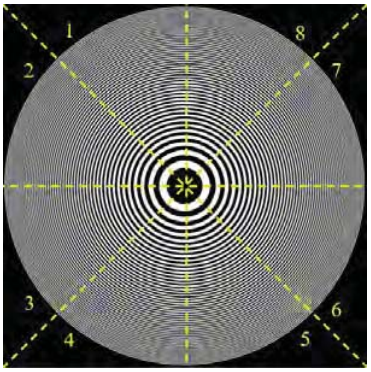
که در آن، $R(n)$شعاع حلقه n ام، fفاصله کانونی، n شماره حلقه و λ طول موج نور فرودی است. بنابراین با توجه به این رابطه، پرتوهای نور تابیده شده با طول موج λ به المان فرنل، در فاصله‌ی f از عدسی، کانونی خواهند شد.

طراحی و تولید عدسی فرنل

با استفاده از رابطه۱ در نرم افزار متلب، عدسی فرنل با تعداد ۱۰۰ منطقه و فاصله کانونی ۳۲ سانتی‌متر برای طول موج ۶۳۲/۸ نانومتر طراحی شده است. شکل ۱ الگوی این المان فرنل را نشان می‌دهد. این عدسی را به صورت یک المان کامل در نظر گرفته و کانونی شدن پرتوی لیزر مشاهده می‌شود. سپس آن را به هشت قطاع مساوی تقسیم می‌نماییم. در هر مرحله دو قطاع از عدسی حذف شده و یک المان جدید فرنل تولید می‌شود. تابش

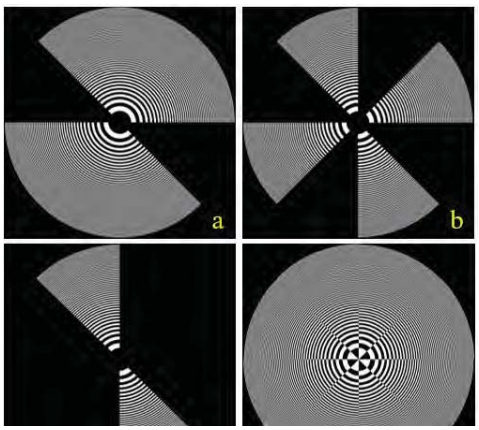
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

پرتوی نور به همه‌ی این المان‌ها انجام و فرآیند کانونی شدن بررسی می‌گردد.



شکل ۱: نمایش المان عدسی فرنل زوج دارای ۸ قطاع. (شماره هر قطاع در کنار آن نوشته شده است).

برای تولید المان جدید اول(شکل ۲-a) قطاع شماره ۲ و ۶، در المان دوم (شکل ۲-b) قطاع شماره ۲، ۴، ۶ و ۸ و در المان سوم (شکل ۲-c) همه‌ی قطاع‌ها به جز شماره ۱ و ۵ حذف می‌شوند. شکل ۲ عدسی‌های جدید فرنل را نشان می‌دهد. همچنین المان d، همان المان فرنل b است با این تفاوت که به جای بخش‌های حذف شده، همان شماره قطاع‌ها از یک المان فرنل فرد جایگزین شده است. منظور از زوج یا فرد بودن المان عدسی فرنل این است که اولین منطقه یا دایره مرکزی این المان دارای مقدار صفر یا یک باشد. اولین منطقه‌ی المان شکل ۱ تاریک است و مقدار صفر را دارد که یک المان فرنل زوج محسوب می‌شود. بنابراین یک عدسی فرنل فرد دارای مرکز روشن با مقدار یک است.

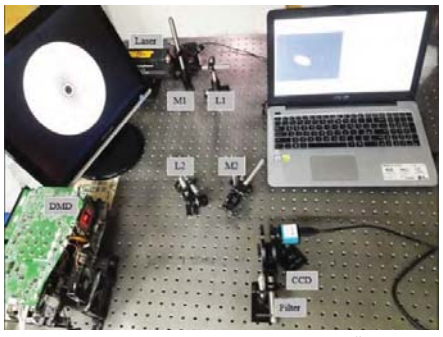


شکل ۲: المان‌های فرنل قطاعی.

در این مرحله برای تولید المان عدسی، الگوهای طراحی شده شکل ۱ و ۲ با حد تفکیک ۵۰۰۰×۵۰۰۰ توسط رایانه نمایش داده می‌شوند تا توسط مدولاتور دامنه‌ای تولید شوند. پیکسل‌های ریزآینه‌ی مدولاتور برای تولید این المان‌ها، در حالت خاموش برای قسمت‌های سیاه، و در حالت روشن برای قسمت‌های سفید تصویر، قرار می‌گیرند.

چیدمان آزمایشگاهی

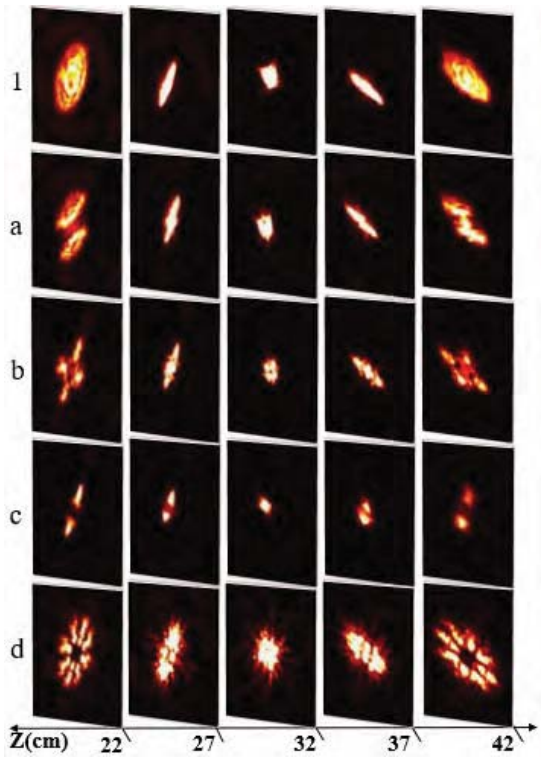
طرح پراش حاصل از عدسی‌های شکل ۱ و ۲ را با توجه به چیدمان آزمایشگاه که در شکل ۳ آمده است، بررسی می‌کنیم. درشکل ۳، لیزر هلیوم-نئون با طول موج ۶۳۲/۸ نانومتر، از دو عدسی L1(f1=-50mm) وL2(f2=-7.5mm) عبور می‌کند. دو عدسی در مکانی قرار گرفته‌اند تا به طور کامل پرتو لیزر واگرا شود و کل سطح ریزآینه را در بر گیرد. پرتو لیزر توسط آینه‌های چیدمان، به ریز آینه DMDمدولاتور Sharp 32S با قدرت تفکیک ۸۰۰×۶۰۰هدایت می‌شود. در این زمان، المان عدسی فرنل که برای همین طول موج لیزر و فاصله کانونی ۳۲ سانتی‌مترطراحی شده است، به مدولاتور ارسال می‌شود. پرتو لیزر به عدسی فرنل تابیده و در صفحه‌ی مشاهده کانونی می‌شود. برای ثبت تصاویر حاصل از پراش پرتو، دوربین CCD با مدل DMK 23U274را در فاصله‌ی کانونی قرار می‌دهیم. از یک فیلتر کاهش شدت نور، قبل از دوربین استفاده می‌شود. زیراشدت زیاد لیزر پیکسل‌های دوربین را اشباع می‌کند.



شکل ۳- چیدمان آزمایشگاهی طراحی و تولید المان‌های عدسی فرنل.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

دوربین در فاصله‌های متفاوتz از ریز آینه قرار داده شده و طرح پراش حاصل برای الگوی عدسی شکل ۱ و عدسی-های شکل ۲ در محل کانون، قبل و بعد از آن ثبت می-شود تا رفتار پرتوی نور در تابش به این پنج عدسی فرنل، بررسی و کانونی شدن نور توسط آن‌ها ثبت گردد.شکل ۴ برخی از تصاویر طرح پراش را نشان می‌دهد.



شکل ۴: طرح‌های پراش ثبت شده در فاصله‌های z متفاوت از DMD برای عدسی فرنل شکل ۱ و عدسی‌های a-dشکل ۲.

با توجه به نتایج شکل ۴، پرتوی نور در تابش به همه‌ی عدسی‌های فرنل، در یک مکان یعنی فاصله ۳۲ سانتی-متری از ریزآینه (همان فاصله‌کانونی در نظر گرفته شده برای المان فرنل) کانونی می‌شوند. همچنین فرآیند کانونی شدن و واگرایی پرتوها دور از محل کانون برای همه‌ی المان‌ها قابل مشاهده است. از طرف دیگر، شکل گلبرگ مانند پرتو برای عدسی‌های قطاعی b-dثبت شده است که تعداد گلبرگ‌ها در طرح پراش هر عدسی برابر با تعداد قطاع در همان المان فرنل است. بنابراین با توجه به نتایج بدست آمده، می‌توان عدسی‌های فرنل را به صورت قطاعی تولید نمود که باعث کاهش صرف وقت و هزینه در روش-تولید غیر فعال و کاهش زمان در روش فعال می‌شود.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، ابتدا به المان‌های عدسی‌فرنل و شرح نظری این المان پرداخته شد. سپس به منظور کاهش زمان تولید،عدسی‌های فرنل با تعداد قطاع متفاوت، طراحی و توسط مدولاتور فضایی دامنه‌ای نور تولید شدند. فرآیند کانونی شدن پرتو لیزر توسط المان‌های قطاعی و همچنین طرح گلبرگ مانند پرتو برای این المان‌ها مشاهده و ثبت گردید.

مرجع‌ها

[1] ۱.J. Rafighdoost, and et. al, "Azimuthally phase-shifted Fibonacci zone plate," Journal of the Optical Society of America B.(۲۰۲۰)

[2] ۲.Z. ZHANG, and et. al, "Hybrid-level Fresnel zone plate for diffraction efficiency enhancement," OPTICS EXPRESS **25**, 3367 .(۲۰۱۷)

[3] ۳.M. Mohagheghian, and S. GhavamiSabouri, "Laser wavelength measurement based on a digital micromirror device," IEEE photonics technology letters **30**, 1186-1189.(۲۰۱۸)

[4] ۴.W. Watanabe, D. Kuroda, K. Itoh, and J. Nishii, "Fabrication of Fresnel zone plate embedded in silica glass by femtosecond laser pulses," Optics Express **10**, 978-978.(۲۰۰۲)

[5] ۵.N. a. F. Zambale, G. J. H. Doblado, and N. Hermosa, "OAM beams from incomplete computer generated holograms projected onto a DMD " Journal of the Optical Society of America B **34**, 1905-1911.(۲۰۱۷)

[6] ۶.A.Vijayakumar, and S. Bhattacharya, *Design and Fabrication of Diffractive Optical Elements with MATLAB*.(۲۰۱۷)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۱۵۹۴-۱۰-A

آشکارسازی مکان نانوذرات طلای به تله افتاده در انبرک نوری به روش ماره

علی اکبر خُرشاد[1*]، محمدرضا رحیمی تبار[1] و سیدنادر سیدریحانی[1]

[1]دانشگاه صنعتی شریف، تهران، ایران
***Khorshad@sharif.edu**

چکیده –تله اندازی نوری نانوذرات طلا با هدف نیروسنجی و آزمایش های زیستی حائز اهمیت است. روش مرسوم اندازه گیری مکان این نانوذرات استفاده از QPDدر صفحه کانون پشتی عدسی چگالنده میکروسکوپ طبق یک مدل تداخلی است. در این مقاله به صورت نظری و تجربی نشان داده ایم که با استفاده ازتکنیک ساده، ارزان و در عین حال دقیق ماره می توان مکان نانوذرات طلای به قطر چند ده تا چند صد نانومترِبه تله افتاده در انبرک نوری را با حساسیت به مراتب بیشتراز QPD آشکارسازی کرد. برای نمونه برای نانوذره طلا به قطر ۱۵۰ nm، حساسیت آشکارسازی ماره ۷۱ % بیشتر از QPD است. حساسیت آشکارسازی بیشتر افزایش حد تفکیک فضایی نانو ذره طلا و نهایتاً نیروسنجی اپتیکی دقیقتری را به همراه خواهد داشت.

کلید واژه- تله اندازی نوری، انبرک نوری، آشکارسازی مکان، نانوذرات طلا، تکنیک ماره

Position Detection of Optically Trapped Gold Nano-particles using Moiré Technique

Ali Akbar Khorshad[1*], Mohammad Reza Rahimi-tabar[1], and Seyed-Nader Seyed-Reihani[1]

[1]Sharif University of Technology, Tehran, Iran
Khorshad@sharif.edu

Abstract- Optical trapping of Gold Nano-Particles (GNP) is important due to their higher trap efficiencies and also single molecule biophysics experiments. The conventional method for position detection of GNP is QPD according to a back-focal-plane interferometry model. In this paper we show, both by theory and experiment, that simple,inexpensive and precise Moiré Technique (MT) is able to measure GNP position more sensitive than that of the QPD method for 20-250 nm range GNP. As an example, MT provides 71% higher detection sensitivity in compared to the QPD method for 150 nm diameter gold bead. However, larger detection sensitivity potentially increases spatial resolution of GNP, leads to measure optical forces more accurately.

Keywords: Optical trapping, Optical tweezers, Position detection, Gold Nano-particles, Moiré technique

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

انبرک نوری که اولین بار توسط آرتور اشکین (برنده جایزه نوبل فیزیک ۲۰۱۸)معرفی شد[۱] یک باریکه لیزر گاوسی پیوسته با مد TEM_{00} است که توسط عدسی شیئی میکروسکوپ شدیداً کانونی شده است. این وسیله کاربردهای گسترده ای در شاخه های فیزیک، فنآوری نانو و علوم زیستی یافته است. ذرات با ابعاد نانومتر و میکرومتر، از جنس دی الکتریک یا فلز با ضریب شکست بیشتر از محیط اطراف، در کانون باریکه لیزر انبرک نوری به دام افتاده و به جهت خاصیت فنرگونهیِ نیروی خالص وارد بر آنها می توانند نقش نیروسنجی و اعمال نیرو در مقیاس فمتونیوتن تا پیکونیوتن را به عهده داشته باشند. به علت همپوشانی مقیاس این نیرو با نیروهای موجود در اجزای زیستی،انبرک نوری در شاخه علوم زیستی بسیار مورد توجه است. برای مقاصد نیروسنجی، مکان ذره به تله افتاده باید به صورت دقیق اندازه گیری شود که اصطلاحاً به آشکارسازی در انبرک نوری معروف است. روش مرسوم آشکارسازی استفاده از فوتودیود چهارتایی (QPD) در صفحه کانون پشتی عدسی چگالنده میکروسکوپ طبق یک مدل تداخلی است که توسط اشمیت و همکارانش معرفی شده است[۲]. در مدل پیشنهادی، با تغییر مکان ذره به دام افتاده، شدت باریکه لیزر عبوری از آن که به QPD می رسد افت و خیز کرده طوری که تفاضل شدت نیمه های راست و چپ و بالا و پایینQPD به ترتیب معادل با میزان جابجایی ذره در راستاهای افقی و عمودی خواهد بود. اخیراً گرایش به تله اندازی نانوذرات فلز طلا افزایش یافته است. علت آن از یک طرف قدرت تله ۷ برابری نانو ذرات طلا نسبت به نانو ذرات با اندازه مشابه و جنس دی الکتریک است، از طرف دیگر جذب بالای تابش الکترومغناطیس در طول موج تله اندازیnm ۱۰۶۴است که پتانسیل تخریب بافت های ناسالم در تحقیقات سرطان را دارد. تاکنون با تلاش های صورت گرفته امکان تله اندازی نانوذرات طلای با قطر nm ۲۵۴-۱۸ فرآهم شده است و اخیراً تله اندازی کوچکترین نانو ذره طلا به قطر nm ۹/۵ توسط دکتر سیدریحانی و همکارانش به ثبت رسیده است[۳]. علیرغم پژوهش های فراوان در زمینه تله اندازی، در راستای آشکارسازی نانوذرات طلا تنها یک پژوهش صورت گرفته و آن معرفی روش تمام نگاری دیجیتال با همدوسی پایین (Low coherence digital holography) توسط Yoshio Hayasaki است[۴] که عملاً برای نانوذرات چند ده نانومتری کارآمد نیست.

در پژوهش های قبلی به صورت تئوری و تجربی نشان داده‌ایم که با استفاده از انحراف سنج ماره می‌توان به آشکارسازی میکروکره دی الکتریک به دام افتاده در انبرک نوری با حساسیت آشکارسازی به مراتب بیشتر از روش مرسوم QPD پرداخت[۶-۵]. انحراف سنج ماره متشکل از دو توری پراش است که یکی در فاصله تالبوت دیگری قرار دارد. این آشکارساز طبق مدل پیشنهادی توسط اشمیت [۲] بکار گرفته می‌شود. تفاضل شدت دو نیمه متقارن نقش ماره و همچنین جفت فریزهای متقابل با جابجایی ذره در تله رابطه خطی دارد که این به عنوان معیار آشکارسازی عمل می کند. در این مقاله به صورت شبیه سازی و تجربی نشان می‌دهیم که ایده آشکارسازی در انبرک نوری با استفاده از تکنیک ماره را می‌توان به نانوذرات طلای به شعاعnm ۲۵۰- ۲۰ تعمیم داد که برتری آن حساسیت بیشتر در آشکارسازی و در نتیجه افزایش حد تفکیک فضایی جهت مقاصد نیروسنجی در نمونه های زیستی است.

شبیه سازی

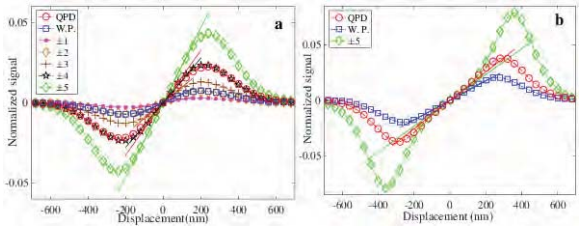
در پژوهش های قبلی به طور مفصل به فرمول بندی نظری آشکارسازی عرضی و محوری ذره‌یِ در تله با استفاده از تکنیک ماره پرداخته شده است[۶-۵]. حال برای تعمیم این تئوری به نانوذرات طلا باید کمیت قطبش

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

پذیری موجود در دامنه میدان پراکنده شده را به صورت رابطه Claussius-Mossotti یعنی

$$\alpha = \alpha' + i\alpha'' = 3V' \frac{\epsilon_g - \epsilon_w}{\epsilon_g + 2\epsilon_w} \qquad (1)$$

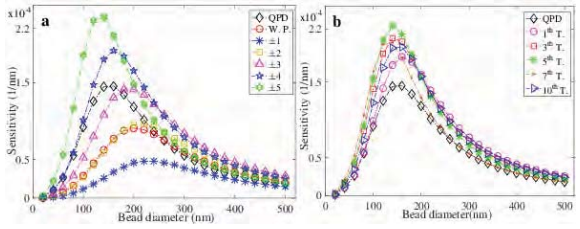
در نظر گرفت که در آن $\epsilon_g = -54 + i5.9$، ϵ_w و V' به ترتیب گذردهی طلا، گذردهی آب و حجم اصلاح یافته است. توجه کنید که بخش های حقیقی و موهومی گذردهی طلا به ترتیب شکست و جذب نور در فلز را توصیف می‌کنند. از آنجا که میدان الکترومغناطیس داخل یک حجم فلزی تضعیف می‌شود ذرات با شعاع $r \ll \delta$ (δ عمق پوسته است که برای فلز طلا در طول موج nm ۱۰۶۴برابر nm ۲۳است) توسط نور به صورت یکنواخت قطبیده می‌شوند. حال آن که برای ذرات با شعاع $r \simeq \delta$ میدان الکتریکی به صورت نسبی داخل ذره نفوذ کرده و از این رو به جای حجم اصلی باید حجم اصلاح شده $V' = 4\pi \int_0^a r^2 \exp[(r-a)/\delta] dr$ را در نظر گرفت که در آن a شعاع ذره است. جهت شبیه سازی، کدهایی را تحت نرم افزار متلب از روی تئوری پایه ریزی شده نوشته-ایم که به نتایج حاصل از آن می‌پردازیم. شکل ۱ منحنی آشکارسازی به روش ماره (کل نقش ماره و همچنین جفت فریزهای متقابل) و QPD را برای نانوذرات طلا به قطر nm(a)۱۵۰و nm (b) ۲۴۰ نشان می‌دهد. با توجه به شکل ۱(a) مشاهده می‌شود که در منحنی‌های آشکارسازی ماره همانند QPD یک بازه خطی آشکارسازی وجود دارد و علاوه بر آن بیرونی ترین جفت فریز متقابل بیشترین حساسیت آشکارسازی را داراست. بنابراین می-توان با تکنیک ماره به آشکارسازی نانوذرات طلا با حساسیت به مراتب بیشتر از روش مرسوم QPD پرداخت. با توجه به شکل ۱(b) خمشی در منحنی آشکارسازی ذره به قطر nm ۲۴۰ مشاهده می‌شود که در ذره به قطر nm ۱۵۰(شکل ۱(a)) وجود ندارد. این پدیده که کاهش حساسیت



شکل ۱ : سیگنال آشکارسازی بر حسب جابجایی نانو ذره طلا به قطر nm ۱۵۰ (a) و nm ۲۴۰ (b) به روش های ماره و QPD. اینست .W.P بیانگر کل نقش ماره و ±1، ±2 و ... معرف شماره جفت فریزهای متقابل است.

آشکارسازی را به همراه دارد به خاطر غلبه سهم جذب بر پراکندگی باریکه لیزر توسط اندازه های خاصی از نانو ذرات طلاست. چرا که پراکندگی بیشتر حساسیت آشکارسازی بیشتری را به همراه خواهد داشت.

در یک شبیه سازی دیگر با در نظر گرفتن قطر نانو ذره طلا و فاصله تالبوت به عنوان پارامتر، حساسیت آشکارسازی هر دو روش محاسبه شده که نتایج آن در شکل (۲) آمده است. با توجه به شکل ۲(a) مشاهده می-شود که بیرونی ترین جفت فریز متقابل و نانو ذره طلا به قطر nm ۱۵۰ بیشترین حساسیت آشکارسازی را داراست. همچنین با توجه به شکل ۲(b) برای طیف نانوذرات طلا نیز یک فاصله تالبوت بهینه وجود دارد که به ازای آن حساسیت آشکارسازی ماره بیشینه است.در این مورد فاصله تالبوت پنجم بهینه است که حساسیت آشکارسازی آن برای نانو ذره طلا به قطر nm ۱۵۰ حدود ۵۰ % بیشتر از QPD است.

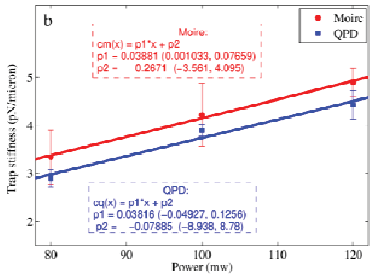


شکل ۲ : حساسیت آشکارسازی بر حسب قطر نانوذره طلا برای جفت فریزهای متقابل (a)و فواصل تالبوت متفاوت (b).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

کارهای تجربی

همه آزمایش های این مقاله در آزمایشگاه "انبرک نوری و میکرودستکاری زیستی ۱" دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شریف انجام شده است. جزییات چیدمان به طور مفصل در مراجع [۶-۵] شرح داده شده است. غلظت محلول نانوذره های طلا به قدری کم بوده است که در ابتدای آزمایش پس از گذشت مدت زمانی تنها یک نانو ذره طلا به تله بیفتد. بعلاوه تعداد نانوذره ها به صورت برخط از روی منحنی طیف توانی یا واریانس داده های مکانی قابل ردیابی است. به عنوان یک آزمایش کنترلی جهت درجه بندی انبرک نوری به روش طیف توانی، یک نانو ذره طلا به قطر ۲۰۰ nm به تله افتاده و هر دو سیستم آشکارسازی، سیگنال مکانی ذره را با فرکانس ۵ KHz برای مدت زمان ۵s ثبت کرده اند. با تحلیل طیف توانی داده های مکانی، مقدار ثابت سختی تله میانگین برای هر دو روش آشکارسازی ماره و QPD به ترتیب $(2.60 \pm 0.05)\frac{pN}{\mu m}$ و $(2.60 \pm 0.08)\frac{pN}{\mu m}$ اندازه گیری می‌شود که اعتبار آشکارسازی نانوذرات طلا به روش ماره را تایید می‌کند. در پایان برای بررسی اثر خطی بودن ثابت سختی تله با توان لیزر ورودی که به هالمارک انبرک نوری معروف است آزمایشی شبیه آزمایش یاد شده با نانو ذره طلا به قطر ۱۵۰ nm انجام شده است که نتایج حاصل از آن در شکل ۳ آورده شده است. مشاهده می‌شود که همچنان ثابت سختی تله در توان های مختلف برای هر دو روش آشکارسازی یکسان است. لازم به ذکراست که آزمایش های مربوط به بررسی اثر فاصله تالبوت در حساسیت آشکارسازی ماره که به نتایج شبیه سازی آن در شکل ۲ اشاره شد، در حال انجام است.



شکل ۳ : خطی بودن قدرت تله با توان برای نانو ذره طلا به قطر ۱۵۰ nm.

نتیجه‌گیری

در این مقاله نشان دادیم که ایده آشکارسازی در انبرک نوری با استفاده از انحراف سنج ماره برای نانوذرات فلزی از جمله طلا قابل تعمیم است. این روش حساسیت آشکارسازی بیشتر و در نتیجه حد تفکیک فضایی بهتری را به همراه دارد.

سپاسگزاری

از صندوق حمایت از پژوهشگران و فناوران کشور جهت گرنت به شماره ۱۳۶۲۰ ۹۸۰ سپاسگزاریم.

مرجع‌ها

[1] A. Ashkin, et al.,"Observation of a single-beam gradientforce optical trap for dielectric particles", Opt. Lett., Vol. 11,No. 5, pp. 288-290, 1986.

[2] F. Gittes, et al., "Interference model for back-focal-planedisplacement detection in optical tweezers", Opt. Lett., Vol. 23,No. 1, pp. 7-9 1998.

[3] F. Hajizadeh, et al., "Optimized optical trapping of gold nanoparticles," Opt. express, Vol.18, No. 2, pp. 551–559, 2010.

[4] T. Higuchi,et al., "Three-dimensional positioning of opticallytrapped nanoparticles," Appl. Optics,Vol. 50, No. 2, pp. 183–188, 2011.

[5] A. A. Khorshad, et al., "Moiré deflectometry-based positiondetection for optical tweezers", Opt. Lett., Vol. 42, No. 17, pp.3506-3509, 2017.

[6] A. A. Khorshad, et al., "Axial position detection for optical tweezers based on Moiré Deflectometry", Opt. Commun., Vol. 446, pp.33-38, 2019.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۵۳-۱۰-A

اندازه‌گیری غلظت محلول‌ها با کمک پراش نور لیزر

سنا بهمن‌پور، علی خانیها و علی محمودی

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه قم

bahmanpoursana@gmail.com, alikhaniha14@gmail.com, a.mahmoudi@qom.ac.ir

چکیده - در این مقاله امکان کاربرد پراش نور لیزر در اندازه‌گیری دقیق غلظت محلول گلوکز بررسی شده است. با انجام آزمایش، نشان داده‌ایم که نمایانی ناحیه‌ی مرکزی طرح پراش نور از لبه‌ی یک تیغه شیشه‌ای،با تغییر غلظت محلول اطراف شیشه تغییر می‌کند. این تغییر به صورت دوره‌ای است و دوره تغییرات نمایانی به ضخامت شیشه و ضریب شکست آن بستگی دارد. با تغییر ضخامت شیشه (یا ضریب شکست آن)، بازه غلظت‌های قابل اندازه‌گیری و دقت اندازه‌گیری را می‌توان تنظیم کرد. در مقایسه با روش‌های دیگری که معمولاً در اندازه‌گیری غلظت محلول‌ها به کار می‌رود، روش گزارش شده ساده‌تر، ارزان و دقیق است.

کلیدواژه- اندازه‌گیری نوری، پراش نور، غلظت محلول

Measurementof Solution Concentration using Laser Light Diffraction

Sana Bahmanpour, Ali Khaniha, and Ali Mahmoudi

Physics Department, Faculty of Sciences, University of Qom

bahmanpoursana@gmail.com, alikhaniha14@gmail.com, a.mahmoudi@qom.ac.ir

Abstract- In this paper we describe an experimental method for measurement of glucose solution concentration based on laser light diffraction. It is shown that if laser light is diffracted from the edge of a glass plate immersed in a solution, then visibility of diffraction fringes in the central region of diffraction pattern is varied with solution concentration and this variation is periodic. By choosing glass plates with known refractive index and thickness, the accuracy and extent of measurable concentrations can be changed. The proposed method is simple, inexpensive and accurate.

Keywords: Light Diffraction, Optical Metrology, Solution Concentration

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

سنجش غلظت محلول‌ها در حوزه‌های مختلفی از دانش، فناوری و صنعت مورد توجه است. این حوزه‌ها از صنایع شیمیایی و غذایی تا پزشکی و بهداشت را دربرمی‌گیرد. از این میان به‌طور نمونه اندازه‌گیری غلظت محلول گلوکز در صنایع غذایی و شیمیایی و نیز پزشکی مورد توجه است.روش‌های مختلفی برای این سنجش وجود دارد که از این میان روش‌های سریع و غیرمخرب مانند روش‌های اپتیکی بیشتر مورد توجه هستند. روش‌های اپتیکی اندازه‌گیری غلظت محلول‌ها به طور مثال شامل طیف-سنجی عبوری برای محلول‌های آبی[۱] و تداخل‌سنجی نوری بر پایه فیبر[۲و۳] می‌باشند. از سوی دیگر در چند سال گذشته کاربرد پراش نور از پله فازی[۴] در اندازه‌گیری‌های دقیق توسط محققین متعددی گزارش شده است. از جمله این اندازه‌گیری‌ها می‌توان به سنجش دقیق ضریب شکست[۵] و سنجش میزان همدوسی نور[۶] اشاره کرد. در این مقاله گزارشی از روش اندازه‌گیری غلظت محلول گلوکز برپایه پراش نور لیزر ارائه می‌کنیم. تغییر غلظت محلول گلوکز سبب تغییر نمایانی(visibility) طرح پراش نور از لبه‌ی یک شیشه درون محلول می‌گردد. بنابراین با مدرج‌سازی دقیق نمایانی برحسب غلظت، قادر به اندازه‌گیری غلظت محلول هستیم. دقت اندازه‌گیری و بازه‌ی غلظت‌های قابل اندازه‌گیری با این روش با انتخاب شیشه مناسب (از نظر ضریب شکست و ضخامت) قابل تنظیم است. با انتخاب شیشه‌ی نازکتر، می‌توان بازه‌ی غلظت‌های قابل اندازه‌گیری را گسترش داد و همچنین با افزودن ضخامت شیشه می‌شود توان تفکیک را بهبود بخشید.

پراش نور از لبه جسم شفاف

در پراش نور موازی، همدوس و تکفام از پله فازی(مثل لبه یک تیغه شیشه‌ای)، تابع توزیع شدت نور در صفحه مشاهده را می‌توان به سادگی محاسبه کرد[۷]؛ این توزیع شدت،تابع طول موج و دامنه نور فرودی، زاویه فرود نور، فاصله پرده مشاهده از پله و تغییر فاز ایجاد شده توسط پله است و تغییر هر یک از این عوامل، طرح پراش را دچار تغییر می‌کند. اگر از یک پرتوی نور تک‌رنگ موازی(مانند لیزر HeNe) بهره برده و فاصله پله فازی تا پرده مشاهده (دوربین CCD) را ثابت نگه داریم، آنگاه با تغییر اختلاف فاز می توان تغییرات طرح پراش را ثبت و بررسی کرد.

از طرف دیگر در پراش از لبه شیشه،اختلاف فاز بین پرتوهای عبوری از دو سوی لبه از معادله (۱) پیروی می‌کند.

$$\varphi = kh\left(\sqrt{N^2 - n^2\sin^2\theta_i} - n\cos\theta_i\right) \qquad (۱)$$

در معادله (۱)، h ضخامت شیشه، k عدد موج نور فرودی (برابر با $\frac{2\pi}{\lambda}$)،Nضریب شکست شیشه، n ضریب شکست محیط اطراف شیشه و θ_iاختلاف زاویه‌ی فرود نور بر لبه شیشه (نسبت به خط عمود بر شیشه) می‌باشند. در حالت فرود عمودی نور بر لبه شیشه، $\theta_i = 0^\circ$ بوده و معادله (۱) به شکل زیر ساده می‌شود:

$$\varphi = kh\left(N - n\right) \qquad (۲)$$

معادله (۲) نشان می‌دهد که با ثابت بودن ضخامت و ضریب شکست شیشه و طول موج نور، اختلاف فاز و در نهایت طرح توزیع شدت در صفحه CCD، تنها به ضریب شکست محیط اطراف شیشه وابسته خواهد بود و به ازای هر 2π اختلاف فاز، طرح پراش تغییر دوره‌ای دارد.

اگر دامنه تغییر غلظت محلول خیلی گسترده نباشد انتظار می‌رود بین غلظت و ضریب شکست محلول رابطه‌ای خطی برقرار باشد[۸]:

$$n_2 - n_1 = M\left(C_2 - C_1\right) \qquad (۳)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

که در این رابطه، n_1 و C_1 و n_2 و C_2 ضریب شکست و غلظت محلول در دو نقطه متفاوت و M ضریبی ثابت وابسته به نوع محلول می‌باشد.بنابراین با افزایش تدریجی غلظت، اختلاف فاز (۲) به تدریج افزایش می‌یابد.

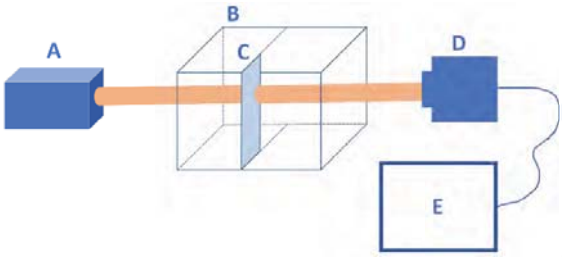
با ترکیب معادلات (۲) و (۳)، تغییرات اختلاف فاز نور را می‌توان به صورت معادله (۴) به تغییر غلظت محلول مربوط کرد:

$$|\Delta\varphi| = Mkh\Delta C \qquad (۴)$$

تغییر اختلاف فاز بالا، سبب تغییر دوره‌ای طرح پراش خواهد شد و نمایانی طرح به‌صورت دوره‌ای تغییر می-کند.پس تغییرات غلظت به صورت مستقیم و قابل محاسبه‌ای بر روی میزان نمایانی تاثیر خواهد گذاشت؛ که با توجه به معادله (۴) و ثابت بودن طول موج، هرچه ضخامت شیشه کاهش یابد، هر دوره تناوب از نمایانی معادل بازه‌ی وسیع‌تری از غلظت خواهد شد.

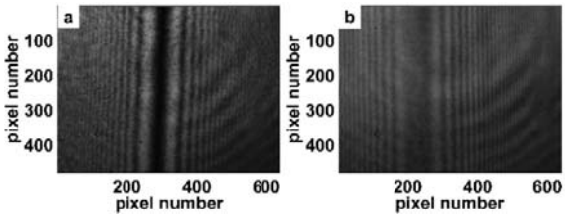
چیدمان و آزمایش

در شکل ۱ نور لیزر هلیم-نئون (A) با طول موج ۶۳۳ نانومتر بر لبه شیشه (C) تابانده می‌شود. شیشه درون محفظه‌ای شفاف (B) محتوی محلول آبی گلوکز قرار داده شده است. با افزایش تدریجی غلظت محلول، در هر غلظت معین طرح پراش توسط دوربین (D) ۱۲ بیتی Celestron 618Mثبت و سپس مجموعه تصاویر با کمک یک برنامه متلب با رایانه (E)تحلیل می‌شوند.

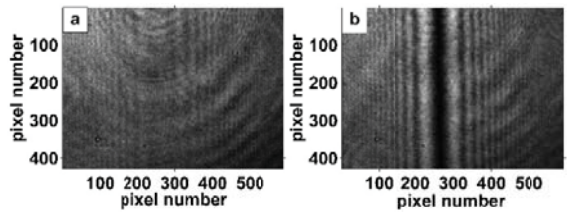


شکل۱: چیدمان آزمایش

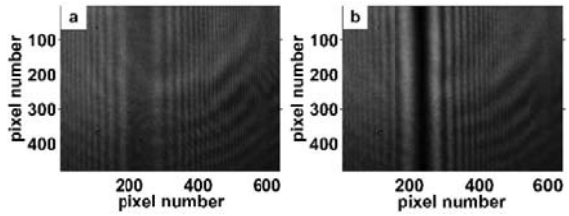
در انجام آزمایش مذکور دو تیغه‌ی شیشه‌ای با ضخامت‌های مختلف (شیشه ضخیم با ضخامت حدود یک میلی‌متر و شیشه نازک با ضخامت حدود دو دهم میلی‌متر) درون محلول آبی گلوکز قرار گرفته، سپس برای هر شیشه با افزایش تدریجی غلظت محلول، تصاویر طرح پراش مربوطه ثبت شده و مورد تحلیل قرار گرفتند. چند نمونه از تصاویر ثبت شده در شکل های ۲ تا ۴ آورده شده است.



شکل۲: طرح پراش در غلظت یکسان $0.299\ \frac{mg_{glucose}}{cc}$ برای a) شیشه نازک وb) شیشه ضخیم



شکل۳: طرح پراش برای شیشه نازک در دو غلظت متفاوت a) $22.525\ \frac{mg_{glucose}}{cc}$ وb) $11.661\ \frac{mg_{glucose}}{cc}$



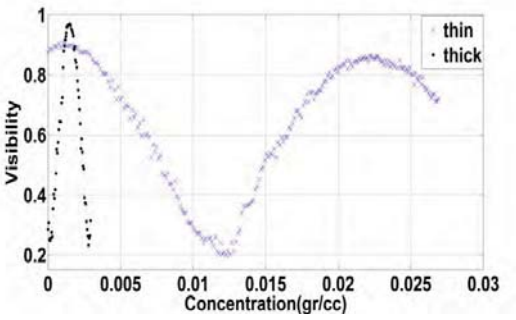
شکل۴: طرح پراش برای شیشه ضخیم در دو غلظت متفاوت a) $1.235\ \frac{mg_{glucose}}{cc}$ وb) $0.150\ \frac{mg_{glucose}}{cc}$

نمایانی برای سه نوار مرکزی طرح پراش با معادله (۵) محاسبه می شود.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$$V=\frac{\frac{I_{R\max}+I_{L\max}}{2}-I_{C\min}}{\frac{I_{R\max}+I_{L\max}}{2}+I_{C\min}} \quad (۵)$$

$I_{C\min}$ شدت نوار تاریک مرکزی و $I_{R\max}$ و $I_{L\max}$ شدت نوارهای روشن سمت راست و چپ نوار تاریک مرکزی است. در شکل ۵ تغییرات نمایانی با افزایش غلظت محلول برای دو شیشه با ضخامت متفاوت، دیده می‌شود و تغییر دوره‌ای نمایانی با تغییر غلظت به خوبی قابل مشاهده است. همچنین بخش هایی از نمودار تقریباً خطی بوده و دوره تناوب نمایانی برای شیشه نازک بیشتر(حدود ۵ برابر)از دوره تناوب برای شیشه ضخیم می‌باشد. بنابراین گستره غلظت‌های قابل اندازه‌گیری با شیشه نازک بیشتر(حدود ۵ برابر)است. از سوی دیگر شیب تغییر نمایانی برای شیشه ضخیم تندتر و بنابراین حساسیت به تغییرات اندک غلظت زیادتر می‌باشد. در ناحیه خطی هر نمودار، با مدرج‌سازی تغییرات نمایانی برحسب غلظت، رابطه‌ای تجربی بین نمایانی و غلظت می‌توان استخراج کرد. بنابراین، از این روش می‌توان برای سنجش غلظت در گستره مورد نیاز بهره برد. همچنین با تغییر ضخامت یا ضریب شکست شیشه، توان تفکیک اندازه‌گیری و بازه غلظت‌های قابل سنجش را می توان تنظیم کرد.



شکل۵: تغییر دوره‌ای نمایانی برحسب غلظت برای دو شیشه نازک و ضخیم.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، کاربرد پراش نور لیزر از لبه یک جسم شفاف(شیشه) برای سنجش غلظت محلول بررسی شده است. تغییر نمایانی طرح پراش از لبه شیشه را می‌توان به عنوان معیاری از غلظت محلول اطراف شیشه در نظر گرفت. نشان داده‌ایم که با تغییر ضخامت یا ضریب شکست شیشه، می‌توان بازه‌ی غلظت‌های قابل اندازه‌گیری و توان تفکیک روش را تنظیم کرد. روش پیشنهادی ساده، ارزان و دارای دقت مناسب است.

مرجع‌ها

[1] P. S. Jensen, J. Bak, "Near-Infrared Transmission Spectroscopy of Aqueous Solutions: Influence of Optical Path length on Signal-to-Noise Ratio", Appl. Spectrosc., Vol. 56, No. 12, pp. 1600-1606, 2002.

[2] B. H. Lee, et al, "Interferometric Fiber Optic Sensors", Sensors, Vol. 12, No. 3, pp. 2467-2486, 2012.

[3] F. Wang, et al, "Three-core fiber cascade asymmetric dual-taper robust structure for the simultaneous measurement of a mass concentration of a glucose solution and temperature", Opt. Comm., Vol. 461, p. 125227, 2020.

[4] H. Salvdari, M. T. Tavassoly, "Fresnel diffraction from the edge of a transparent plate in the general case", JOSA A, Vol. 35, No. 3, pp. 496-503, 2018.

[5] M. T. Tavassoly, A. Saber, "Optical refractometry based on Fresnel diffraction from a phase wedge", Opt. Lett., Vol. 35, No. 21, pp. 3679-3681, 2010.

[6] H. Hooshmand-Ziafi, M. Dashtdar, K. Hassani, "Measurement of the full complex degree of coherence using Fresnel diffraction from a phase discontinuity", Opt. Lett., Vol. 45, No. 13, pp. 3737-3740, 2020.

[7] M. Amiri, M. T. Tavassoly, "Fresnel diffraction from 1D and 2D phase steps in reflection and transmission modes", Opt. Comm., Vol. 272, No. 2, pp. 349-361, 2007.

[8] C. Y. Tan, Y.X. Huang, "Dependence of refractive index on concentration and temperature in electrolyte solution, polar solution, nonpolar solution, and protein solution", Journal. of Chem. & Eng. Data, Vol. 60, No. 10, pp. 2827-2833, 2015.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۷۸-۲۰-۱۰-A

بررسی عناصر تشکیل‌دهنده باکتری اشرشیا کلی در فازهای مختلف رشد با بهره‌گیری از طیف‌نگاری فروشکست القایی لیزری

احمد ناصری[۱]، جواد خلیل‌زاده[۱]، ، سید محمدرضا دربانی[۲]، عبدالله اسلامی‌مجد[۲]، محمدرضا اکبری[۳] ، شاهین فریدفر[۳]

۱.مرکز علم و فناوری لیزر اپتیک، دانشگاه جامع امام حسین(ع). ۲.پژوهشکده علوم و فناوری اپتیک و لیزر، دانشگاه صنعتی مالک اشتر.
۳.مرکز علم و فناوری زیست‌شناسی، دانشگاه جامع امام حسین(ع).

چکیده – در این مقاله با بهره‌گیری از طیف‌نگاری فروشکست القایی لیزری(LIBS) عناصر تشکیل‌دهنده باکتری اشرشیا کلی در فازهای مختلف رشد بررسی و مقایسه شده است. نمونه بررسی شده، نمونه غیر بیماری‌زا از باکتری اشرشیا کلی است که در سه مرحله زمانی از فاز رشد با چگالی اپتیکی ۰/۴ ، ۰/۸ و ۱/۲ کشت داده شده است. نمونه‌های باکتری بدست آمده در هر مرحله از فاز رشد، پس از خشک‌شدن به شکل قرص تبدیل شده‌است. طیف باکتری در هر سه مرحله با چیدمان استاندارد و رومیزی LIBSCAN100 بدست‌آمده است. بر اساس نتایج حاصل از آزمایش‌هادر شرایط یکسان ، عناصر کلسیم، سدیم، پتاسیم، و پیوند مولکولی CN در طیف نمونه‌ها مشاهده شده و شدت نسبی آن‌هابا یکدیگر مقایسه شده است. نتایج حاصل از طیف‌ها، نشان می‌دهد طیف‌نگاری LIBS قابلیت و توانایی شناسایی و تفکیک فازهای مختلف رشد باکتری از یکدیگر را دارد.

کلید واژه- طیف‌نگاری فروشکست القایی لیزری، باکتری، فاز رشد، آماده‌سازی نمونه، اشرشیا کلی.

Investigationof the constituentelements ofescherichiacoli bacterial in different growth phases using laser induced breakdown spectroscopy

Ahmad Naseri[1], Javad Khalilzadeh[1], Seyyed Mohammad Reza Darbani[2],AbdollahEslamimajd[2], Shahin Faridfar[3], Mohammad Reza Akbari[3]

Center of Science and Technology Laser Optics, University of Emam Hossein[1], Institute of Optics and Laser Science and Technology, University of Maleke Ashtar[2], Center of Science and Technology Biology, University of Emam Hossein[3]

Abstract- In this paper, constituent elements of Escherichia Coli bacterial were investigatedand compared using Laser Induced Breakdown Spectroscopy (LIBS). The studied sampleis non-pathogenic Specimen of Escherichia Coli that has been cultured in three time phases of growth phase with optical density 0.4, 0.8 and 1.2. Bacterial samples were prepared at each stage of the growth phase, after freezdry are transformed into tablets. Bacteria spectrum are obtained in all three stagesof growth phase with standard layout and desktop LIBSCAN100. Based on the results of spectroscopy under the same experimental conditions, and compared with glass substrate spectrum, elements of calcium, sodium, potassium and CN molecular bonds were observed in the spectra of samples and their relative intensities were compared with each other. The results of the spectroscopy investigation show that laser Induced Breakdown Spectroscopy is capable of identification and discrimination different phases of bacterial growth from each other.

Keywords: Laser Induced Breakdown Spectroscopy, Bacteria, Growth Phases, Sample preparation,Escherichia Coli

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

طیف‌نگاری فروشکست القایی لیزری، یک روش طیف‌نگاری گسیل اتمی است که به‌صورت گسترده‌ای برای مشخصه‌یابی و تحلیل عنصری گونه‌های ناشناخته بکار رفته است[۱] .اساس این روش مبتنی بر تحلیل طیف گسیلی از تابش پلاسمای تولیده شده از پالس لیزری با چگالی توان بالا است. این روش طیف‌نگاری را می‌توان به عنوان یک ابزار سریع، ارزان، با حساسیت و دقت بالا برای شناسایی میکروساختارهای بیولوژیک نیز بکار برد. در چندین پژوهش به منظور مشخصه‌یابی سریع نمونه‌های باکتری از ویژگی اثر انگشتی طیف عنصری مبتنی بر LIBS استفاده شده است[۲]. در مقاله قبلی ما، عناصر دو نمونه مختلف از باکتری‌ها در فاز نهایی رشد بررسی و مطالعه شده است [۳]. در این مقاله و برای اولین بار در کشور، عناصر تشکیل‌دهنده نمونه باکتری غیربیماری‌زای Escherichia Coli در سه مرحله مختلف از فاز رشد با بهره‌گیری از طیف‌نگاری فروشکست القایی لیزری بررسی شده است.

آماده‌سازی نمونه‌های باکتری

نمونه باکتری غیربیماری‌زای Escherichia Coli که در آزمایش‌ها بکار رفته، به روش زیر تهیه و آماده شده است:۱- ابتدا باکتری در سطح آگار رشد داده شده و یک کلنی از آن به ۵ میلی‌لیتر محیط کشت LB منتقل و در گرمخانه با دمای ۳۵ درجه‌سانتی‌گراد به مدت یک شبانه روز گذاشته شد. پس از بررسی زیر میکروسکوپ نوری و تایید مورفولوژی و خلوص باکتری، یک میلی لیتر از آن در گرمخانه با دمای ۳۵ درجه سانتی‌گراد گرمخانه‌گذاری و هوادهی شد. ۲- از سوسپانسیون باکتری کشت داده شده در سه مرحله از فاز رشد با جذب نوری ۰/۴، ۰/۸ و ۱/۲ نمونه گیری صورت گرفت. نمونه اول پس از ۲/۵ ساعت از شروع فرآیند کشت با جذب نوری ۰/۴، نمونه دوم پس از ۴ ساعت از شروع فرآیند کشت با جذب نوری ۰/۸ و نمونه سوم پس از ۶ ساعت از شروع کشت با جذب نوری ۱/۲ آماده شد.۳- هر سه نمونه به لحاظ خلوص میکروبی بررسی شدند تا در حین فرایند آماده سازی دچار آلودگی نشده باشند. پس از تایید خلوص نمونه‌ها، سلول‌های باکتریایی توسط سانتریفوژ با شتاب ۵۰۰۰g به مدت ۵ دقیقه و دمای ۴ درجه‌سانتی‌گراد جمع‌آوری و محلول رویی دور ریخته شد. ۴-باکتری‌های جمع‌آوری شده در فریزدرایر با دمای ۹۰- درجه سانتی‌گراد و شرایط خلا به میزان ۰/۰۵ میلی بار به پودر خشک اسفنجی شکل تبدیل شد. ۶-در نهایت توسط دستگاه قرص ساز و تحت فشار هیدرولیکی به اندازه ۱۰ بار،قرص با قطر ۷ میلی‌متر و ضخامت ۱ میلی‌متر از سلول‌های باکتریایی فریزدرای شده تهیه گشت.

چیدمان آزمایش

چیدمان آزمایش و طیف‌نگارLIBSCAN100 موجود در آزمایشگاه در شکل ۱ نشان داده شده است.



شکل ۱: سامانه طیف‌نگاریLIBSCAN100.

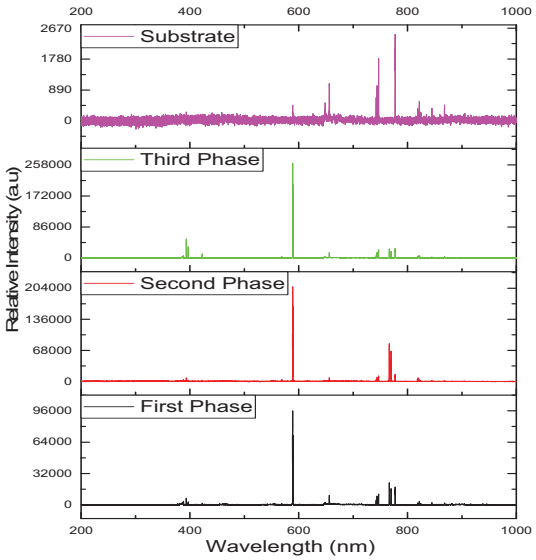
آزمایش‌ها با چیدمان طیف‌نگاری LIBSCAN100 متعلق به شرکتPhotonics Appliedانجام شدند. در این چیدمان که طرحواره‌ی آن در شکل ۱ نشان داده شده، از لیزر Nd:YAG متعلق به شرکت Quantel با طول موج ۱۰۶۴nm، انرژی ۱۰۰ میلی‌ژول، نرخ تکرار ۱۰-۱هرتز و پهنای زمانی$7\pm^{2}$ns استفاده شد. از یک طیف‌سنج ۸ کاناله که قابلیت پوشش طول‌موجی ۱۸۰ تا

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

۱۰۱۷ نانومتر را با تفکیک‌پذیری متغیر ۰/۰۴ تا ۰/۱۵ نانومتر دارد، استفاده شد. آشکارساز از نوع CCD با مدار تاخیرانداز با تاخیر زمانی ۱/۲۷ میکروثانیه و زمان نورگیری ۱/۱ میلی ثانیه استفاده شد. قبل از انجام آزمایش‌های اصلی سیستم مطابق با مرجع [۴] و براساس طیف‌های مس کالیبره شد. قرص باکتری در هنگام طیف‌گیری بر روی یک زیرلایه‌ی شیشه‌ای قرار داده شد.

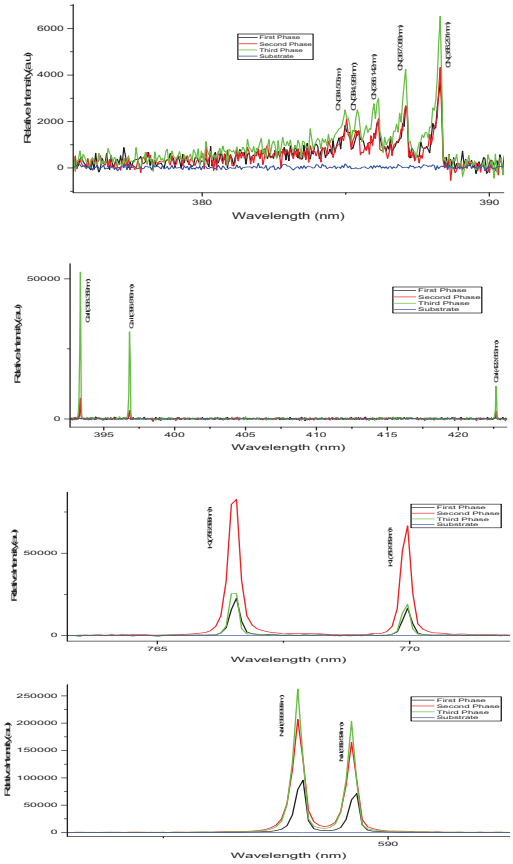
نتایج

طیف باکتری اشرشیا کلی به ترتیب در سه فاز رشد با چگالی اپتیکی ۰/۴ (نمونه اول)، ۰/۸ (نمونه دوم) و ۱/۲ (نمونه سوم)، و طیف زیرلایه شیشه‌ای که نمونه‌ها برروی آن قرارگرفته بودند در شکل ۲ نشان داده شده است. طیف زیرلایه شیشه به علت این بدست آمده که معلوم شود سیگنال‌های مشاهده شده ناشی از نمونه‌هاست نه زیرلایه.بر اساس اطلاعات استخراج شده از طیف نمونه در فازهای مختلف و بر اساس اطلاعات مرجع [۴،۵،۶] قله‌های موجود در طیف مورد بررسی قرارگرفته است.



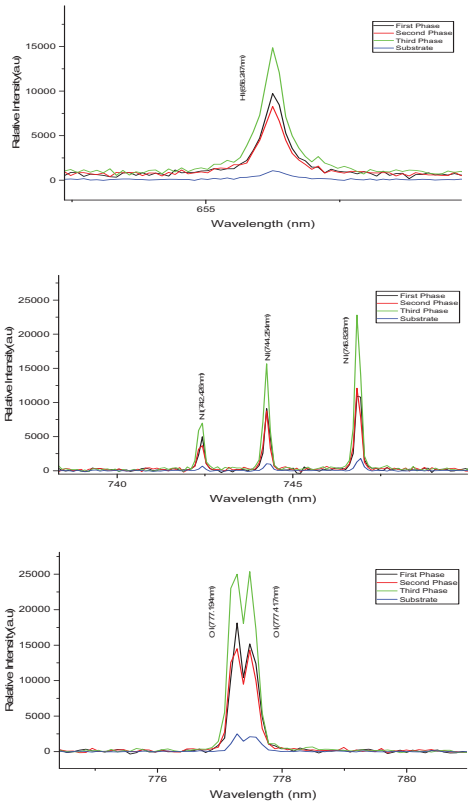
شکل ۲: طیف باکتری اشرشیا کلی در سه فاز رشد و طیف زیرلایه شیشه‌ای.

در شکل۳، قله‌های طیفی مربوط به عناصرکلسیم، سدیم، پتاسیم و پیوند مولوکلی CN در طیف نمونه‌ها در فازهای مختلف ارائه شده است. همانگونه که دیده می‌شود در تمامی فازهای رشد، عناصر اشاره شده وجود دارند و همانگونه که انتظار می‌رود با پیشرفت فرآیند رشد باکتری بر میزان فراوانی عناصر نیز افزوده می‌شود. در طیف زیر لایه شیشه‌ای هیچگونه اثری از عناصر فوق دیده نمی‌شود.در شکل۴ قله‌هایی از طیف نمونه‌ها در فازهای مختلف نشان داده شده که همزمان، در طیف زیرلایه شیشه‌ای نیز مشاهده شده است. این قله‌ها مربوط به عناصر هیدروژن، نیتروژن، اکسیژن و مس است.عناصری همچون فسفر، آلومینیوم، منگنز، منیزیوم، آهن، گوگرد و کربن بر خلاف مرجع [۶]در هیچکدام از مراحل رشد مشاهده نشد.



این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

شکل ۳: نمایش روند تغییرات شدت عناصر پیوند مولکولی CN ، کلسیم، سدیم و پتاسیم در طیف LIBS باکتری در فازهای مختلف رشد.



شکل ۴: نمایش روند تغییرات شدت عناصر هیدروژن، نیتروژن و اکسیژن در طیف LIBS باکتری در فازهای مختلف رشد.

در جدول ۱، عناصر اصلی تشکیل‌دهنده باکتری E. Coliدر فازهای مختلف رشد، در مقایسه با طیف و اطلاعات گزارش شده این باکتری در مرجع[۶] نشان داده شده‌است. علت اختلاف در عناصر موجود در نمونه آزمایش شده در این مقاله و نمونه‌ی مرجع[۶] ناشی از روش تفاوت در نژاد باکتری و تفاوت در آماده‌سازی نمونه‌هاست.

جدول۱:مقایسه عناصر تشکیل دهنده E.coliدر فازهای مختلف رشد.

ردیف	عنصر	طول موج nm[۶]	طول‌موج طیف فاز اول رشد(nm)	طول‌موج طیف فاز دوم رشد(nm)	طول‌موج طیف فاز سوم رشد(nm)	زیر لایه شیشه
۱	Ca II	۳۹۳/۳۹۶	۳۹۳/۳۵۹	۳۹۳/۳۵۹	۳۹۳/۳۵۹	ندارد
۲	Ca II	۳۹۶/۸۴۶	۳۹۶/۸۱۶	۳۹۶/۸۱۶	۳۹۶/۸۱۶	ندارد
۳	Ca I	۴۲۲/۶۷۲	۴۲۲/۶۵۳	۴۲۲/۶۵۳	۴۲۲/۶۵۳	ندارد
۴	Na I	۵۸۸/۹۹۷	۵۸۸/۹۹۵	۵۸۸/۹۹۵	۵۸۸/۹۹۵	ندارد
۶	Na I	۵۸۹/۵۹۲	۵۸۹/۵۹۴	۵۸۹/۵۹۴	۵۸۹/۵۹۴	ندارد
۷	K I	۷۶۶/۴۸۹	۷۶۶/۵۶۸	۷۶۶/۵۶۸	۷۶۶/۵۶۸	ندارد
۸	K I	۷۶۹/۸۹۶	۷۶۹/۹۵۹	۷۶۹/۹۵۹	۷۶۹/۹۵۹	ندارد
۹	CN	۳۸۴/۵۰۵	۳۸۴/۵۰۵	۳۸۴/۵۰۵	۳۸۴/۵۰۵	ندارد
		-	۳۸۴/۹۸۱	۳۸۴/۹۸۱	۳۸۴/۹۸۱	ندارد
		-	۳۸۶/۱۴۲	۳۸۶/۱۴۲	۳۸۶/۱۴۲	ندارد
		-	۳۸۷/۰۸۸	۳۸۷/۰۸۸	۳۸۷/۰۸۸	ندارد
		-	۳۸۸/۲۹۱	۳۸۸/۲۹۱	۳۸۸/۲۹۱	ندارد

نتیجه‌گیری

با توجه به نتایج حاصل از طیف LIBS نمونه‌های ۱تا ۳ ، به جز در چند مورد کلر، فسفر، منگنز، گوگرد، عناصر موجود با عناصر گزارش‌شده در مرجع [۵] یکسان است.همچنین با توجه به بررسی هم‌زمان طیف نمونه‌ها و طیف زیرلایه (شکل ۳و۴) نشان داده شد که بعضی از عناصر، همانند سدیم، کلسیم، پتاسیم و پیوند مولکولی CN به صورت مشترک اما با شدت نسبی متفاوت در هر سه نمونه وجود دارند. بنابراین بر اساس بررسی‌های صورت گرفته در این مقاله و بهره‌گیری از روش‌های شیمی‌سنجی و آماری برای تحلیل طیف‌ها، امکان و قابلیت شناسایی و تفکیک فازهای مختلف رشد نمونه باکتری از یکدیگر وجود خواهد داشت.

مراجع

[1] F.J. Fortes,J.Moros,P. Lucena,L. Cabalín,J. J.Laserna,"Laser-InducedBreakdown Spectroscopy",Anal.Chem.**85**(2),640–669(2013).

[2] S. J. Rehse, "A review of the use of laser-induced breakdown spectroscopy for bacterial classification, quantification, and identification", Spectrochim. Acta Part B 57, 2019.

[3] A. Naseri, J. Khalilzadeh, A. Eslamimajd, S. M. R. Darbani ,M. Hemmati, M. R. Akbari and S. Faridfar, "Possibility of Investigation bacterial samples using laser induced Breakdown spectroscopy", 26th ICOP and 12th ICPED, 2019.

[4] www.NIST.com.

[5] Q. Mohaidat," Laser-Induced Breakdown Spectroscopy (LIBS): An innovative tool for studying bacteria "Thesis 2011.

[6] V. Simakumar, N. U. Sujatha, J. V. Nilesh, P. Srikanth, I. Arumugam, "Bacterial strain discrimination using a low-cost laser-induced breakdown spectroscopy technique under

optimized growth conditions, ” Proc. SPIE 11362, Clinical Bio photonics, 113620A , 2020.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۲۳-۱۰-A

شناسایی آمونیوم نیترات در پوشش پلی‌پروپیلن با استفاده از بیناب نمایی رامان عمیق

مرضیه همتی فارسانی، سیدحسین امیری، سید محمدرضا دربانی و ابوالحسن مبشری

پژوهشکده علوم و فناوری اپتیک و لیزر، دانشگاه صنعتی مالک اشتر، اصفهان

ایمیل نویسنده مسئول: **m.hemati@mut.ac.ir**

چکیده – یکی از محدودیت‌های بیناب‌نمایی رامان آشکارسازی اهداف دارای پوشش است. برای رفع این مشکل روش بیناب نمایی رامان عمیق معرفی شده است. در این پژوهش آشکارسازی آمونیوم نیترات در پوشش پلی‌پروپیلن با استفاده از روش‌های مختلف رامان عمیق انجام شده است. بیشترین نسبت سیگنال به نوفه در طول موج شاخص آمونیوم نیترات ($۱۰۴۳cm^{-1}$) در روش TR-SORS در زمان تاخیر ۱۶۰ns و جابجایی ۴mm ثبت گردید.

کلید واژه- رامان عمیق، جابجایی فضایی، تفکیک زمانی، آمونیوم نیترات، پلی‌پروپیلن.

Detection of Ammonium Nitrate in Polypropylene container by employing Deep Raman Spectroscopy

Marziyeh Hemati Farsani, Seyyed Hossein Amiri, Seyyed Mohammad Reza Darbani and Abolhasan Mobashery

Optics and Laser Science and Technology Research Center, Malek-Ashtar University of Technology, Shahin-shahr

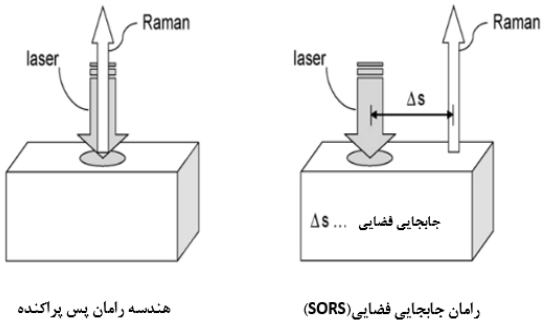
Abstract- One of the limitations of Raman Spectroscopy is detection of concealed samples. To solve this problem, the Deep Raman spectroscopy has introduced. In this research, the detection of ammonium nitrate (AN) inside Polypropylene (PP) container has been successful by deep Raman. Maximum SNR of AN in 1043 cm^{-1} obtained by TR-SORS method with 160 ns delay time and 4 mm offset.

Keywords: Deep Raman, Offset, Time Resolved, Ammonium Nitrate (AN), Polypropylene (PP).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

یکی از چالش‌هایی که در صنایع دفاعی و امنیتی در حوزه شناسایی مواد با آن روبرو هستیم، محدوده گسترده‌ای از نمونه‌های انفجاری است که در پوشش‌های متنوع بسته‌بندی یا پیچیده شده‌اند، به‌گونه‌ای که کاملا مخفی بوده و قابل رویت نیستند. از این‌رو زمانیکه با یک بسته‌بندی ناشناخته و مشکوک روبرو می‌شویم که محتوای آن ممکن است هریک از نمونه‌های انفجاری باشد، اهمیت این حوزه تحقیقاتی و نیازمندی به روشی که علاوه‌بر داشتن ایمنی بالا و غیرمخرب بودن از مزایایی چون سرعت، دقت و حساسیت بالا برخوردار باشد، بشدت احساس می‌شود. بیناب‌نمایی رامان روشی قدرتمند و غیرمخرب است که در حجم کمی از نمونه و بدون نیاز به آماده‌سازی، برای بررسی ساختار مولکولی ماده و بر پایه پراکندگی ناکشسان نور مورد استفاده قرار می‌گیرد[۱]. از معایب بیناب‌نمایی رامان می‌توان به شدت ضعیف و ذاتی آن و همچنین محدودیت در آشکارسازی اهداف دارای پوشش اشاره کرد. در سال‌های اخیر برای رفع این محدودیت در اهداف دارای پوشش روش رامان عمیق[۱] معرفی شده است[۲]. روش‌های بیناب‌نمایی عمقی به سه روش بیناب‌نمایی رامان جابجایی فضایی[۲]، بیناب‌نمایی رامان تفکیک زمانی[۳] و ترکیب این دو روش بیناب‌نمایی رامان جابجایی فضایی تفکیک زمانی شده[۴] تقسیم‌بندی می‌شود. در رامان معمولی فوتون‌ها از سطح نمونه جمع‌آوری می‌شوند و اطلاعات حاصل از چند میلی‌متری سطح نمونه به دست می‌آید. به دلیل اینکه نوردهی و جمع‌آوری نمونه در یک زمان اتفاق می‌افتد، همراه با نور جمع شده پس‌زمینه فلورسانس قوی نیز حضور دارد. یکی از روش‌های رفع این مشکل در مورد نمونه‌های پوشش‌دار، استفاده از روش رامان جابجایی فضایی است. در این روش به‌جای جمع‌کردن نور پراکنده‌شده از محل تابش نور لیزر، یک جابجایی فضایی در محل جمع‌کردن نور نسبت به محل تابش نور ایجاد می‌شود. اکثر فوتون‌هایی که داخل نمونه نفوذ می‌کنند به‌سرعت پس‌پراکنده می‌شوند. آن دسته فوتون‌هایی که پس‌پراکنده نشده‌اند تا چند میلی‌متری محل برخورد لیزر پخش می‌شوند و جمع‌آوری آن‌ها از نقاط مختلف ماده سبب تولید بینابی می‌شود که حاوی اطلاعات جزئی‌تری از عمق‌های مختلف ماده است.



شکل ۱: طرحواره هندسه تجربی بیناب‌نمایی رامان پس‌پراکندگی و جابجایی فضایی[۳]

روش دیگر برای تضعیف فلورسانس و رامان سطح، استفاده از روش تفکیک زمانی است. با توجه به برخوردهای چندگانه در محیط‌های پراکننده، فوتون‌های رامان قبل از بیرون آمدن از سطح، زمان بیشتری در نمونه سپری می‌کنند که منجر به گسترده شدن نمایه زمانی فوتون‌های رامان می‌شود. بنابراین در فوتون‌های رامان لایه‌های عمیق‌تر به دلیل طول مسیر بیشتر، نمایه زمانی نسبت به لایه‌های سطح پهن‌تر است. بنابراین می‌توان با اعمال زمان تاخیر و استفاده از پنجره زمانی مناسب فوتون‌های رامان سطح و فلورسانس را تضعیف و بیناب رامان لایه عمیق‌تر را ثبت نمود.

[1]Deep Raman
[2]Spatially-Offset Raman Spectroscopy (SORS)
[3]Time-Resolved Raman Spectroscopy (TRRS)
[4]Time-Resolved Spatially-Offset Raman Spectroscopy (TR-SORS)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

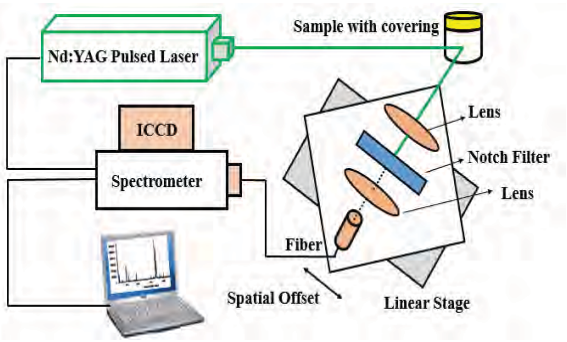
مواد و چیدمان تجربی

ماده انتخاب شده در این پژوهش آمونیوم نیترات[۵](AN) با فرمول شیمیایی NH_4NO_3 است که با تغییراتی در ساختار آن می‌تواند به عنوان یک ماده منفجره کارایی داشته باشد. برخی از مدهای ارتعاشی ماده AN در جدول (۱) آورده شده است. قله‌های cm^{-1} ۷۱۳ و cm^{-1} ۱۰۴۳ معمولا به‌عنوان دو قله شاخص این ماده در بیناب‌ها دیده می‌شوند. به دلیل اینکه اکثر بسته‌بندی‌ها به صورت پوشش پلاستیکی یا پلیمری هستند، بنابراین پوشش پلی‌پروپیلن[۶] با ضخامت ۲میلی‌متر انتخاب و پودر آمونیوم نیترات در این پوشش قرار داده شد.

جدول(۱): مدهای ارتعاشی ماده آمونیوم نیترات[۱]

ارتعاش مولکولی	فرکانس ارتعاشی (cm^{-1})
$V_4(NO_3^-)$, (A_g, B_{1g})	۷۱۵
$V_1((NO_3^-)$, A_g	۱۰۴۳
$V_3((NO_3^-)$, A_g	۱۲۸۸
$V_3((NO_3^-)$, B_{1g}	۱۴۱۶
$V_4(NH_4)$, B_{1g}	۱۴۶۱
$2V_2((NO_3^-)$, A_g	۱۶۵۵

در چیدمان این پژوهش از هماهنگ دوم لیزر پالسی Nd:YAG ساخت شرکت Quantel در طول‌موج ۵۳۲nm، فرکانس ۱۰Hz و انرژی ۱۵mj با پهنای پالس۷ns، بیناب‌نگار Mechelle5000 متصل به آشکارساز ICCD ساخت شرکت Andor استفاده شده‌است. پس از هدایت چشمه لیزری به سمت نمونه پوشش‌دار نور پراکنده شده توسط عدسی روی دهانه فیبر متمرکز می‌شود. با توجه به شدت بالای پراکندگی رایلی از یک فیلتر میان نگذر قبل از رسیدن نور پراکنده شده به فیبر در چیدمان استفاده شده است. فیبر نور جمع شده را به آشکارساز انتقال داده و از طریق رایانه بیناب پوشش و ماده توسط نرم افزار SOLIS قابل دست‌یابی است. برای ایجاد جابجایی فضایی، سیستم اپتیکی جمع کننده نور بر روی یک صفحه انتقالی تک محوره با دقتی در حدود میکرومتر قرار داده شده است. شکل (۲) طرحواره این چیدمان را نشان می‌دهد.



شکل ۲: طرحواره چیدمان تجربی رامان عمیق

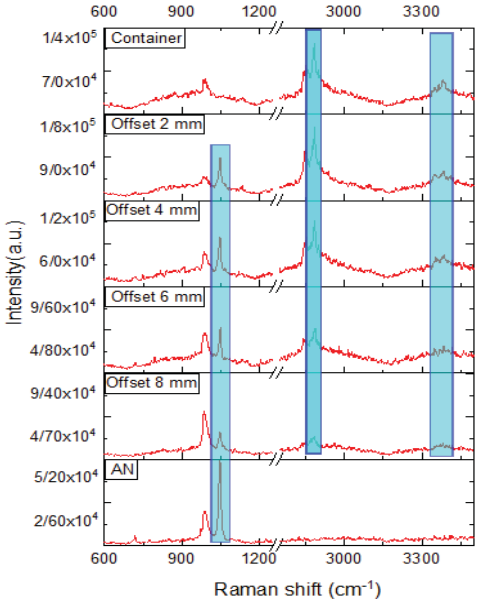
نتایج و تحلیل داده‌ها

ماده آمونیوم نیترات در پوشش (PP) به ضخامت ۲mm قرار داده شد. در تمامی تست‌ها، اندازه‌گیری در مدت زمان ۲ ثانیه، و به تعداد ۱۰ بار انجام و حاصل‌جمع سیگنال‌ها ثبت شد. در ابتدا برای تضعیف فلورسانس سطح با استفاده از روش TRRS در بازه بین ۴۰ تا ۲۰۰ نانوثانیه پنجره تاخیر زمانی مختلفی اعمال شد. در این بین در زمان ۱۶۰نانوثانیه، سیگنال آمونیوم نیترات با بالاترین شدت ثبت شد. در ادامه برای بدست آوردن سیگنال آمونیوم نیترات پنهان شده در پوشش PP با استفاده از روش SORS، جابجایی‌های مختلفی در بازه ۰ تا ۸ میلی‌متر مورد بررسی قرار گرفت. با ترکیب این دو روش برای آشکارسازی AN با استفاده از روش TR-SORS در پنجره تاخیر زمانی ۱۶۰ نانوثانیه در جابجایی‌های ذکر شده، بیناب ثبت شد. همان‌طور که در شکل (۳) در نوار آبی رنگ مشخص شده است، با افزایش جابجایی تا ۸ میلی‌متر شدت قله مربوط به پوشش در cm^{-1} ۲۸۸۵ و cm^{-1} ۳۳۸۲ کاهش یافته‌است. از طرفی با محاسبه نسبت سیگنال به نوفه در قله شاخص مربوط به آمونیوم نیترات در cm^{-1} ۱۰۴۳ در جابجایی فضایی ۴mm بیشترین مقدار

[5] Ammonium Nitrate(AN)
[6] Polypropylene (PP)

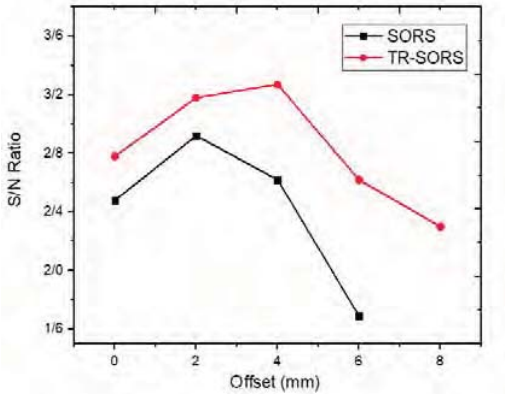
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بدست آمد. با محاسبه این نسبت برای سایر جابجایی‌ها مشاهده می‌کنیم در جابجایی‌های بالاتر این نسبت کاهش می‌یابد که در واقع نشان‌دهنده آن است که جابجایی نیز دارای یک مقدار بهینه درنسبت سیگنال به نوفه است و افزایش بیشتر جابجایی بعد از مقدار بهینه بدلیل کاهش شدید فوتون‌های لایه‌های عمیق در فواصل دورتر سبب کاهش سیگنال رامان می‌شود.



شکل ۳: بیناب TR-SORS آمونیوم نیترات با پوشش پلی‌پروپیلن در جابجایی‌های مختلف در زمان تاخیر ۱۶۰ نانوثانیه

برای ارزیابی بالاترین شدت سیگنال در روش‌های انجام شده، نسبت سیگنال به نوفه در روش SORS در جابجایی‌های ۰، ۲، ۴، ۶ و ۸ میلی‌متر محاسبه و با مقادیر بدست آمده در روش TR-SORS مقایسه شد. منظور از جابجایی صفر میلی‌متر بیناب نمایی رامان معمولی است. همانطور که در شکل (۴) مشاهده می‌شود، نتایج نشان‌دهنده آن است که در روش TR-SORS در تمامی جابجایی‌ها نسبت سیگنال به نوفه در مقایسه با روش SORS افزایش یافته است.



شکل ۴: نسبت سیگنال به نوفه در روش SORS در مقایسه با TR-SORS برای نمونه AN با پوشش PP در جابجایی‌های مختلف

نتیجه‌گیری

در این پژوهش با استفاده از برپایی روش‌های مختلف چیدمان رامان عمیق توانستیم بیناب ماده آمونیوم نیترات در پوشش پلی‌پروپیلن را آشکارسازی نماییم. همچنین با مقایسه نسبت سیگنال به نوفه در روش‌های TR-SORS و SORS نشان داده شده که برای داشتن بینابی با شدت سیگنال به نوفه بالاتر، استفاده از روش تفکیک زمانی در کنار جابجایی فضایی می‌تواند به صورت قابل ملاحظه‌ای در افزایش شدت سیگنال موثر باشد.

مرجع‌ها

[1] J. R. Ferraro, Introductory Raman spectroscopy. 2003: Elsevier.

[2] P. Matousek, I. P. Clark, E. R. C. Draper, M. D. Morris, A. E. Goodship, N. Everall, “Subsurface probing in diffusely scattering media using spatially offset Raman spectroscopy”, Applied Spectroscopy, Vol. 59, No .4, pp. 393-400, 2005

[3] C. Eliasson, N.A.M., P. Matousek, “Non-invasive detection of powders concealed within diffusely scattering plastic containers”, Vibrational Spectroscopy, Vol. 48: pp. 8–11, 2008.

[4] Gillen, Particle Fabrication Using Inkjet Printing onto Hydrophobic Surfaces for Optimization and Calibration of Trace Contraband Detection Sensors, Vol. 15, pp. 29618-29634, 2015.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران. ۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۲۱۸۹-۱۰-A

خصوصیات اپتیکی نانو لایه اکسیدروی پرتودهی شده با گاما

سارا نوبخت[1]، ربابه طالب زاده[1]، صمد سبحانیان[2]

[1]گروه فیزیک، واحد تبریز، دانشگاه آزاد اسلامی، تبریز، ایران

[۲]دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران

Sobhanian@tabrizu.ac.ir, Robab.Talebzadeh@iaut.ac.ir, S.Nobakht66@gmail.com

چکیده –در این تحقیق خصوصیات اپتیکی فیلم نازک اکسید روی تهیه شده به روش کندوپاش بر روی زیر لایه شیشه و نیز پرتو دهی شده با اشعه گاما Co60بطور عملی مورد بررسی قرار گرفت. ارتباط بین گاف باند اپتیکی و آهنگ جذب و گسیل به ازای دوزهای مختلف تابش گاما مورد مطالعه قرار گرفت. همچنین طیف UV- Visible به کمک اسپکتروفوتومتر و ساختار سطح را با پراش پرتو xمنجر به نتایج جالبی شد.

کلید واژه:اکسیدروی، پرتو گاما، خصوصیات اپتیکی، کندوپاش، لایه نازک.

Optical properties of zinc oxide nanolayerradiated by gamma

1Sara Nobakht, 1Robabe Talebzadeh, 2Samad Sobhanian

1Department of physics, Tabriz Branch, Islamic Azad University, Tabriz, Iran.

2Faculty of physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran

Abstract- In this study, the optical properties of ZnO thin film prepared by plasma sputtering on glass substrate due to gamma radiation emitted by Co60 was experimentally investigated.The relationship between ZnO semiconductor optical energy gap and the rate of transmission and absorption in the optical range (visible and ultraviolet) at different doses of gamma radiation was studied. Also, the UV-Visible spectrum with the help of a spectrophotometer and the surface structure by XRD led to interesting results.

Keywords:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

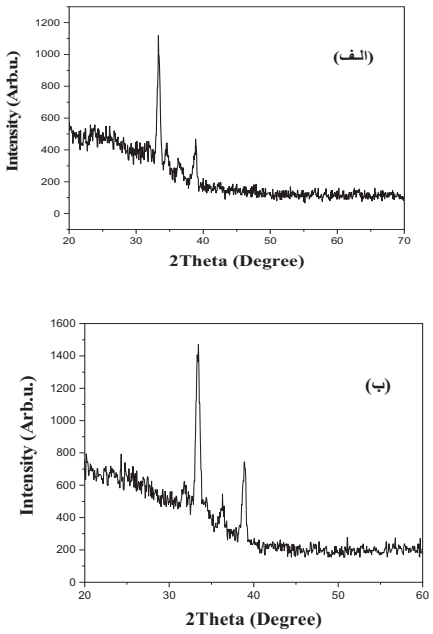
مقدمه

اکسید روی نیمه رسانایی با گاف انرژی مستقیم و پهن در حدود$\mathbf{eV3.3}$ در دمای اتاق است که در مقیاس نانو دارای خواصی مانند فوتولومینسانس، غیر خطیت اپتیکی و پیزو الکتریسیته، مقاومت غیر خطی بالا و پایداری مکانیکی خوب است. نانو ذرات اکسید روی از نظر جذب اشعه فرا بنفش نیز دارای کاربردهای ویژه ای می باشد که از آن جمله می توان به کاربرد آنها در پمادهای سوختگی و کرم های ضد آفتاب به عنوان جذب کننده قوی پرتو فرابنفش و فوتوکاتالیست برای حذف آلودگی های محیط زیست اشاره کرد [3-1].

لایه های نازک اکسید روی با انواع متفاوتی از لایه نشانی اسپاترینگ تهیه شده اند که برخی از آنها عبارتند از اسپاترینگ دیودی، اسپاترینگ تریودی، اسپاترینگ مغناطیسی، اسپاترینگ جریان مستقیم $(\boldsymbol{DC})$، جریان مستقیم پالسی، اسپاترینگ $\boldsymbol{RF}$، اسپاترینگ صفحه ای و لوله ای.در اینجا از روش کندو پاش با جریان $\mathbf{DC}$ برای لایه نشانی استفاده کردیم. از جمله مزیت این روش دمای پایین منبع است. در این مقاله بعد از لایه نشانی فیلم نازک $\mathbf{ZnO}$ اثر تابش گاما را بر روی خواص اپتیکی لایه های نازک تهیه شده مورد بررسی قرار دادیم.

روش انجام آزمایش

برای تهیه فیلم نازک ZnO از Zn خالص ۹۹.۹۹ درصد استفاده شده است. لایه نشانی با سیستم کندوپاش پلاسمایی مگنترونی MECA-2000در آزمایشگاه لایه نشانی دانشگاه تبریز انجام شده است. برای تشکیل لایه نزدیک اکسیدروی از درصد ترکیبی $\frac{O_2}{Ar} = 20$ در دمای 350°C زیرلایه شیشه استفاده کردیم. لایه نشانی اکسید روی بر روی زیرلایه با ضخامت حدود 150 nm انجام شده است.بعد از لایه نشانی زیرلایه ها را در معرض تابش چشمه گامای Co^{60}با قدرت 320 کیلوکوری دردوزهای مختلف 50 Gy, 100 Gy, 500 Gy, 1000 Gy و 2000 Gy قراردادیم. از دستگاه اسپکتروفوتومتر Shimadzu مدل UV-2450 برای سنجش طیف های عبور و جذب نور دربازه nm ۹۰۰- ۲۰۰ nm استفاده کردیم. همچنین برای تعیین مشخصات ساختاری فیلم های تهیه شده، طیف های XRD از نوع Grazing آنها در شرکت بیم گستر تابان تهران با دستگاه PHLIPS مدل PW1730 ساخت کشور هلند با ولتاژ 40kv و جریان 30mA تهیه شده است.

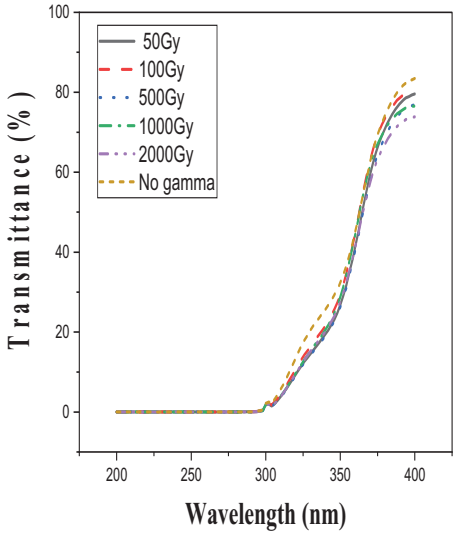


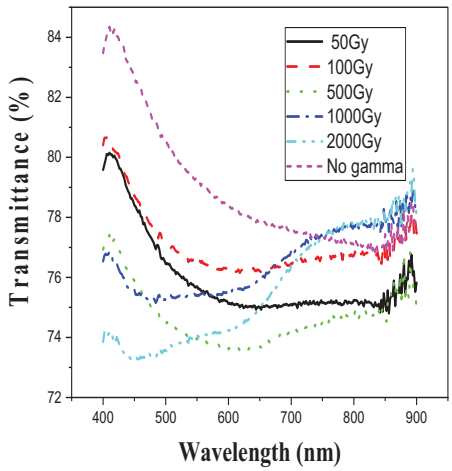
شکل ۱.XRD فیلم های نازک اکسیدروی الف) بدون تابش پرتو گاما و ب) با دوز تابش 50 Gy.

نتایج و بحث

با توجه به آنالیزهای انجام شده بر روی نمونه های تهیه شده، مطابق شکل ۱ مشاهده کردیم که فیلم های تهیه شده دارای ساختار پلی کریستالی هستند طوری که تابش پرتو گامامنجر به افزایش پیک شدت می‌شود.شکل ۲ نمودار طیف عبوری در دو بازه طول موج مرئی و فرابنفش را به ازای دوزهای تابشی متفاوت نشان می دهد.

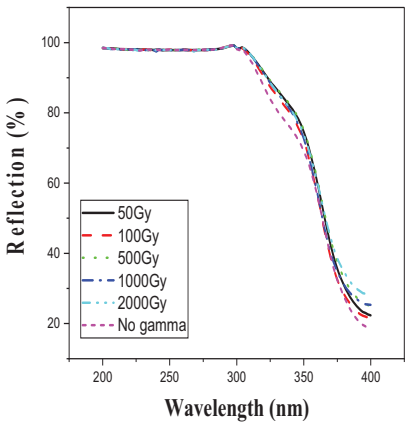
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

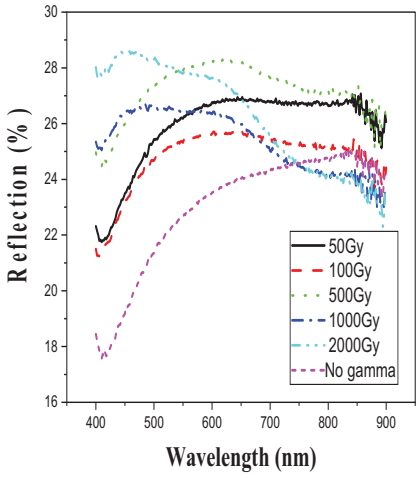




شکل ۲. نمودار طیف عبوری در دو بازه طول موج مرئی و فرابنفش برای دوزهای گامای تابشی مختلف.

مطابق شکل ۲ مشاهده کردیم که طول موج 300 nm مقدار طیف عبوری صفر است.از طول موج 300 nm تا 400 nm مقدار طیف عبوری به بیشترین مقدار می‌رسد، از طول موج 400 nm مقدار طیف عبور کاهش می‌یابد طوری که تا حوالی طول موج 900 nm تغییرات محسوسی دیده نمی‌شود. بیشترین مقدار طیف عبور مربوط به نمونه بدون تابش گاما در هر دو ناحیه مرئی و فرابنفش است و کمترین مقدار طیف عبوری مربوط به نمونه با تابش پرتوی گاما با دوز تابشی 2000 Gy است.



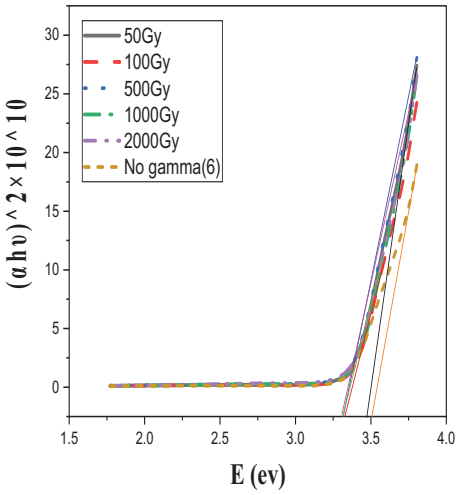


شکل ۳ .نمودار طیف بازتاب در دو بازه طول موج مرئی و فرابنفش با دوزهای تابشی متفاوت پرتو گاما.

مطابق شکل ۳ نمودار طیف بازتاب را در گستره طول موج مرئی و فرابنفش را رسم کردیم و مشاهده کردیم که مقدار بازتاب در بازه طول موج 200 nm-300 nm بیشترین مقدار را داردطوری که از طول موج 300 nm تا طول موج 400 nmبا شیب تند کاهش می یابد و در ادامه در ناحیه طول موجی 400 nm -950 nm طیف بازتابی افزایش می‌یابد. بیشترین مقدار بازتاب مربوط به نمونه تابشی پرتو گاما با دوز

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

2000 Gy و کمترین مقدار مربوط به نمونه بدون تابش پرتو گاما است.



شکل ۴. نمودار $(\alpha h\upsilon)^2$ بر حسب انرژی فوتون.

مطابق شکل ۴ نمودار تغییرات $(\alpha h\upsilon)^2$ را بر حسب انرژی فوتون بررسی کردیم. این بررسی نشان داد که بیشترین مقدار شیب مربوط به نمونه بدون گاما است که در حدود 3.5 eV و کمترین مقدار مربوط به نمونه با تابش پرتوی گاما با دوز 2000 Gy با مقدار 3.26 eV است.

نتیجه‌گیری

در این تحقیق لایه نازکی از اکسیدروی را بر روی زیرلایه شیشه‌ای به روش کندوپاش لایه نشانی کردیم.لایه ای به ضخامت **150 nm** بر روی زیرلایه شیشه ای ایجاد شد که در اثر تابش دهی با پرتو گاما بیشترین مقدار عبور را در گستره طول موج **300 nm-400 nm** از خود نشان داد. نتایج **XRD** نشان داد که فیلم های نازک اکسیدروی بعد از تابش دهی پرتو گاما بیشتر پلی کریستالیزه می شوند. تاثیر تابش پرتو گاما بر روی سطح نمونه های ایجاد شده باعث افزایش دانه های منظم و نیز افزایش اندازه دانه ها می شود.

مرجع‌ها

[1] Z. Liu, R. Li, R. Jiang, X. Li, M. Zhang. *Effects of Al addition on the structure and mechanical properties of Zn alloys*. Journal of Alloys and Compounds. 687 (2016) 885–892.

[2] A. Umar, H. Algarnic, S.H. Kim, M.S. Al-Assiri. *Time dependent growth of ZnOnanoflowers with enhanced field emission properties*. Ceramics International. 42(11) (2016, Aug) 13215–13222.

[3] F. Dongying , H. Gaoyi, F. Yang, T.Zhang, Y.Chang, F. Liu. *Seed-mediated synthesis and the photo-degradation activity of ZnO – graphene hybrids excluding the influence of dye adsorption*. Applied Surface Science. 283(2013,Oct)654–659.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک
و فوتونیک ایران و سیزدهمین
کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۳۳-۱۰-A

بررسی ویژگی‌های نوری غیرخطی نانوذرات نقره در طول موج ۱۰۶۴ نانومتر

صفورا کریم‌ارجی، علیرضا خورسندی، سعید قوامی صبوری

گروه فیزیک دانشگاه اصفهان، اصفهان

s.karim_arji@sci.ui.ac.ir

چکیده – در این مقاله، ضریب شکست غیرخطی و ضریب جذب غیرخطی نانوذرات نقره‌ی سنتز شده به روش کاهش شیمیایی، با استفاده از روش روبشz، اندازه‌گیری شده‌اند. آزمایش با استفاده از یک لیزر Nd:YAG در طول موج۱۰۶۴ نانومتر انجام شده است. نانوذرات سنتز شده با استفاده از بیناب نمایی جذبی و بیناب پراش پرتو ایکس مورد شناسایی و خصوصیت‌یابی قرار گرفته‌اند. مقدار ضریب شکست غیرخطی و ضریب جذب غیرخطی در این طول موج به ترتیب از مرتبه $10^{-8}(cm^2/w)$ و $10^{-4}(cm/w)$ به‌دست آمده‌اند.

کلید واژه- روش روبش Z ، ضریب جذب غیرخطی، ضریب شکست غیرخطی، نانوذرات نقره

Investigation of nonlinear optical properties of silver nanoparticles at 1064 nm wavelength

SafouraKarimarji, Alireza Khorsandi, Saeed Ghavami Sabouri

Department of physics, University of Isfahan, Isfahan

s.karim_arji@sci.ui.ac.ir

Abstract- In this paper, the nonlinear refractive index and nonlinear absorption coefficient of silver nanoparticles synthesized by the chemical reduction method are measured using the z-scan technique. The experiment was performed using Nd:YAG laser at a wavelength of 1064 nm. The synthesized nanoparticles have been identified and characterized using X-ray diffraction and absorption spectroscopy. The values of the nonlinear refractive index and nonlinear absorption coefficient at this wavelength are obtained from the order of $10^{-8}(cm^2/w)$ and $10^{-4}(cm/w)$, respectively.

Keywords: Z-scan technique, nonlinear absorption coefficient, nonlinear refractive index, silver nanoparticles

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

در سال‌های اخیر، نانوذرات فلزی به ویژه نانوذرات نقره به دلیل ویژگی‌های فیزیکی و شیمیایی منحصر به فرد، از جمله تشدید پلاسمون‌های سطحی محلی، به شدت مورد توجه پژوهشگران قرار گرفته‌اند. این ویژگی‌ها سبب کاربرد نانوذرات نقره در زمینه‌های الکترونیک، فوتونیک، پزشکی و غیره شده است. امروزه دانشمندان به دنبال مواد جدیدی هستند که دارای ویژگی‌های نوری غیرخطی قابل توجهی باشند. این ویژگی‌های نوری غیرخطی مانند ضریب شکست غیرخطی (n_2)و ضریب جذب غیرخطی (β)در طراحی دستگاه‌های اپتوالکترونیکی حائز اهمیت هستند. نانوذرات نقره در ناحیه تشدید پلاسمون‌های سطحی، ویژگی‌های نوری غیرخطی قابل توجهی از خود نشان می-دهند. اما لازم است، ویژگی‌های نوری غیرخطی این موادر طول موج لیزرهای پر کاربرد صنایع، مانند طول موج اصلی لیزر Nd:YAG مورد بررسی قرار گیرد[۱].

یکی از معروف‌ترین روش‌های اندازه‌گیری این ویژگی‌های غیرخطی، روش روبشz است. در این روش پرتوی گاوسی کانونی شده توسط عدسی، از نمونه غیرخطی که اطراف کانون جابه‌جا می‌شود، عبور کرده و میزان نور رسیده به آشکارساز در هر موقعیت نمونه ثبت می‌شود. چیدمان این روش به دو صورت روزنه باز و روزنه بسته است که به ترتیب برای اندازه‌گیری ضریب جذب غیرخطی و ضریب شکست غیرخطی استفاده می‌شود.

مبانی نظری

اصول نظری حاکم بر روش روبشz ، برای اولین بار توسط یک دانشمند ایرانی به نام منصور شیخ‌بهایی در سال ۱۹۸۹، پیشنهاد شد[۲].در چیدمان روزنه باز این روش، میزان تغییر توان پرتو پس از عبور از نمونه در اطراف کمر پرتو نتیجه‌ی وابستگی شدت نور به جذب می‌باشد. برای یک نمونه نازک که ضخامت آن از طول رایلی پرتو گاوسی کمتر باشد$(L < z_R)$، رابطه‌ی بین گذار رسیده به آشکارساز برحسب تابعی ازموقعیت نمونهبه صورت زیر است[۳]:

$$T(z) = \ln\big(1 + q(z)\big)/q(z) \qquad (۱)$$

که $q(z) = \frac{\beta I_0 L_{eff}}{1+(z/z_R)}$ است. I_0 شدت در کانون، z_R طول رایلی و$L_{eff} = (1 - \mathrm{e}^{-\alpha L})/\alpha$ طول موثر می‌باشد، که در آن α جذب خطی نمونه است. برای محاسبه جذب خطی نیز از رابطه بیر-لامبرت استفاده می‌شود:

$$\alpha = -\frac{1}{L} ln \frac{I}{I_0} \qquad (۲)$$

در چیدمان روزنه بسته از یک روزنه در جلوی آشکارساز استفاده می‌شود تا میزان نور رسیده به آشکارساز به واگرا و همگرا شدن پرتو که به علت پدیده‌های خودکانونی یا خودواکانونی ایجاد می‌شود، حساس شود. میزان عبور نور در این حالت، به صورت زیر است:

$$T(z, \Delta\varphi) = 1 - \frac{4x\Delta\varphi}{(x^2+1)(x^2+9)} \qquad (۳)$$

که $x = z/z_R$ و$\Delta\varphi$، جابه‌جایی فاز غیرخطی می‌باشد که مطابق رابطه زیر مستقیماً با ضریب شکست غیرخطی در ارتباط است:

$$\Delta\phi = -\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) n_2 I_{in} L_{eff} \qquad (۴)$$

در رابطه بالا، λ طول موج پرتوی لیزر است.

آماده‌سازی نمونه

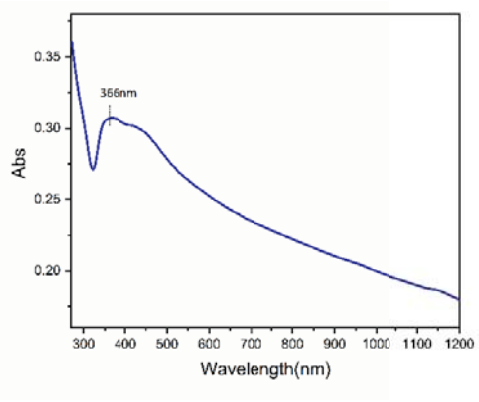
برای سنتز نانوذرات نقره از روش کاهش شیمیایی با سیترات استفاده می‌شود. در این روش،۱/۷ گرم نیترات نقره و ۴/۲ گرم سیتریک اسید هر کدام به طور جداگانه در ۹/۲ میلی‌لیتر آب دیونیزه توسط همزن مغناطیسی حل می‌شود. این دو محلول با هم ترکیب شده و مقداری آمونیوم هیدروکسید نیز به آن‌ها اضافه می‌شود. محلول به

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

دست آمده بر روی همزن مغناطیسی در دمای ۲۵۰ درجه سلسیوس به مدت ۳۰ دقیقه قرار داده می‌شود. گرم کردن محلول سبب تبخیر آب آن و تشکیل پودر نرمی از ذرات ریز نقره می‌گردد. در نهایت برای شستن نانوذرات به دست آمده جهت خارج کردن ناخالصی‌ها از استون استفاده می‌شود[۴]. برای داشتن نمونه‌ای شفاف جهت انجام آزمایش روبش‌z، نانوذرات، با استفاده از دستگاه همگن ساز فراصوتی در آب پخش شدند.

بحث و نتایج آزمایش

بیناب جذبی نانوذرات نقره پخش شده در آب در بازه ۲۷۰ تا ۱۲۰۰ نانومتر با استفاده از دستگاه بیناب نمایی جذبی UV-Vis(V-670 of Jasco, Japanese) به دست آمد. مطابق شکل(۱)، قله تشدید پلاسمون سطحی در طول موج ۳۶۶ نانومتر می‌باشد. همچنین مشاهده می‌شود، جذب نمونه در طول موج ۱۰۶۴ نانومتر، نسبتاً کم است.



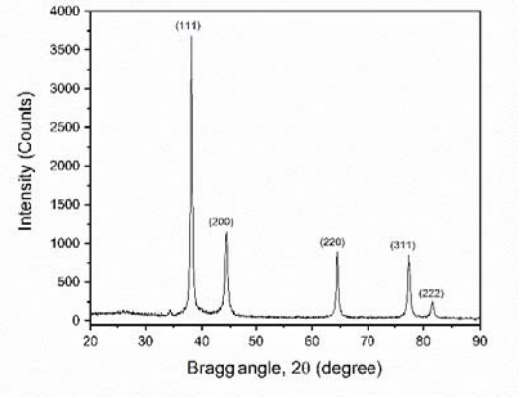
شکل۱: بیناب جذبی نانوذرات نقره پخش شده در آب

برای اطمینان از ساخت موفق نانوذرات نقره و همچنین تعیین ساختار بلورین از دستگاه پراش سنج پرتو ایکس،XRD، (D8Advance of Bruker, Germany) با تیوپ آندی از جنس مس، در طول موج ۱/۵۴۰۶ آنگستروم، در محدوده زاویه براگ(2θ)، استفاده شد. نتایج نشان از ساختار مکعبی مرکز وجوه پر(fcc) نقره است.(شکل(۲))

به منظور تخمین اندازه بلورک‌ها از روی بیناب پراش پرتو ایکس فرمول ویلیامسون-هال به‌کار گرفته می‌شود[۵]:

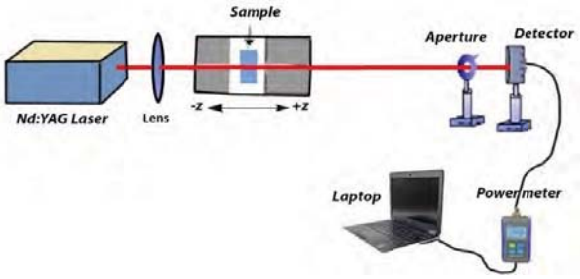
$$\beta cos\theta = \frac{0.9\,\lambda}{d} + 2\epsilon_0 sin\theta \qquad (۵)$$

که در آن d میانگین اندازه بلورک‌ها، λ طول موج پرتو ایکس، β پهنای نیم بیشینه و ϵ_0 کرنش است. با رسم نمودار $\beta cos\theta$ برحسب $sin\theta$، میانگین اندازه بلورک‌ها 19.18 ± 5.50 نانومتر به دست آمد.



شکل۲: بیناب پراش پرتو ایکس(XRD) نانوذرات نقره

برای انجام آزمایش روبش‌z، از چیدمانی مطابق شکل(۳) استفاده شد.



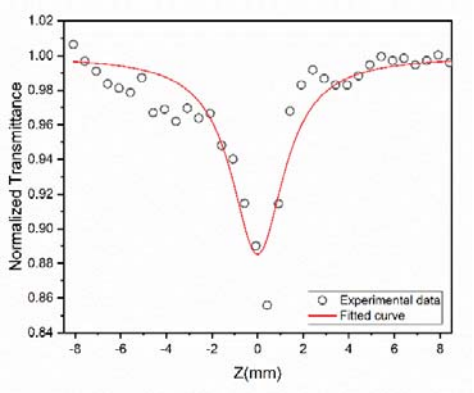
شکل۳: نمایی از چیدمان روبشz با روزنه بسته

لیزر به کار رفته یک لیزر Nd:YAG با نمایه گاوسی، در طول موج ۱۰۶۴ نانومتر به صورت موج پیوسته در توان ۲۵ میلی وات است. پرتو لیزر با استفاده از یک عدسی با فاصله کانونی ۱۰ سانتی‌متر کانونی شد، که کمر پرتو با استفاده از روش استاندارد لبه چاقو ۲۱ میکرومتر به‌دست آمد. نمونه با استفاده از یک جابه‌جاگر با دقت ۱۰ میکرون

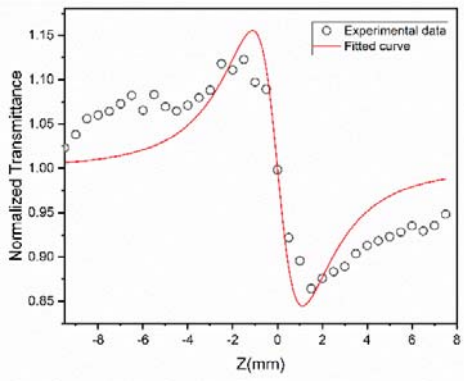
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

در راستای کانونی شدن پرتو با فواصل ۰/۵ میلی‌متر جابه-جا می‌شود. همچنین نمونه داخل یک سلول به ضخامت ۱ میلی‌متر قرار دارد و جذب خطی نمونه، (cm^{-1}) ۲/۱۸به دست آمد.

نتایج اندازه‌گیری‌های تجربی، در شکل‌های ۴ و۵ نمایش داده شده‌اند. وجود یک دره در حالت روزنه باز نشان از جذب غیرخطی دو فوتونی و وجود به ترتیب قله-دره در حالت روزنه بسته حاکی از شکست غیرخطی منفی است. این یعنی، پدیده‌ی خودواکانونی اتفاق افتاده است.



شکل۴: نمودار عبور بهنجارشده روبشz برحسب موقعیت نمونه در حالت روزنه باز



شکل۵: نمودار عبور بهنجار شده روبشz برحسب موقعیت نمونه در حالت روزنه بسته

با برازش منحنی تئوری بر روی داده‌ها و استفاده از روابط (۱) تا (۴)، مقدار ضریب جذب غیرخطی $(8/3\pm3/7)\times10^{-4}(cm/w)$و ضریب شکست غیرخطی $(4/0\pm1/8)\times10^{-8}(cm^2/w)$به دست می‌آید.

نتیجه‌گیری

در این مقاله نانوذرات نقره، با استفاده از روش کاهش شیمیایی سنتز شدند و مورد مشخصه‌یابی قرار گرفتند. نمونه‌ی نانوذرات نقره پخش شده در آب، در طول موج ۳۶۶ نانومتر، دارای یک قله تشدید پلاسمون سطحی می-باشد که ویژگی‌های نوری در این ناحیه قابل توجه هستند. بررسی ویژگی های غیرخطی در طول موج‌های دیگر نیز حائز اهمیت‌اند. در نتیجه ویژگی‌های غیرخطی نانوذرات نقره، در طول موج ۱۰۶۴ نانومتر با توان لیزر ۲۵ میلی-وات، با استفاده از روش روبشz، اندازه‌گیری شد. ضریب شکست غیرخطی منفی و از مرتبه (cm^2/w) ۱۰$^{-8}$ و ضریب جذب غیرخطی دو فوتونی از مرتبه (cm/w) ۱۰$^{-4}$ به‌دست آمد؛ که نشان می‌دهند، نانوذرات سنتز شده در این طول موج، انتخاب مناسبی برای ادوات فوتونیکی هستند.

مرجع‌ها

1. E. Ferreira, B. Kharisov, A. Vázquez, E. A. Méndez, I. Severiano-Carrillo, and M. Trejo-Durán, "Tuning the nonlinear optical properties of Au@ Ag bimetallic nanoparticles," Journal of Molecular Liquids **298**, 112057 (2020).
2. M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T.-H. Wei, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland, "Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam," IEEE journal of quantum electronics **26**, 760-769 (1990).
3. F. Abrinaei, "Laser ablation of magnesium in water and investigation of optical nonlinearity by the Z-scan technique," JOSA B **33**, 864-870 (2016).
4. M. Kamali, S. A. A. Ghorashi, and M. A. Asadollahi, "Controllable synthesis of silver nanoparticles using citrate as complexing agent: Characterization of nanopartciles and effect of pH on size and crystallinity," Iranian Journal of Chemistry and Chemical Engineering (IJCCE) **31**, 21-28 (2012).
5. K. A. Aly, N. Khalil, Y. Algamal, and Q. M. Saleem, "Estimation of lattice strain for zirconia nano-particles based on Williamson-Hall analysis," Materials Chemistry and Physics **193**, 182-188 (2017).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۳۱-۱۰-A

انباشت بخار فیزیکی نانوساختارهای مولیبدن دی سولفید در فشارهای متفاوت با نرم افزارکامسول

آرزو زارعی[۱]، مسعود علی محمدی[۲]

[۱]دانشکده فیزیک و مهندسی هسته ای، دانشگاه صنعتی شاهرود، سمنان، ایران

[۲]گروه فیزیک، دانشگاه فرهنگیان، تهران، ایران

چکیده –شبیه سازی نانوساختارهای MoS_2 با روش انباشت تبخیر فیزیکی و با استفاده از نرم افـزار کامسـول انجـام شـده اسـت. هندسه دو بعدی با تقارن محوری برای بهینه سازی زمان شبیه سازی ترسیم گردید. در این شبیه سازی، با تغییر فشار، ضخامت لایه های MoS_2 اندازه گیری شد و مقدار بهینه فشارگاز آرگون در دمای ثابت برای به وجود آمدن تک لایه های MoS_2 به دست آمد. نرخ لایه نشانی بر روی زیرلایه و دیواره اتاقک خلاءء به دست آمد. همچنین در فشار بهینه شار مولکولی نانوذرات MoS_2 بر روی زیرلایـه نیز محاسبه شد. این لایه ها در ساخت ابزارهای مرتبط به حوزه نانوالکترونیک و اپتوالکترونیک کاربرد بسیاری دارند.

کلید واژه- انباشت بخار فیزیکی، تک لایه های MoS_2، نانوساختارهای MoS_2، نرم افزار کامسول

Physical Vapor Deposition of MoS_2 Nano Structures in the Different Pressuresby COMSOL Multiphysics

Arezou Zarei[1](A.zareie@gmail.com), Masoud Alimohamadi[2a]

Department of Physics and Nuclear power, Shahrood University of Technology, Semnan, Iran

Department of Physics, Farhangian University, Tehran, Iran

Abstract- Vapor deposition method was used for the simulation of MoS_2 nano structures by COMSOL Multiphysics. Optimum simulation time has been achieved by a two-dimensional axisymmetric geometry. In this work, the thickness of MoS_2 thin films was measured in the different pressures, and the optimum Arpressure for monolayer MoS_2 in the constant temperature has been determined. Growth rate has been obtained on the chamber walls and on the substrate. Also, Incident molecular flux for the optimum pressurehave been computed on the substrate. These thin films have enormous potentials in the next generation of nanoelectronic and optoelectronic devices.

Keywords: Physical vapor deposition (PVD), monolayer MoS_2, MoS_2 nanostructures, COMSOL software

[a]M.alimohamadi@cfu.ac.ir

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

مولیبدن دی‌سولفید (MoS_2) از دسته فلزات دی‌کالکوژناید (TMD) می‌باشد که در سال‌های اخیر همانند مواد دوبعدی گرافن‌گونه توجه بسیاری از دانشمندان و محققان را به خود جلب کرده است[۱-۲]. مولیبدن دی‌سولفید تک‌لای هشامل یک ساختار شش گوشی می‌باشد که هر صفحه از اتم های مولیبدن منظم در ساختار شش گوشی توسط دو صفحه منظم شش گوشی اتم گوگرد احاطه شده است. ماده حجیم مولیبدن دی سولفید از چندین مولیبدن دی‌سولفید تک لایه تشکیل می‌شود. این تک لایه ها در ماده حجیم توسط نیروهای وان در والس ضعیف در کنار یکدیگر قرار می‌گیرند. ماده حجیم مولیبدن دی سولفید گاف انرژی غیر مسقیمی در حدود eV ۱.۲۹ دارد، درحالیکه یک تک لایه از MoS_2 دارای یک گاف انرژی مستقیم در حدود eV ۱.۸است [۳].

یک لایه از MoS_2 از نظر اتمی دارای ضخامت تقریبی ۷Å است[۴]. روش‌های معمول برای لایه نشانی تک‌لایه‌ها وچندلایه‌های MoS_2، انباشت بخار شیمیایی(CVD)، و انباشت بخار فیزیکی (PVD) هستند [۵و۶]. یکی از مزیت-های PVD، سادگی و در دسترس بودن آن است درحالیکه دارای معایبی چون عدم یکنواختی لایه‌ی لایه نشانی شدهو عدم وجود استوکیومتری می‌باشد[۵]. این ماده به علت خواص منحصر به فردی که از خود نشان می‌دهد، کاربرد بسیاری در اپتوالکترونیک و نانوالکترونیک دارد[۴].

موراتور و همکارانش، لایه‌های بسیار نازک MoS_2 را به روش انباشت تبخیر فیزیکی بر روی دو نوع زیرلایه، لایه نشانی کردند و پس از انجام آنالیزهای مختلف متوجه شدند سه تا چهار لایهMoS_2 بر روی زیرلایه نشانده شده است[۷].

در این پژوهش، شبیه سازی لایه نشانی به روش تبخیر حرارتی روی زیرلایه‌ی سیلیکون انجام شد. به دلیل اهمیت مواد دوبعدی در ساختارهای الکترونیکی از منبع MoS_2 استفاده گردید و در فشارهای مختلف، ضخامت‌های متفاوتی از این لایه‌ها روی زیرلایه نشست. این شبیه سازی با نرم افزار کامسول ورژن ۵.۵ انجام شده است.

تعاریف اولیه

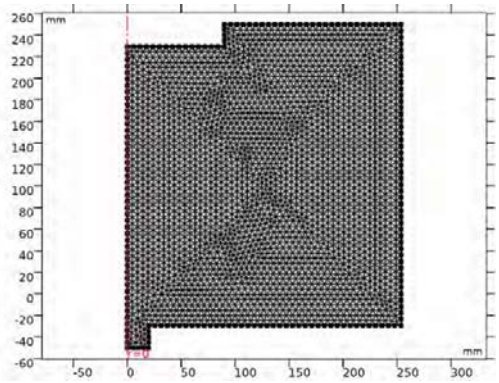
پارامترهای مورد نظر که در این شبیه‌سازی استفاده شده اند در جدول ۱ آورده شده است. فشارهای مورد استفاده در شبیه‌سازی سیستم لایه‌نشانی به ترتیب با نام های P_1 و P_2در جدول آمده است.

جدول۱. مقادیر اولیه وارد شده در شبیه سازی همراه با واحدهای مربوطه.

توصیف	واحد	مقدار	کمیت
دمای محیط	K	۲۹۳.۱۵	T_{amb}
دمای اعمالی به بوته	K	۱۵۰۰	T_{evap}
فشار	Pa	۵۰	P_1
فشار	Pa	۴×۱۰^{-۳}	P_2
وزن مولکولی MoS_2	g/mol	۱۶۰.۰۷	M_0
چگالی MoS_2	g/cm^3	۵.۰۶	rho_0

هندسه، فیزیک مساله و مش‌بندی

در این شبیه سازی هندسه‌ی دو بعدی با تقارن محوری استفاده شده است. این هندسه یک اتاقک خلاء استوانه‌ای را نشان می‌دهد که محل قرارگیری زیرلایه و بوته در آن مشخص شده است. همان طور که در شکل ۱ مشاهده می‌شود،مقیاس شبیه‌سازی میلی‌متردر نظر گرفته شده که این امر باعث کاهش زمان محاسبات می‌گردد. کل زمان محاسبه دو دقیقه و سه ثانیه



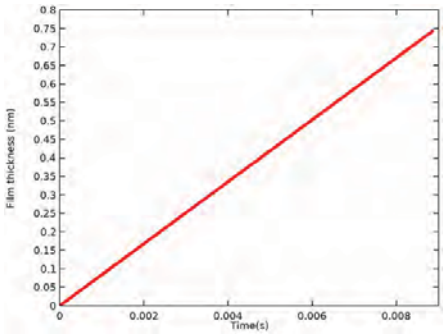
شکل ۱: مش بندی هندسه در یک اتاقک خلاء استوانه ای. محل قرارگیری بوته در r=0mm و z=-50 mm است درحالیکه زیرلایه در مختصات r=0 mm و z=230 mm واقع شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

می‌باشد.در این هندسه تنها از یک بوته استفاده شده است و زیرلایه دقیقا روبروی بوته قرار دارد. برای فیزیک مساله از مدل شاره‌ای و اینترفیس *RarefieldFlow* استفاده شده است. مش‌بندی در شکل ۱ آورده شده است. این مش‌بندی شامل ۵۱۶۹ مثلث آزاد است که کیفیت کوچکترین عنصر آن ۰.۶۹ می‌باشد. همچنین برای دور هندسه، مش لبه به کار رفته است.

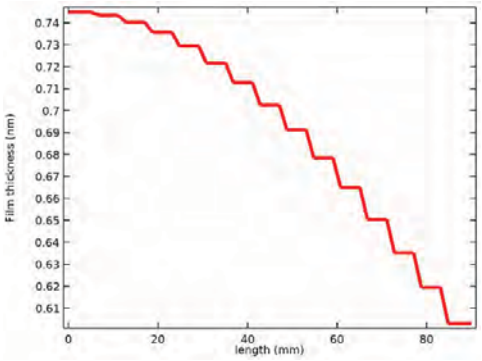
بحث و نتیجه گیری

در این شبیه‌سازی، علاوه بر لایه نشانی بر روی زیرلایه، میزان MoS_2 تبخیر شده بر روی سطح اتاقک خلاء نیز اندازه‌گیری شد. اتاقک خلاء با گاز آرگون پرشده است. گاز مورد نظر یک گاز ایده آل درنظر گرفته شده است که در دما و حجم ثابت، با تغییر فشار شاهد تغییر در میزان مول لایه نشانی شده خواهیم بود.



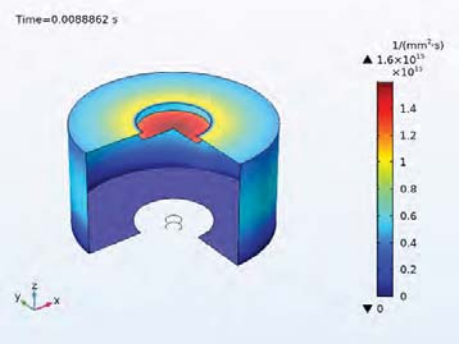
شکل ۲: ضخامت لایه MoS_2 روی زیرلایه و بر حسب زمان.

با اعمال فشار P_1 ، ضخامت لایه MoS_2بر حسب زمان اندازه‌گیری شد. شکل۲، ضخامت لایه MoS_2 بر روی زیرلایه Si را نشان می‌دهد که نمایانگر تشکیل یک لایه MoS_2 در زمان کمتر از ۰.۰۱ ثانیه می‌باشد. عدم یکنواختی لایه بر روی زیرلایه Si نیز در شکل ۳ نمایش داده شده است.



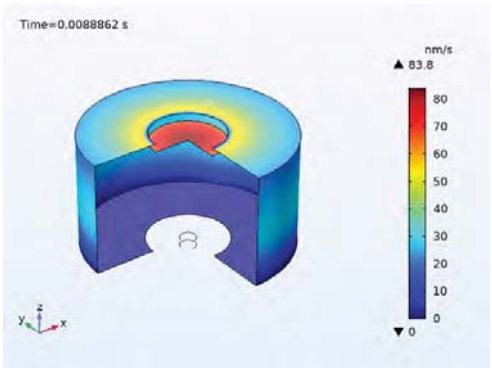
شکل ۳: ضخامت لایه MoS_2 روی زیرلایه با شعاع ۹۰ میلی متر

در مرکز زیرلایه ، لایه MoS_2 دارای ضخامت بیشتری نسبت به لبه‌های زیرلایه می باشد.شکل ۴ نمایانگر شار فرودی MoS_2 بر روی سطوح چمبر و زیرلایه Si می‌باشد. همان طور که مشخص است این شار روی زیرلایه دارای مقدار بیشینه $1.6\times10^{15}\ /mm^2.s$ می‌باشد. سپس بیشترین شار به ترتیب متعلق به درب چمبر و دیواره‌ها می‌باشد.



شکل ۴: شار مولیMoS_2 فرودی بر روی سطوح اتاقک خلاء و زیر لایه.

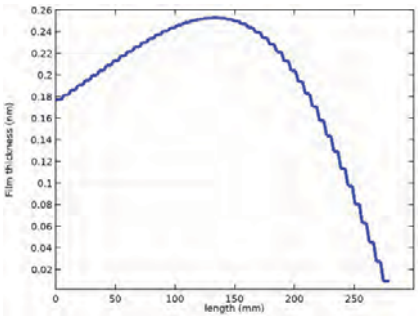
نرخ لایه‌نشانی MoS_2 بر روی سطوح اتاقک خلاء و زیرلایه که یکی از پارامترهای مهم در لایه‌نشانی است نیز در شکل ۵ گزارش شده است.نرخ لایه‌نشانی بر روی مرکز زیرلایه nm/s ۸۴ می‌باشد.



شکل ۵: نرخ لایه نشانی MoS_2 بر روی سطوح اتاقک خلاء و زیر لایه.

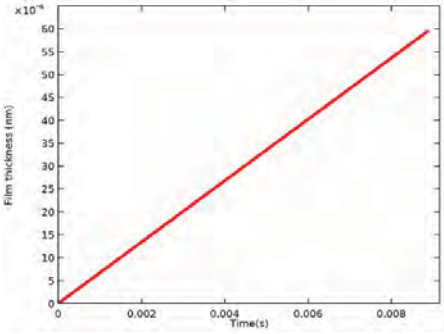
ضخامت لایه MoS_2 بر روی دیواره ها نیز به طور جداگانه اندازه گیری و نتایج آن در شکل ۶ نشان داده شده است. همان‌طور که در شکل مشاهده می‌شود، ضخامت این لایه در وسط دیواره مقداری بیشینه و تقریبا برابر با $0.257nm$ است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



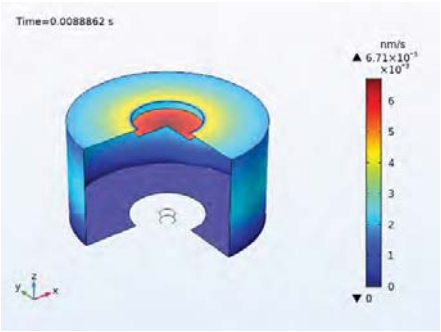
شکل ۶: ضخامت لایه MoS_2 بر روی سطوح دیواره های جانبی اتاقک خلاء.

در فشار P_2، ضخامت لایه و نرخ لایه‌نشانی اندازه‌گیری شد(شکل ۷و ۸).



شکل ۷: ضخامتMoS_2بر روی زیرلایه بر حسب زمان در فشار P_2.

همان طور که انتظار داشتیم در فشارهای پایین تر ضخامت لایه کمتر است.این به این معناست که اگر بخواهیم یک لایه MoS_2 با فشار P_2 داشته باشیم، می‌بایست لایه نشانی را تا زمان یک دقیقه و ۴۴ ثانیه ادامه دهیم. شکل ۸ نرخ لایه‌نشانی پایین‌تری را نسبت به شکل ۵ نشان می‌دهد که دور از انتظار نیست.



شکل ۸: نرخ لایه نشانی MoS_2 بر روی سطوح اتاقک خلاء و زیر لایه در فشار P_2.

نتیجه گیری

در این مطالعه، شبیه سازی انباشت تبخیر فیزیکی (PVD) برای لایه نشانی لایه های MoS_2 به کمک نرم افزار کامسول انجام شده است. با تغییر فشار در اتاقک خلاء، تغییراتی در ضخامت لایه MoS_2 به وجود آمد. این تغییرات نشان می‌دهد که چه بازه زمانی برای لایه‌نشانی تک‌لایه‌ی MoS_2 نیاز می-باشد. با یافتن فشار بهینه برای هندسه رسم شده، تک‌لایه‌های MoS_2 لایه‌نشانی شدند. همچنین میزان لایه‌یMoS_2 که بر دیواره اتاقک خلاء نیز رسوب کرده بود تعیین گردید. نرخ لایه-نشانی و شارمولکولی فرودی بر زیرلایه برای فشار بهینه تعیین شد. مطالعات بعدی برای کاربرد این لایه‌ها در علم اپتوالکترونیک ادامه خواهد داشت.

مرجع‌ها

[1] K. F.Mak, Ch. Lee, J. Hone, J. Shan, and T. F. Heinz, *"Atomically Thin MoS_2: A new direct-gap semiconductor"*, Phys. Rev. Lett., Vol. 105, pp. 136805, 2010.

[2] D. L. Tiwari, K. Sivasankaran, *"Few-Layer MoS2: A Promising Layered Semiconductor"*,ACS Nano, Vol. 8, 4074–4099, 2014.

[3] S. Bertolazzi,Charge-transport properties of monolayer MoS_2 at the interface with dielectric materials, p. 1-6,ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE, 2015.

[4] L. -p. Feng, H.-q. Sun, A. Li, J. Su, Y. Zhang, Z.-t. Liu, "Influence of Mo-vacancy concentration on the structural, electronic and optical properties of monolayer MoS2: A first-principles study", Materials chemistry and physics, Vol. 209, pp. 146-151, 2018.

[5] S.Sivarajan, R.Padmanabhan, *"Characterization of thermally evaporated MoS2 thin film coatings"*, Materials Today: Proceedings, Vol. 3, pp. 2532–2536, 2016.

[6] M. Liu, J. Shi, Y. Li, X. Zhou, D. Ma, Y. Qi, Y. Zhang,Zh. Liu, *"Temperature-Triggered Sulfur Vacancy Evolution in Monolayer MoS2/Graphene Heterostructures"*, Small, Vol. 13, pp. 1602967, 2017.

[7] C. Muratore, J. J. Hu, B. Wang, M. A. Haque, J. E. Bultman, M. L. Jespersen, P. J. Shamberger, M. E. McConney, R. D. Naguy, and A. A. Voevodin, "*Continuous ultra-thin MoS2 films grown by low-temperature physical vapor deposition*", APPLIED PHYSICS LETTERS, Vol. 104, pp. 261604, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۸۱-۱۰-A

بررسی انتقال انرژی بین نانوذرات تبدیل افزایشی فرکانس و کمپلکس فلزی روتنیم

جواد امیراحمدی، محمدحسین مجلس آرا، اسماعیل حیدری

آزمایشگاه سنسورهای نانو فوتونیکی و اپتوفلویدیک ،دانشکده فیزیک، دانشگاه خوارزمی

e. heydari@khu.ac.ir

ویژگی های منحصر به فرد نانوذرات لانتانیدی تبدیل افزایشی فرکانس باعث شده است که اخیرا در کاربردهایی مثل مهندسی پزشکی، زیست شناسی و فوتوولتاییک مورد توجه زیادی قرار بگیرند.ما دراین پژوهش به بررسی انتقال انرژی در نانوکامپوزیت تبدیل افزایشی فرکانس می‌پردازیم و انتقال انرژی از نانوذرات تبدیل افزایشی فرکانس $NaYF_4:Yb^{3+},Tm^{3+}$ که توسط لیزر ۹۸۰ نانومترتحریک شده است به کمپلکس فلزی روتنیم که دارای تابش در ۵۵۰ نانومتر است را نشان می‌دهیم.

نانوذرات تبدیل افزایشی فرکانس،لانتانید،انتقال انرژی،کمپلکس فلزی روتنیم

InvestigationonEnergy Transfer between Upconversion Nanoparticles andRuthenium Metal Complex

Javad Amir Ahmadi, Mohammad Hossein Majles Ara, Esmaeil Heydari

Nanophotonic Sensors andOptofluidics Lab, Faculty of Physics, Kharazmi University

Recently unique properties of lanthanideupconversion nanoparticles have received much attention in applications such as biomedical engineering, biology, and photovoltaic. In this research, we investigate the energy transfer in an upconversion nanocomposite. Here, we demonstrate the energy transfer between $NaYF_4$: Yb^{3+}, Tm^{3+},upconversion nanoparticle which is excited by a 980 nm laser and ruthenium metal complex with emission at 550 nm.

Upconversion Nanoparticles,Lanthanide, EnergyTransfer,Ruthenium Metal Complex

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

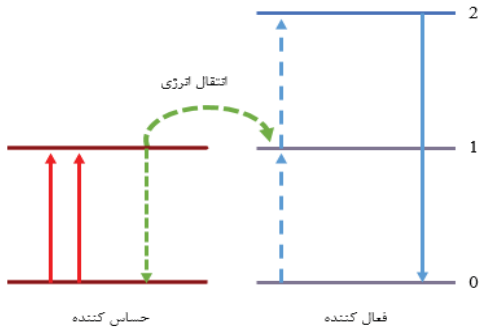
مقدمه

نانوذرات لانتانیدی تبدیل افزایشی فرکانس به دلایل داشتن طیف تابشی باریک، قرار گرفتن در پنجره اپتیکی بافت، پایداری و طول عمر بالا،جابجایی ضد استوکس زیادو تحریک توسط نور فروسرخ توجه زیادی را در زمینه های مهندسی پزشکی،پزشکی،زیست فناوری و فوتوولتاییک به خود جلب کرده است.[۱]

تابش حاصل از یون های لانتانید پهنای طیفی باریکی دارد چون آخرین تراز الکترونی آن‌ها،4f،نیمه پر است و توسط ترازهای الکترونی مجاور یعنی 5s و 5pایزوله شده است.بنابراین زمانی که تحت تحریک نور فروسرخ قرار می‌گیرند احتمال گذار در این زیرلایه کاهش پیدا می‌کند.[۲] نانوذرات لانتانیدی تبدیل افزایشی فرکانس برخلاف مواد با قابلیت تبدیل کاهشی فرکانس که در طبیعت وجود دارند با جذب دو یا چند فوتون کم انرژی در ناحیه طیفی فروسرخ یک فوتون با انرژی بالا در ناحیه طیفی مرئی تابش می کنند. علاوه‌براین برخلاف کوانتوم دات های آلی طیف تابشی آن ها به ابعاد نانوتابشگرها بستگی ندارد.[۳] نانوذرات تبدیل افزایشی فرکانس را می‌توان با لیزر پیوسته طول موج، با توانی بین 1-1000 W/cm^2تحریک کرد برخلاف پدیده غیرخطی جذب دو فوتونی در مواد آلی که نیاز به لیزر پالسی با توانی بین 10^6-10^9 W/cm^2برای تحریک دارند.[۴]

این نانوذرات متشکل از کریستال میزبان و یون های حساس کننده و فعال کننده هستند.کریستال میزبان معمولا از جنس $NaYF_4$ است که از نظر اپتیکی غیر فعال است .یون حساس کننده فوتون های فروسرخ با انرژی کم را دریافت کرده و با انتقال آن به یون های فعال کننده موجب تابش فوتون با انرژی بالا در ناحیه مرئی می شود.معمولا از یون لانتانید Yb^{3+}به عنوان حساس کننده،به دلیل سطح مقطع جذب بیشتر از سایر یون‌های لانتانید و هم پوشانی مناسب ترازهای انرژی آن با یون های فعال کننده،استفاده می‌شود. همچنین از یون های لانتانیدی Ho^{3+} , Er^{3+} , Tm^{3+}نیز به عنوان فعال کننده استفاده می‌شود.[۵]

فرآیند غیرخطی تبدیل افزایشی فرکانس که طی آن دو یا چند فوتون جذب و یک فوتون با طول موج کوتاه تر تولید می‌شود توسط پنج مکانیزم صورت می‌گیرد که شامل موارد زیر است : ۱.جذب تراز برانگیخته ۲. تبدیل افزایشی انتقال انرژی ۳.بهمن فوتونی ۴.تبدیل افزایشی جمعی ۵.تبدیل افزایشی با واسطه مهاجرت انرژی. مکانیزم صورت گرفته در نانوذرات تبدیل افزایشی مورد بررسی ما در این مقاله، تبدیل افزایشی انتقال انرژی است که در شکل ۱ آن را مشاهده می‌کنید.



شکل ۱ : نمودار برانگیختگی،انتقال انرژی و تابش یون های حساس کننده و فعال کننده در فرآیند تبدیل افزایشی انتقال انرژی

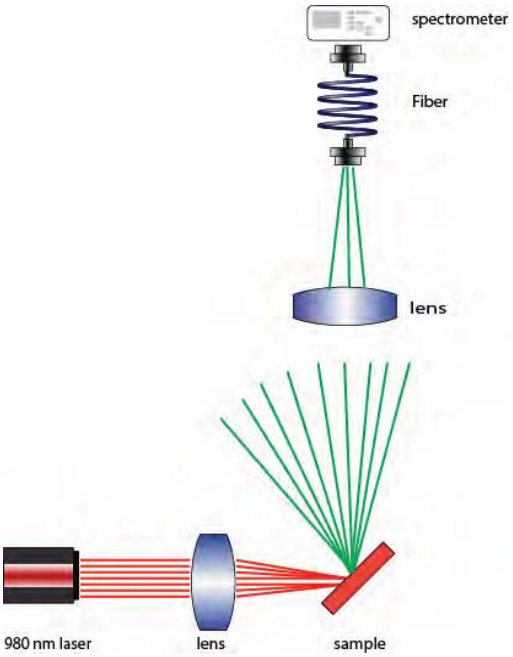
برای اینکه انتقال انرژی بین نانوذرات تبدیل افزایشی و کمپلکس فلزی روتنیم اتفاق بیافتد باید طیف تابشی نانوذرات تبدیل افزایشی با طیف جذبی کمپلکس فلزی هم پوشانی مناسبی داشته باشد . از آن جایی که کمپلکس فلزی روتنیم در بازه طیفی ۴۰۰ تا ۵۰۰ نانومتر بیشترین مقدار جذب را دارد از نانوذرات تبدیل افزایشی با بیشینه طیف تابشی ۴۵۰ نانومتر برای انتقال انرژی بهتر استفاده شده است.

روش تجربی

کمپلکس روتنیم $Ru(phen)_3Cl_2$از سیگما آلدریچ خریداری شده است. نانوذرات تبدیل افزایشی

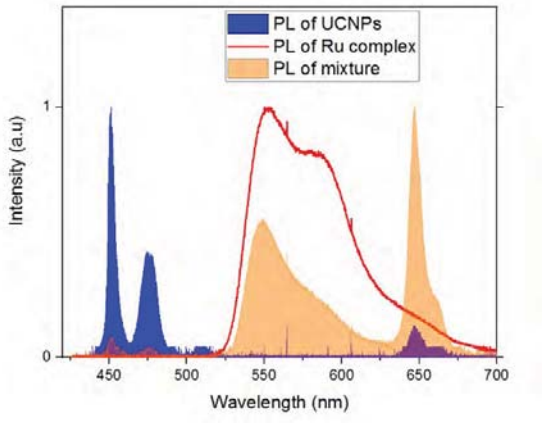
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$NaYF_4:Yb^{3+},Tm^{3+}$به روش هیدروترمال تهیه شد که به صورت کلویید در محلول تولوئن قرار دارد.[۶]در این نانوذرات یون Yb^{3+} به عنوان حساس کننده و یون Tm^{3+} به عنوان فعال کننده استفاده شده است.Yb^{3+} تنها یک تراز برانگیختگی دارد وهم پوشانی مناسبی بین تراز های انرژی Yb^{3+} و Tm^{3+}وجود دارد.علاوه بر بیشینه طیف تابشی در ۴۵۰ نانومتر، نانوذرات تبدیل افزایشی دارای بیشینه ای در طول موج ۶۵۰ نانومتر هستند.برای طیف سنجی از لیزر ۹۸۰ نانومتر-MDLIII CNI با توان بیشینه ۲ وات برای تحریک اولیه استفاده شده است که پرتو نور لیزر با عبور از یک عدسی با فاصله کانونی ۵ سانتی متر بر روی نانوذرات متمرکز می‌شود. سپس تابش نانوذرات توسط یک عدسی همگرا روی ورودی فیبر طیف سنج مدل CSS100Thorlabs متمرکز شده و طیف آن اندازه گیری می‌شود.که در شکل ۲ چیدمان آزمایش نشان داده شده است.برای اندازه گیری طیف تابشی کمپلکس روتنیم از چیدمان مشابه ولی از لیزر ۴۱۰ نانومتر استفاده شده است



شکل ۲:چیدمان اندازه گیری طیف تابشی نانوذرات تبدیل افزایشی فرکانس با استفاده از لیزر ۹۸۰ نانومتر

به منظور اندازه گیری طیف تابشی کمپلکس روتنیم ۵ میلی گرم از ماده $Ru(phen)_3Cl_2$با ۲ میلی لیتر کلروفرم ترکیب و برای حلالیت بهتر مقدار ۲۰۰ میکرولیتر ایزوپروپانول با پیپت مکانیکی به محلول اضافه شد .سپس مدت ۳۰ دقیقه همزده شده و در دستگاه التراسونیک قرارداده شد.با استفاده از لیزر ۴۱۰ نانومتر و با کمک چیدمان شکل ۲ کمپلکس روتنیم تحریک شده و طیف تابشی آن اندازه گیری شد که در شکل ۳، نشان داده شده است. کمپلکس فلزی روتنیم یک بیشینه تابشی بیشینه در ۵۵۱ نانومتر دارد. از آن جایی کمپلکس فلزی روتنیم طیف جذبی در بازه ۴۰۰ تا ۵۰۰ نانومتر دارند و طیف تابشی نانوذرات تبدیل افزایشی نیز در همین بازه است با ترکیب کردن آن ها با یکدیگر و رسیدن به غلظت مناسب انتظار انتقال انرژی به صورت دینامیکی را خواهیم داشت. در نهایت به ترکیب نانوذرات تبدیل افزایشی و کمپلکس روتنیم ماتریس پلیمری PMMA(پلی متیل متاکریلات) را به نسبت ۳ به ۱ اضافه کردیم و طیف آن را اندازه گیری کردیم که در شکل۳،مشاهده می‌کنید.



شکل ۳: نمودار آبی رنگ ؛طیف تابشی نانوذرات تبدیل افزایشی فرکانس $NaYF_4:Yb^{3+}$, $Tm3^+$، تحریک شده توسط لیزر ۹۸۰ نانومتر ۲ وات. دو بیشینه تابشی در طیف آبی در آن مشاهده می‌شود. نمودار قرمز رنگ؛ طیف تابشی کمپلکس روتنیم$Ru(phen)_3Cl_2$ تحریک شده توسط لیزر ۴۱۰ نانومتر. نمودار نارنجی رنگ؛ طیف تابشی نمونه ترکیب شده نانوذرات تبدیل افزایشی فرکانس با کمپلکس فلزی روتنیم تحریک شده با لیزر ۹۸۰ نانومتر ۲ وات .

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله با کمک نانوذرات تبدیل افزایشی فرکانس $NaYF_4;Yb^{3+},Tm^{3+}$ توانستیم یک راه جدید برای تحریک کمپلکس فلزی روتنیم $Ru(phen)_3Cl_2$ نشان دهیم. با این روش می‌توان کمپلکس فلزی روتنیم را با کمک لیزر ۹۸۰نانومتر که در بازه طیفی فروسرخ نزدیک قرار می‌گیرد تحریک کرد. همانطور که در نتایج مشاهده کردید بدون حضور کمپلکس فلزی روتنیم نور ورودی لیزر فروسرخ جذب نانوذرات تبدیل افزایشی شده و باعث تابش آبی رنگ آنها می‌شود. اما وقتی نانوذرات تبدیل افزایشی درکنار کمپلکس روتنیم قرار می‌گیرد این انرژی به طور دینامیکی از نانوذرات به کمپلکس روتنیم انتقال پیدا می‌کند و در نهایت تنها طیف تابشی نارنجی رنگ کمپلکس فلزی روتنیم را خواهیم داشت.

مرجع‌ها

[1] J. Shen, L. D. Sun and C. H. Yan, Dalton Trans., 2008, 5687–5697

[2] H. Dong, L. D. Sun and C. H. Yan, Nanoscale, 2013, 5, 5703–5714

[3] F. Wang and X. G. Liu, Acc. Chem. Res., 2014, 47, 1378–1385

[4] F. Wang and X. G. Liu, Chem. Soc. Rev., 2009, 38, 976–989

[5] T. Jiang, Y. Liu, S. S. Liu, N. Liu and W. P. Qin, J. Alloys Compd., 2012, 377, 81–87

[6] Fatemeh Kaboli, Nahid Ghazyani, Mohammadreza Riahi, Hossein Zare-Behtash,Mohamad Hossein Majles Ara, and Esmaeil Heydari, *Nano Mater.*2019, 2, 6, 3590–3596

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۵ ۲۵۰-۱۰-A

تولید هارمونیک مرتبه بالا در نانوآنتن های پاپیونی طلای مرتفع

علیرضا ذاکرینیای، مسعود محبی

گروه فیزیک،دانشگاه ولی‌عصر(عج) رفسنجان، m.mohebbi@vru.ac.ir

چکیده – مابه طور نظری تولید هارمونیک بالای پلاسمونیکی را به عنوان وسیله ای برای تولید تابش همدوس ماورا بنفش دور با استفاده از افزایش میدانی که در نانو ساختارهای نانو فلزی وجود دارد بررسی می نماییم. نانوساختار پلاسمونی از یک نانو آنتن پاپیونی طلای مرتفع که بر روی یک زیرلایه قرار دارد تشکیل شده است. نتایج شبیه سازی نشان می دهد که پاپیون های مرتفع امکان بروز اثر های جفت شدگی پلاسمونیکی ذاتی را در نانو حفره های معلق، برای ساختارهایی که در تماس فیزیکی با زیرلایه نیستند، فراهم می کنند. این پیکربندی منجر به حداکثر ۰.۳۱ افزایش اضافی در میدان درون نانوگاف نسبت به نانوساختارهای پاپیونی غیر مرتفع می شود. بنابراینHHG را مستقیماً از پالس های فمتوثانیه با شدت متوسط $0.1TWcm^{-2}$ راه اندازی می کند. با استفاده از اتم های هیدروژن گازی به عنوان ساطع کننده HHG، طیفEUV محاسبه شده هارمونیک ها را تا طول موج ۹.۴nm نشان می دهد.

کلید واژه- تولید هارمونیک مرتبه بالا، نانوآنتن پاپیونی مرتفع، میدان الکتریکی تقویت شده.

High-order harmonic generation with elevated goldbowtienanoantenna

ZakeriniayAlirezaand MohebbiMasoud

Physics group, Vali-e-Asr University of Rafsanjan, m.mohebbi@vru.ac.ir

Abstract- We investigate theoretically plasmonic high-harmonic generation (HHG) as a means of producing coherent extreme ultraviolet (EUV) radiation by taking advantage of field enhancement occurring in metallic nanostructures. Plasmonic nanostructure is consist of an elevated gold bowtie nanoanatenna on a sublayer. The simulation results show that the elevated bowties allow manifestation of intrinsic plasmonic coupling effects in suspended nanocavities from structures that are not in physical contact with a substrate. This configuration results in up to 0.31 of magnitude additional enhancement in field inside nanogap compared to that of nonelevated bowtie nanostructures. Thus, HHG triggers directly from moderate femtosecond pulses of $0.1TWcm^{-2}$ intensities. By using gaseous H atoms as the HHG emitter, the calculated EUV spectra exhibit harmonics up to 9.4nm wavelengths.

Keywords: High-order Harmonic Generation, Elevated bowtie nanoantennae, Enhanced electric field.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

منابع نوری پرتوان موجب بسیاری از پدیده‌های میدان قوی از جمله تولید هارمونیک مرتبه بالا است. تولید هارمونیک مرتبه بالا یک پدیده غیرخطی شدیدی است که توجه زیادی را در سال‌های اخیر به علت کاربردش در تولید اشعه ایکس نرم و تولید پالس‌های آتوثانیه به خود جلب کرده است. فرایند تولید هارمونیک مرتبه بالا می‌تواند در مدل نیمه‌کلاسیکی در سه مرحله یونیزاسیون، شتاب‌گیری و بازترکیب در میدان لیزری خارجی شرح داده شود. از لحاظ ساختار طیفی، شدت هارمونیک‌ها ابتدا یک ناحیه افت را نشان می‌دهند، با افزایش مرتبه هارمونیک، هارمونیک‌هایی که دارای شدت نسبتاً یکسانی هستند، یک ناحیه تخت را ایجاد می‌کنند. درنهایت یک افت شدت ناگهانی از هارمونیک‌ها در محل فرکانس قطع خواهیم داشت. آستانه شدت پالس فرودی برای تولید هارمونیک مرتبه بالا از مرتبه $10^{13}\mathrm{W/cm^2}$ است.

بنابراینیک تقویت پالس بر مبنای چرپ[۱] برای بالا بردن قله توان پالس فمتوثانیه لازم می‌باشد.می‌توان از نانوساختار فلزی به عنوان نانوآنتن‌های پلاسمونی برای تقویت شدت پالس فرودی استفاده کرد [۲]. چنین سازه‌هایی به علت توانایی در محصور کردن و تقویت چشمگیر میدان الکترومغناطیسی، در نواحی با اندازه نانومتر، نقاط "گرم"، توجه بیشتری را به خود جلب می-کند. با استفاده از تشدید پلاسمون سطحی در نانوساختار پاپیونی شکل فلزی، میدان الکتریکی فرودی تا بیش از ۲۰ dB تقویت میشود. درنتیجه شدت پالس لیزری از آستانه مورد نیاز برای تولید هارمونیک مرتبه بالا تجاوز می کند. البته لازم به ذکر است که نرخ تکرار پالس ثابت باقی میماند و دیگر نیازی به فرآیند تقویت لیزری نیست. نیمرخ طیفی هارمونیک‌های مرتبه بالای تولیدشده توسط میدان پلاسمونیکی تقویت شده تعیین می‌شود. با این حال، برای چنین ساختارهایی، برای افزایش بیشتر میدان در فضای گاف و در نتیجه افزایش فرکانس هارمونیک قطع محدویت وجود دارد. در این مقاله برای غلبه بر این مشکل، از ایده ی استفاده از نانو آنتن های مرتفع استفاده می شود [۳]. بطوریکه نسبت به ساختار پیشنهادی بدیع معرفی شده توسط کیم [۲] برتری قابل توجهی از لحاظ بزرگی فرکانس قطع دارد.

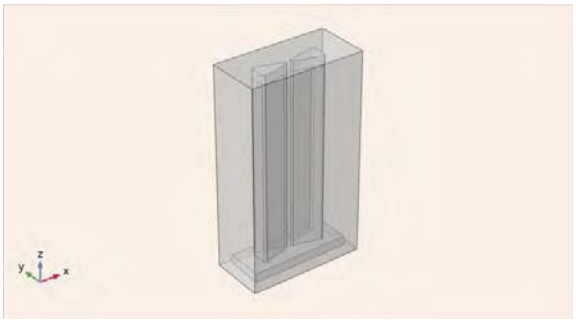
شبیه سازی

در شکل (۱) نمایشی از ساختار پیشنهاد داده شده را مشاهده می نمایید. دو نانوذره پاپیونی مثلثی شکل طلا با راس گرد بر روی پایه مثلثی شکلی از جنس سفایر که بر روی یک زیر لایه سفایر قرار دارد در نظر گرفته شده است.

مطابق با شکل، مشخصات هندسی هر یک از این دو نانو مثلثدارای مقادیر زاویه راس $\theta = ۱۵^{\circ}$، ارتفاع $h = ۱۷۵nm$، ضخامت $t = ۵۰\,nm$، شعاع انحنای راس $r = ۱۰\,nm$ و گاف $g = ۲۰\,nm$ می باشد. پایه مثلثی شکل دارای ارتفاع $۱۰۰۰\,nm$ و شکل سطح مقطع مشابه با نانومثلث ها می باشد. زیر لایه دارای ابعاد ارتفاع $۵۰\,nm$، طول $۵۵۵nm$ و عرض $۲۵۵nm$ می باشد. نانو ساختار در یک محفظه مکعبی شکل از جنس هوا قرار دارد که دارای ابعاد ارتفاع ۱۱۹۰ nm، طول ۶۴۷nm و عرض ۳۰۹.۱۹nm می باشد.

دو نانوساختار را تحت تابش موج الکتریکی تخت از وجه بالایی مکعب هوا در امتداد محور z قرار می دهیم. قطبش موج خطی در امتداد محور x (امتدادی که نوک دو مثلث را بهم وصل می کند) است. طول موج نیز بین ۴۰۰ تا ۱۲۰۰ nm است.

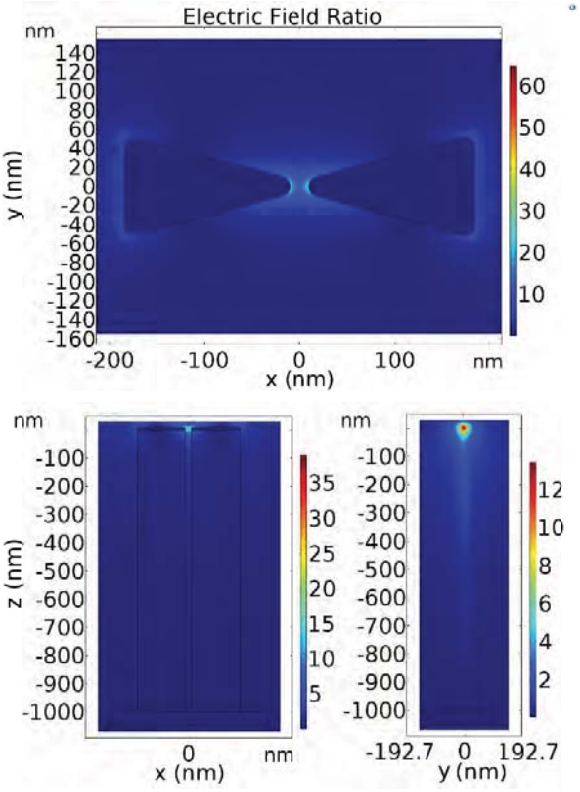
با استفاده از نرم افزار کامسول می توان توزیع میدان الکتریکی در داخل جعبه ی هوا را محاسبه کرد.



شکل ۱- نمایش شماتیکی از نانوساختار پاپیونی مثلثی طلا برروی پایه مثلثی از جنس سفایر برروی زیر لایه سفایر

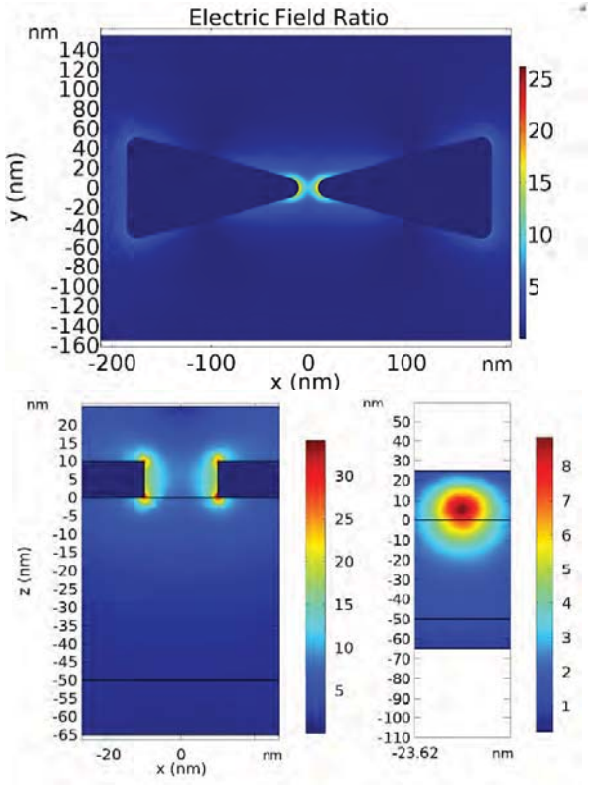
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

برای نانوساختارپاپیونی طلا با راس گرد برروی زیرلایه از جنس سفایر در صفحه های xz،xy و yz که از مرکز گافنانو ساختار عبور می کند. در شکل (۳) توزیع ضریب اندازه ی میدان الکتریکی (نسبت اندازه ی میدان محاسبه شده به میدان فرودی) برای طول موج فرودی ۸۰۰ nm در صفحه های xy، xz و yz



شکل۲- توزیع دوبعدی ضریب تقویت میدان الکتریکی در طول موج فرودی ۸۰۰ nm برای نانوساختار پاپیونی پایه‌دار مستقر بر زیرلایه در صفحه های xy، xz و yz که از مرکز گاف نانو عبور می کنند.

که از مرکز گاف نانو عبور می کنند نشان داده شده است. همانطور که در این شکل ها مشاهده می شود بیشترین ضریب اندازه ی میدان الکتریکی در ناحیه خالی بین دو مثلث، یعنی در محدوده فضای گاف اتفاق می افتد. به عبارت دیگر تقویت فوق العاده ای نزدیک به رئوس مثلث با مقدار تقریبی ۲۵ رخ می دهد. در مرکز گاف تقویت به اندازه ی ۱۳ است. برای مقایسه در شکل (۳)، توزیع ضریب اندازه ی میدان الکتریکی را برای نانوساختار بدون پایه نشان داده شده است. به طور مشابه، تقویت زیادی نزدیک به رئوس مثلث با مقدار تقریبی ۱۹ رخ می دهد. در مرکز گاف تقویت به اندازه ی ۹ است. با مقایسه صفحات توزیع میدان در هر دو نانوساختار این نتیجه دریافت می شود که هرچه از صفحه زیرلایه سفایر بالاتر باشیم مقدار تقویت میدان در فضای گاف بیشتر خواهد بود.



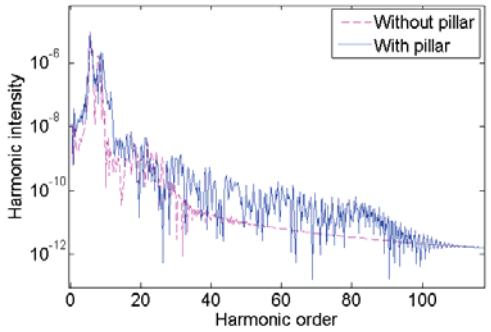
شکل۳- توزیع دوبعدی ضریب تقویت میدان الکتریکی در طول موج فرودی۸۰۰nm برای نانوساختار پاپیونی بدون پایه‌ی مستقر بر زیرلایه در صفحه-های xy، xz و yz که از مرکز گاف نانو عبور می کنند.

یعنی حضور پایه، لایه ی سفایر به ارتفاع ۱۰۰۰ nm باعث افزایش تقویت میدان از بیشینه ی ۱۹ به ۲۵ در طول موج فرودی ۸۰۰ nm می شود.

این رفتار مشاهده شده می‌تواند با استفاده از یک شرح کیفی به وسیله‌ی مدل بر هم کنش دوقطبی-دوقطبی ساده توضیحداده - شود. هنگامی که دو نانو دیسک در کنار هم به نوسان واداشته می‌شوند دارای تجمعی از بارهای محلی مثبت و منفی می‌شوند (پلاسمون های سطحی جایگزیده) بطوریکه می توانند مانند فنر رفتار نمایند و تابش الکترومغناطیسی به اطراف، از جمله فضای گاف و فضای زیر لایه داشته باشند.زمانی که زیر لایه تحت اعمال نیروی خارجی ناشی از تابش پراکنده شده توسط نانو

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مثلث ها قرار می‌گیرد یک قطبش بار به‌وجود می‌آید که موجب توزیع بار بر بستر زیرلایه می‌شود. در محدوده شبه استاتیک، این توزیع بار



شکل ۴: شدت هارمونیک برحسب مرتبه هارمونیک برای نانوساختارهای با پایه (خط پر آبی) و بدون پایه (خط تیره صورتی).

می‌تواند بصورت توزیع بارهای تصویری از نانومثلث ها بر روی زیرلایه ی سفایر تعبیر شود. حضور پایه باعث ایجاد فاصله و کم شدن برهم کنش بین دوقطبی های مربوط به نانومثلث ها و دوقطبی های تصویری بر روی زیر لایه می شود. در نتیجه میدان برآیند در محل گاف برای حالت با پایه افزایش می یابد.

تولید هارمونیک

با توجه به اینکه میدان الکتریکی به اندازه بیشینه و کمینه‌ی، ۲۵ و ۱۳ برابر میدان فرودی در محدوده ی گاف (در نصف ارتفاع گاف) تقویت می شود پس می توان انتظار داشت که با استفاده از لیزر تیتانیوم سفایر با شدت باریکه $10^{11}\mathrm{W/cm^2}$در طول موج مرکزی ۸۰۰nm، که بر روی نانوساختار متمرکز می‌باشد، مقدار شدت میدان تقویت شده در فضای گاف از مقدار آستانه تولید هارمونیک مرتبه بالا فراتر رود. پس می توان با پمپ گاز هیدروژن به داخل گاف، تولید هارمونیک مرتبه ی بالا داشت. به عنوان مثال با قرار دادن اتم هیدروژن در وسط گافبر روی وسط خط واصل بین دو نانوساختار در ارتفاع ۲۵nmاز ضخامت فلزی (یعنی، $z = ۲۵, x, y = ۰$) می‌توان به بررسی پاسخ غیرخطی این اتم به میدان تقویت شدهپرداخت. دینامیک حرکت یک الکترون که در یک میدان الکتریکی (تقویت شده درون گاف برروی خط مرکز تا مرکز دو نانو دیسک در ارتفاع ۲۵nm) با قطبش خطی حرکت می‌کند را می‌توان با تقریب خوبی از حل معادله شرودینگر وابسته به زمان یک بعدی به دست آورد. بر این مبنا می‌توان شدت هارمونیک‌های مرتبه بالای گسیل شده را محاسبه کرد [۴]. طیف هارمونیک‌های مرتبه بالای نشان داده شده در شکل(۴)، نشان می‌دهد که فرکانس قطع برای نانوساختار با پایه و بدون پایه به ترتیب دارای مقادیر تقریبی ۸۵ و ۲۷ می‌باشند. در نتیجه مرتبه‌ی فرکانس قطع برای ساختار پایه دار مقدار بیشتری نسبت به ساختار بدون پایه ای است که توسط کیم و همکاران [۲] نشان داده شده بود.

نتیجه‌گیری

دراین پژوهش به بررسیتوزیع میدان و تقویت آن درون فضای گافی در نانوساختار پاپیونی طلای بدون پایه و با پایه که بر روی زیر لایه سفایر مستقر بودند پرداخته شد. نتایج نشان می دهد که در نانوساختار با پایه مقدار تقویت بیشتر از مورد بدون پایه است. بنابراین همانطور که انتظار می رود مرتبه ی فرکانس قطع به شدت افزایش می یابد. با معرفی این ساختار ساده میتوان از کاواکهای لیزری اضافه جهت تقویت باریکه‌ی لیزری فرودی بینیاز شد. در نتیجه می توان یک منبع لیزری با طول موج کوتاه مناسب در اختیار داشت.

مرجع‌ها

[1]. J. Seres, E. Seres, A. J. Verhoef, G. Tempea, C. Streli, P. Wobrauschek, V. Yakovlev, A. Scrinzi, C. Spielmann, F. J. N. Krausz, “Laser technology: source of coherent kiloelectronvolt X-rays”, Nature, Vol.433, pp. 596, 2005.

[2]. S. Kim, J. Jin, Y.J.Kim, I.Y. Park, Y. Kim, S.W. J.N. Kim, “High-harmonic generation by resonant plasmon field enhancement”, Nature, Vol.453, pp. 757-760, 2008.

[3]. N. A. Hatab, C-H. Hsueh, A. L. Gaddis, S. T. Retterer, J-H. Li, GyulaEres, Z. Zhang, and B. Gu, “Free-Standing Optical Gold Bowtie Nanoantenna with Variable Gap Size for Enhanced Raman Spectroscopy”, Nano Lett., Vol.10, pp.4952–4955,2010.

[4]. M. Mohebbi and S.NazarpoorMalaei; “Electron Path Control of High-Order Harmonic Generation by a Spatially Inhomogeneous”, Modern Optics,Vol.63, pp.643-652,2016.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۲۲-۱۰-A

ایجاد توری پراش در لایه‌های نازک نقره-کلریدنقره بر زیرلایه‌های تبادل یون شده

مائده اصلانی[۱] وراضیه طالبی[۱و۲]

[۱] دانشکده‌ی فیزیک، دانشگاه اصفهان
[۲] گروه اپتیک کوانتوم، دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان

چکیده- در این مقاله، ابتدا ساخت شیشه‌های تبادل یون شده‌ینقره-سدیم بررسی شده است. در فرآیند تبادل یون، با جاگیری یون‌های نقره درساختار شیشه، به دلیل برانگیختگی پلاسمون سطحی نانوذراتنقره‌ی درون شیشه، جذب در طول موج مشخصه‌ی یون‌های نقره در این شیشه‌ها افزایش می‌یابد. با بازپخت شیشه‌های تبادل یون شده، یون‌های نقره به اتم خنثی تبدیل می‌شوند و قله‌ی جذب مشخصه‌ی مرتبط با اتم‌های نقره در بیناب جذب نمونه آشکار می‌شود. در مرحله بعد، لایه‌ی نازک کلریدنقره بارگذاری شده با نانوذرات نقره بر سطح شیشه‌های تبادل یون شده انباشته می‌شود. لایه‌ی نقره-کلریدنقره نقش جفت‌کننده‌ی نور برای لایه‌ی موجبری تبادل یون شده را ایفا می‌کند. با اندازه‌گیری دوره‌ی تناوب نانوساختارهای دوره‌ای القاء شده توسط پرتو لیزر بر سطح بستره، ضریب شکست مؤثر شیشه تبادل یون نقره-سدیم اندازه‌گیری می‌شود.

کلید واژه- تبادل یون، تشدید پلاسمون سطحی، شیشه‌ی سودا-لایم،نانوذرات نقره.

Fabricating diffraction grating in Ag-AgClthin film on ion-exchangesubstrate

Maedeh Aslani[1] andRazieh Talebi[1,2]

[1]Department of Physics, University of Isfahan
[2]QuantumOpticsGroup, Department of Physics, University of Isfahan

Abstract- In this paper, the fabrication of silver-sodium ion-exchange glasses is investigated. In the ion exchange process, with the placement of silver ions in the glass structure, due to the excitation of surface plasmon resonance of silver nanoparticle in glass, the absorption peak of silver ions has increased at their characteristic wavelength. Annealing the ion-exchange glasses lead to the conversion silver ions to neutral atoms and the absorption peak associated with silver atoms appearsin the absorption spectrum of the annealed samples. In the next step, silver chloride thin film loaded with silver nanoparticles is deposited on ion exchange glass. The Al-AgCl thin film acts as a coupler for the ion-exchange waveguide. By measuring the periodicity of periodic nanostructures induced by laser beam on the surface of substrate, theeffectiverefractive index of silver-sodium ion exchange glass is obtained.

Keywords: ion exchange,Surface Plasmon Resonance, Soda-lime glass,silver nanoparticles.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

۱-مقدمه

ترکیباتی که شامل نانوذرات فلزی هستند، کاربردهای فراوان در زمینه‌های مختلف علوم و فن‌آوری به ویژه در فوتونیک دارند [۱]. از جمله‌ی این ترکیبات، می‌توان به شیشه‌های تبادل یون شده‌ی نقره-سدیم به منظور ساخت موجبرهای تخت در مدارهای مجتمع نوری اشاره کرد [۱]. از شیشه‌های تبادل یون شده‌ی نقره-سدیم برای ساخت مواد ترکیبی با ویژگی‌های نوری خطی وغیرخطی منحصربه‌فرد که تحت تأثیر تشدید پلاسمون سطحی نانوذرات فلزی در بستر دی‌الکتریک هستند، استفاده می-شود[۱]. نفوذ یون نقره به لایه‌ی سطحی شیشه سبب افزایش ضریب شکست سطحی آن می‌شود [۱].

اخیراً نشان داده شده است که با ایجاد توری پراش بر سطح لایه‌ی موجبری می‌توان پرتو نوری را با موجبر جفت کرد [۲]. برای این منظور، از لایه‌ی نازک نقره-کلریدنقره استفاده می‌شود[۲]. با تابش نور قطبیده‌ی خطی به این لایه‌های نازک ساختارهای متناوب در راستای قطبش نور فرودی شکل می‌گیرد که نقش توری پراش برای جفت کردن نور در لایه‌ی موجبری را دارد [۲].

۲-ساخت نمونه‌ی تبادل یون شده

به منظور ساخت نمونه‌ی تبادل یون شده‌ی نقره-سدیم از بستره‌ی شیشه‌ای سودالایم با ترکیبات 66.12% SiO_2, 20.90% Na_2O, 5.85% CaO, 4.46% MgO, 1.16% Al_2O_3, 0.883% K_2O, 0.116% As_2O_3, 0.025% Fe_2O_3, 0.014% ZrO, 0.008% CuO, 0.003% Rb_2Oاستفاده شده است. یون‌های نقره طی یک فرآیند حرارتی ازترکیب رسوبی نیترات نقره-نیترات سدیم که حاوی چهار درصد وزنی نیترات نقره است، در دمای ۳۵۰ درجه‌ی سانتیگراد جایگزین یون‌های سدیم موجود در ساختار شیشه می‌شوند. پس از فرآیند تبادل یون، رنگ شیشه از حالت شفاف به زرد روشن تغییر می‌کند. ضریب شکست نمونه‌ی تبادل یون شده با درصد وزنی ۶٪نیترات نقره با اندازه‌گیری به روش تعیین زاویه‌ی بروستر برابر با ۱/۵۵ است.

۲-۱-کاهیده شدن یون‌های نقره

با بازپخت نمونه‌های تبادل یون شده دربازه‌های زمانی و دمایی مشخص، رنگ شیشه‌ها از حالت زرد روشن به قهوه‌ای تیره می‌گراید [۳]. تغییر رنگ شیشه‌های تبادل یون شده طی یک فرآیند حرارتی عمدتاً به دلیل خنثی شدن یون‌های نقره (کاهیده شدن) و تغییر در بینابجذب است [۳].

تبدیل یون نقره به اتم خنثی با اعمال یک فرآیند حرارتی انجام می‌گیرد که با کاهش تدریجی غلظت یون-های نقره همراه است [۳].کاهیده شدن یون‌های نقره در فرآیند طول بازپخت، مستلزم وجود یک عامل احیا کننده یایک عنصر چند ظرفیتی مانند As_2O_3یاFe_2O_3 است. کاهیده شدن یون‌های نقره به اتم، تحت تأثیر یون‌های آهن Fe^{2+}، طی فرآیند اکسایش و تبدیل شدن به یون Fe^{3+} تبدیل شدن است می‌شود [۳]. همچنین، قرارگیری نمونه-ی تبادل یون شده در معرض جو که حاوی اتم‌های اکسیژن است در دمای متوسط در کاهیده شدن یون‌های نقره مؤثر است [۳].بنابراین، عملیات حرارتی به تنهایی منجر به کاهیده شدن یون‌های نقره نمی‌شود [۳]. تغییر رنگ شیشه‌های تبادل یون شده در طول بازپخت از زرد به قهوه‌ای نتیجه‌ی تغییردرجه‌ی اکسیداسیون نقره است که به وجود عناصر چندظرفیتی مانند آهن که به صورت اکسید در ساختار شیشه موجود است، وابستگی دارد [۳].

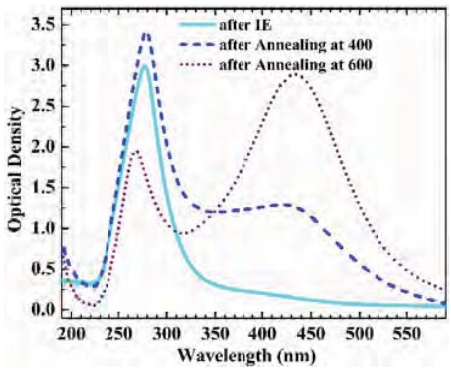
۳-مشخصه‌یابی نمونه

به منظور بررسی ویژگی‌های نوری دقیق نمونه‌های تبادل یون شده از روش‌های مختلف مشخصه‌یابی مانند بیناب-نمایی جذبی، بیناب سنجی فوتوالکترون پرتو ایکس و میکروسکوپ الکترونیروبشی استفاده شده است.

۳-۱-بیناب نمایی جذبی نمونه‌های تبادل یون شده

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

پس از تبادل یون اولیهرگونه گرمادهی مجدد، در بازه-های زمانی و دمایی مختلف، در تشدید پلاسمون سطحی نانوذرات نقره نقش دارد [۳]. عناصری که طی تبادل یون در ساختار شیشه قرار گرفته‌اند، عمدتاً به صورت یون نقره هستند و با سایر عناصر موجود در ساختار شیشه واکنش داده و خنثی می‌شوند [۳]. در دماهای بالاتر، یون‌های نقره ضمن خنثی شدن به منظور حفظ تعادل ترمودینامیکی تمایل به تشکیل نانوذرات نقره و خوشه‌های بزرگتر نقره دارند [۳]. تشدید پلاسمون سطحی فلزات و بیناب جذب آنها تحت تأثیر عواملی مانند تغییر شکل، اندازه، غلظت نانوذرات فلزی و ثابت دی‌الکتریک بستره است [۳]. برای بررسی این موضوع، بیناب جذب نمونه تبادل یون شده با ترکیب چهار درصد در دمای ۴۵۰ درجه سانتیگراد قبل و بعد از بازپخت در شکل ۱ نشان داده شده است.



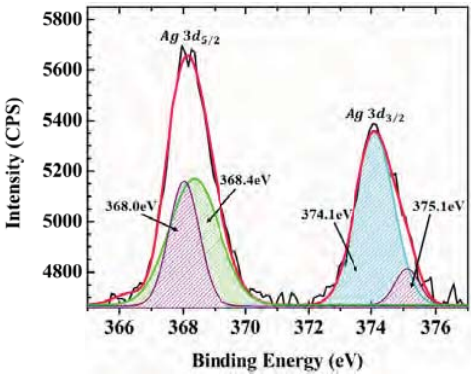
شکل ۱: بیناب جذب شیشه‌ی تبادل یون شده پس از تبادل یون، پس از بازپخت در دماهای ۴۰۰ و ۶۰۰ درجه‌ی سانتیگراد.

در شکل ۱، قله مشخصه‌ی یون‌های نقره در طول موج ۲۷۰ نانومتر در تمام نمونه‌ها به وضوح دیده می‌شود. در طی بازپخت نمونه، ارتفاع این قله کاهش می‌یابد.

در شکل ۱، پیدایش قله‌ی جذب در نمونه‌های بازپخت شده به در نزدیکی طول موج ۴۵۰ نانومتر نتیجه‌ای از تبدیل یون‌های نقره به خوشه‌های خنثی نقره است [۳].

۳-۲-بیناب‌سنجی فوتوالکترون پرتوایکس

به منظور بررسی عنصری سطح مواد، ترکیبات شیمیایی و تعیین حالت پیوندی بدون آسیب زدن به نمونه از بیناب-سنجی فوتوالکترون پرتو ایکس استفاده می‌شود. شیشه‌ی سودالایم به مدت ۱۲۰ دقیقه در دمای ۵۰۰ درجه‌ی سانتیگراد تبادل یون شده است. پس از فرآیند تبادل یون، طی فرآیند بازپخت، خوشه‌های نقره درون ساختار زیرلایه شکل می‌گیرند [۳]. وجود نقره در هر دو حالت یونی و خنثی در بیناب فوتوالکترون پرتو ایکس که در شکل ۲ نشان داده شده است، قابل تشخیص است. برازش قله‌های گائوسی بر قله‌های $Ag3d_{5/2}$ و $Ag3d_{3/2}$، منجر به پیدایش چهار قله که دو قله در 368.0eV و 368.4eV مربوط به یون‌های نقره و دو قله در374.1eV و 375.1eV مرتبط با اتم های نقره است [۴].



شکل ۲: بیناب‌سنجی فوتوالکترون پرتو ایکس با وضوح بالای نقره.

۴-ایجاد توری پراش در لایه‌ی نقره-کلریدنقره بر بسترهٔ تبادل یون شده

پس از ساخت شیشه‌های تبادل یون شده، طی دو مرحله، ۵۰ نانومتر کلرید نقره و ۱۰ نانومتر نقره بر سطح بستره‌ی تبادل یون شده به روش تبخیر حرارتی در دمای اتاق لایه‌نشانی می‌شود. برای ایجاد نانوساختارهای متناوب، لایه‌های نازک نقره-کلریدنقره تحت تابش پرتو لیزر قطبیده‌ی خطی با طول موج ۶۳۲/۸ نانومتر قرار می‌گیرد.

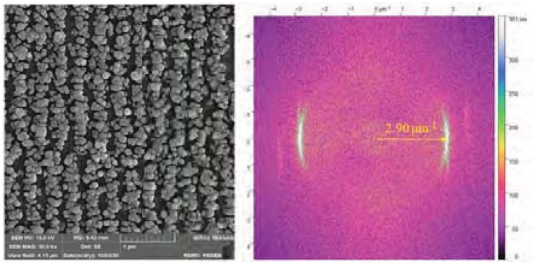
بخشی از پرتو فرودی توسط نانوذرات نقره پراکنده می‌شود و بخش دیگر از نمونه عبور می‌کند. بخشی از پرتوهای پراکنده شده توسط نانوذرات نقره وارد لایه موجبری کلرید نقره می‌شود. نانوساختارهای دوره‌ای از تداخل پرتونور فرودی و مد منتشر شده در لایه‌ی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

موجبری کلرید نقره ایجاد می‌شود. نانوذرات نقره در فریزهای تاریک طرح تداخل تجمع کرده و توری پراش ایجاد می‌کنند[۲].

۱-۴- تصویربرداری از سطح نمونه

به منظور مطالعه‌ی تغییرات ساختاری لایه‌های نازک نقره-کلریدنقره که تحت تابش پرتو لیزر قرار گرفته‌اند، از تصاویر میکروسکوپ الکترونیروبشی که از سطح نمونه‌ی تبادل یون شده با شش درصد نیترات نقره موجود در ترکیب رسوبی نیترات سدیم-نیترات نقره تهیه شده است، استفاده می‌شود. تشکیل نانوساختارهای متناوب بر سطح بستره‌ی تبادل یون شده پس از تابش لیزر با طول موج ۶۳۲/۸ نانومتر، در این تصویر قابل مشاهده است. به منظور بررسی تصاویر میکروسکوپ الکترونیروبشی (SEM) و اندازه‌گیری دوره‌ی تناوب نانوساختارها، از تبدیل سریع فوریه‌ی (FFT) از تصویر میکروسکوپ الکترونیروبشی که فضای معکوس تصویر است، استفاده شده است. خطوط قوسی شکل در تصویر (FFT) به دلیل شکل موج-گونه نانوساختارهای متناوب است.



شکل۳: تصاویر SEM و FFT مرتبط با بستره‌ی تبادل یونی۶٪ بارگذاری شده توسط لایه‌های نازک نقره-کلریدنقره.

تصویر SEM گرفته شده از سطح نمونه، علاوه بر تأیید تشکیل نانوساختارهای دوره‌ای در راستای قطبش نور فرودی، اندازه‌گیری دوره‌ی تناوب توری (d) وابسته به طول موج نور فرودی (λ) و ضریب شکست مؤثر (n_{eff}) زیرلایه‌ی تبادل یون شده را با کمک رابطه‌ی زیر امکان-پذیر می‌کند[۲]

$$d = \frac{\lambda}{n_{eff}}. \qquad (۱)$$

با توجه به رابطه‌ی (۱)، پس از اندازه‌گیری دوره‌ی تناوب توری (۴۳۰ نانومتر) و جاگذاری مقدار طول موج فرودی (۶۳۲/۸ نانومتر) در رابطه، ضریب شکست مؤثر مرتبط با بستره‌ی تبادل یونی تهیه شده با شش درصد نیترات نقره برابر با ۱/۵۴۷ گزارش شد.

۵-نتیجه‌گیری

شیشه‌های تبادل یون شده‌ی نقره-سدیم با قرار دادن مقدار مشخصی از ترکیب نیترات سدیم-نیترات نقره بر سطح شیشه‌های سودالایم تهیه شد. با نفوذ یون‌های نقره به ساختار شیشه، علاوه بر افزایش ضریب شکست سطح نمونه شاهد پدیدار شدن قله‌ی مشخصه‌ی یون نقره پس از تبادل یون و اتم نقره پس از بازپخت در دما و زمان مشخص هستیم. پس از ساخت شیشه‌های تبادل یون شده، به منظور جفت کردن نور با مد موجبر تبادل یونی، لایه‌ی نازک نقره-کلریدنقره بر سطح آنها به روش تبخیر حرارتی در دمای اتاق انباشت شد. نظم‌گیری نانوذرات نقره در اثر تابش پرتو قطبیده خطی لیزر سبب تشکیل نانوتوری می‌شود که دوره‌ی تناوب و همچنین ضریب شکست مؤثر مرتبط با بستره‌ی تبادل یون آن گزارش شده است.

مرجع‌ها

[1]M. Dubiel, J. Hauga, H. Kruth, H. Hofmeister, and K. D. Schicke, “Ag/Na ion exchange in soda-lime glasses and the formation of small Ag nanoparticles,” Mater. Sci. Eng. B **149**, 146-151 (2008).

[2]R. Talebi and S. Izadi, “Investigating surface morphology of Ag-AgCl thin film by scattering pattern at normal and oblique incident angles,” Appl. Opt. **57**, 10355-10363 (2018).

[3]A. A. Ahmed, E. W. Abd Allah, “Origin of Absorption Bands Observed in the Spectra of Silver Ion-Exchanged Soda–Lime–Silica Glass," J. Am. Ceram. Soc. **78**(10), 2777-2784 (1995).

[4]P. W. Wang, “Formation of silver colloids in silver ion-exchanged soda-lime glasses during annealing,” Appl. Surf. Sci. **120**, 291-298 (1997).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۱۳-۱۰-A

بررسی اثر تغییر PH بر روی تخریب و جذب clay دوپ شده با SnO_2، TiO_2 و ZnO تحت تابش لامپ ۱۶ وات UV جهت تصفیه آب‌های فاضلابی از رنگدانه‌ی رداmین‌بی

پگاه سرتیپی زاده، محمدرضا زمانی میمیان و راضیه کشتمند

دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران _ تهران

pegahsartipizadeh@gmail.com, r_zamani@iust.ac.ir, r_keshtmand@physics.iust.ac.ir

چکیده- در این کار پژوهشی تهیه نانو ذرات SnO2وTiO2و ZnO تثبیت شده بر روی خاک کایونینیت به عنوان یک کاتالیزور و جاذب سطحی برای حذف رنگدانه‌ی رداmین‌بی از آب‌های فاضلاب انجام گرفته‌است. به همین منظور نانو ذرات ذکر شده به روش سنتز و یا سل ژل با خاک رس (Clay) ترکیب شده‌اند. مشخصات کاتالیست‌های تهیه شده با تکنیک‌های (XRD)، (SEM)، (STA)، (FTIR) وUV مورد بررسی قرار گرفت. در این آزمایش ما با تغییر PH محلول از ۵ به ۲ و تحت نور قرار دادن محلول رنگی توانستیم بازده تخریب رنگ را به طور چشم‌گیری افزایش دهیم.

کلیدواژه- رداmین‌بی، نانوذرات، SnO2/Clay،TiO2/Clay، ZnO/Clay.

Investigation of the effect of PH change on the degradation and adsorption of clay doped with SnO2, TiO2 and ZnO under 16 watt UV lamp to treat wastewater from Rodamine B pigment

PegahSartipizadeh, Mohammad Reza ZamaniMeimian&RaziehKeshtmand

Physics Department, Iran University of Science and Technology _ Tehran

pegahsartipizadeh@gmail.com, r_zamani@iust.ac.ir, r_keshtmand@physics.iust.ac.ir

Abstract- In this research work, the preparation of SnO2, TiO2 and ZnO nanoparticles has been stabilized on Cayonite has been applied to the soil as a catalyst and surface adsorbent to remove redmine pigment from wastewater. For this purpose, the mentioned nanoparticles are combined with clay by synthesis method. The properties of the catalysts were evaluated by XRD, SEM, STA, and FTIR techniques. In this experiment, we were able to increase the color degradation efficiency by changing the PH of the solution from 5 to 2 and exposing the color solution.

Keywords: nanoparticles, Rhodamine b, SnO2/Clay, TiO2/Clay, ZnO/Clay.

۱- مقدمه

در سرتاسر دنیا، فاضلاب‌هایی که حاوی آلاینده‌های رنگی هستند، مشکل جدی به حساب می‌آیند. رنگ رداﻣﯿﻦبی که در صنایع نساجی، چرم و داروسازی و آرایشی به‌کار می‌رود دارای اثرات سرطان‌زایی است.فرآیند اکسیداسیون پیشرفته از جمله فرآیندهای پرکاربرد عملی برای حذف رنگدانه‌ها از آب‌ها است، در این روش به دلیل استفاده از مواد اکسیدکننده‌ی قوی و کاتالیست‌هایی مانند اکسید روی و تیتانیوم اکسید و هم‌چنین تابش اشعه فرابنفش، مواد آلاینده شیمیایی به مواد معدنی تجزیه می‌شوند [2].در این پژوهش به ساخت نانوذرات SnO2/ClayوZnO/Clay به روش سل ژل و TiO2/Clay به روش سنتز و بررسی میزان تخریب و جذب هرکدام می‌پردازیم.

۲- روش انجام آزمایش

طرزتهیه‌ی SnO2/Clay: ابتدا مقدار مشخصی از SnCl4.5H2O را با مقداری اتانول مخلوط کرده سپس ۳g خاک رس اضافه کرده و بهم می‌زنیم، فیلتر کرده، خشک کرده و ۴ ساعت با دمای ۴۰۰ درجه در کوره می‌گذاریم[3] (در این مقاله منظور از درجه، درجه سانتی‌گراد است).

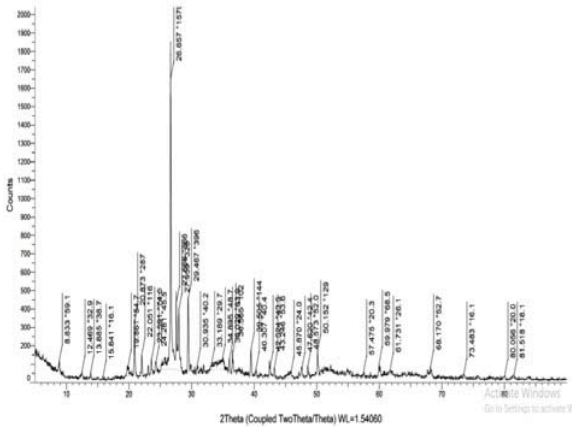
طرز تهیه‌ی g:ZnO/Clay ۲.۱۸ دهیدرات روی استات را در ml ۵۰ اتانول حل می‌کنیم و درحمام آب ۵۰ درجه می‌گذاریم. سپس ۱.۵ml تری اتانول آمین را به محلول اضافه و برای نیم ساعت روی دستگاه آلتراسونیک گذاشته سپس آن را فیلتر کرده، خشک کرده و به مدت ۴ ساعت در کوره با دمای ۴۰۰ درجهقرار می‌دهیم.

طرز تهیه‌ی TiO2/Clay: ابتدا ۳gخاک رس را تحت هم زدن به ۶ml TTIP اضافه کرده و ۳ساعت با دمای ۱۵۰ درجه روی استیرر قرار داده، سپس ماده را شستشو داده، خشک کرده و بعد از آن ۴ساعت با دمای ۴۰۰ درجه در کوره قرار دادیم[1].در این مرحله، بعد از تهیه ماده‌ها رنگ ppm ۵ رداﻣﯿﻦبی را آماده می‌کنیم. سپس۶۰ mg از کاتالیست مورد نظر را به ۴۰ ml از محلول رنگ اضافه کرده و آن را برای ۴۵ دقیقه در فضایی کاملا تاریک روی استیرر می‌گذاریم تا به تعادل جذب و واجذب برسد و مقدار جذب کاتالیست را بدون حضور هیچ‌گونه نوریا اشعه‌ای بدست آوریم؛ سپس از محلول نمونه برداری کرده و بعد از آن ۴ ساعت زیر لامپ ۱۶ وات UV قرار داده و هر ۴۵ دقیقه نمونه برداری می‌کنیم؛ این کار را برای هر ۳ ماده انجام می‌دهیم. در تست‌های بعدی همان مراحل قبل را انجام داده، با این تفاوت که به هر کدام ۲ قطره HCl نیز اضافه می‌کنیم تا PH محلول را از ۵ به ۲ برسانیم.

۲-۱-بررسی آزمون پراش اشعه ایکس

پیک‌های تیز موجوددر شکل ۱ نشان می‌دهد که SnO2/Clayساختاری بلوری دارد. در این‌جا تیزترین پیک در$2\theta=$ 29.4° مربوط به کوارتز، $2\theta=$۲۰.۸°مربوط به کایولین،$2\theta=$۱۲.۴° مربوط به ایلیت که از اجزای تشکیل دهنده‌ی Clay هستند و خاصیت بلوری دارند. هم‌چنین پیک‌های $2\theta=$۲۶.۶°، 39.5°، ۵۰.۱° و ۵۹.۹° که به ترتیب شامل صفحات بلوری (۱۱۰)، (۱۱۱)، (۲۱۱) و (۳۱۰) مربوط به ساختار تتراگونال SnO2/Clay می‌باشند. الگوی پراش TiO2/ClayوZnO/Clay نیز نشان دادند که دارای ساختار بلوری هستند[4].

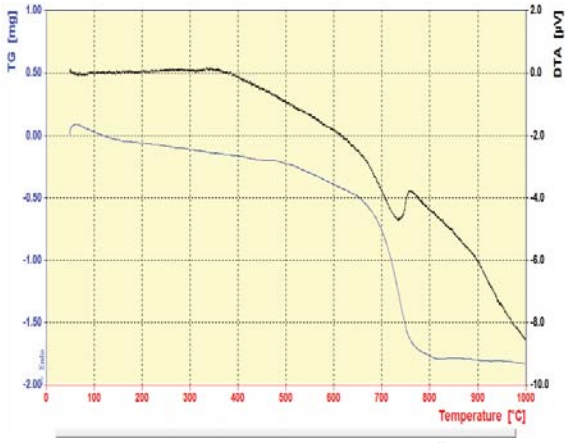
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۱: الگوی پراش (XRD) نانوذره SnO2/Clay

۲-۲- بررسی آنالیز حرارت(TGA)

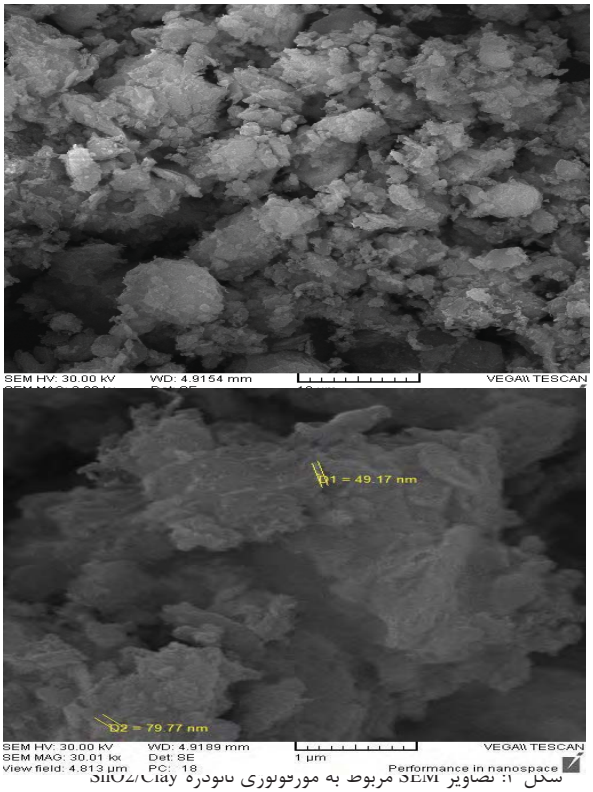
آنالیز TGA روشی برای بررسی و کشف نحوه رفتار یک ماده در مقابل حرارت است و آن‌چه شکل ۲ نشان می‌دهد، از ۱۰۰ درجه تا ۳۰۰ درجه نمودار تقریبا ثابت است که نشان می‌دهد ماده خالص است و از ۳۰۰ تا ۶۰۰ درجه نمودار اندکی شیب پیدا می‌کند، از ۶۰۰ تا ۸۰۰ درجه سرعت کاهش شیب، بسیار زیاد می‌شود که در واقع به ما می‌گوید دمای تخریب ماده ۶۰۰ درجه است و از دمای ۸۰۰ درجه به بعد شیب ثابت است که نشان می‌دهد ماده کامل از بین رفته است. نمودار DTA، مشتق TGA است که سرعت تخریب ماده را بررسی می‌کند و در واقع دمای حداکثر افت وزنی را که در این‌جا تقریبا ۷۰۰ درجه می‌باشد، بهتر به ما نشان می‌دهد.



شکل ۲: نمودار آنالیز حرارتی (TGA/DTA)، نانوذره SnO2/Clay

۲-۳-بررسی مورفولوژی سطح

تصاویر SEM در شکل ۳ نیز به طور واضح تشکیل نانوذره‌ی SnO2/Clayرا در دو مقیاس متفاوت نشان می‌دهد که ذرات به خوبی در کنار هم تجمع یافته‌اند. برای SnO2/Clay ابعاد ذرات از ۴۹nm.1 تا nm79.7 است. ابعاد ذرات در ZnO/Clay، از ۳۲nm.1تا ۴۵.۳ nm است و برای TiO2/Clay مشاهده شد که ابعاد ذرات ازnm ۶۳ تا ۹۲nm است. هم‌چنین هر ۳ ماده تقریبا به طور یکنواخت در سطح پخش شده‌اند.



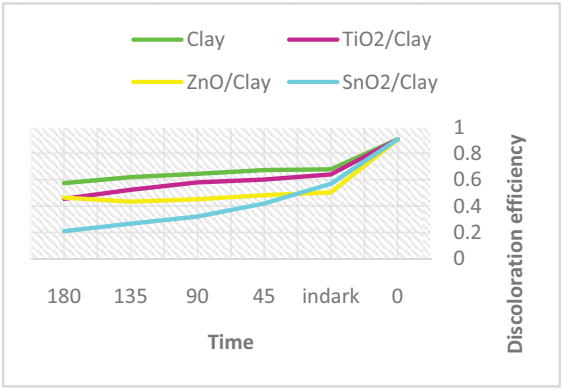
شکل ۳: تصویر SEM مربوط به مورفولوژی نانوذره SiO2/Clay

۲-۴- بررسی میزان تخریب و جذب

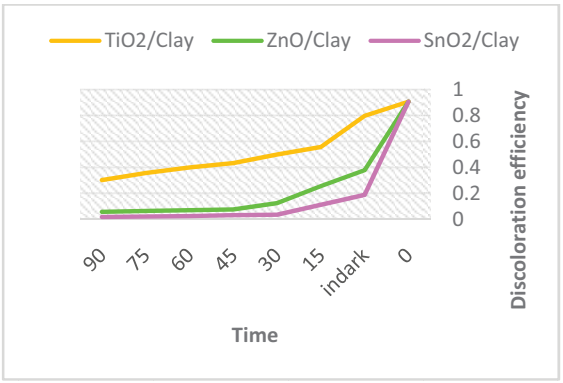
در این بخش، نمودار میزان تخریب رنگ رداميين‌بی توسط هر ۳ نانوذره، بر حسب زمان (دقیقه) بدست آمده از آنالیز UV در حضور اشعه فرابنفش و در دو PH متفاوت را آورده‌ایم که نتایج حاصل، در دو نمودار ۴ و ۵ نمایش داده شده است.نحوه‌ی تغییرات در شکل ۴، برای هر ۴

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

منحنی به صورت نزولی بوده که برای ذرات Clay،TiO2/Clay و ZnO/Clay با شیب کمتر و برای SnO2/Clayبا شیب نزولی بیشتری همراه است. هم‌چنین برای ZnO/Clay در ۴۵ دقیقه نهایی تحت لامپ UV، شیب اندکی صعودی شد و به ما می‌گوید که مقداری پس‌دهی رنگ داشته‌ایم. هم‌چنین فرآیند جذب مربوط به ۴۵ دقیقه تاریکی، در هر ۴ منحنی با سرعت و شیب نزولی بسیار خوبی صورت گرفته و می‌بینیم که برای ۲ منحنی سبز و زرد درصد بیشتری از حذف رنگ، توسط فرآیند جذب و در تاریکی انجام شده تا در فرآیند تخریب و تحت لامپ UV، ولی برای منحنی بنفش و آبی، این میزان تقریبا ۵۰-۵۰ است.



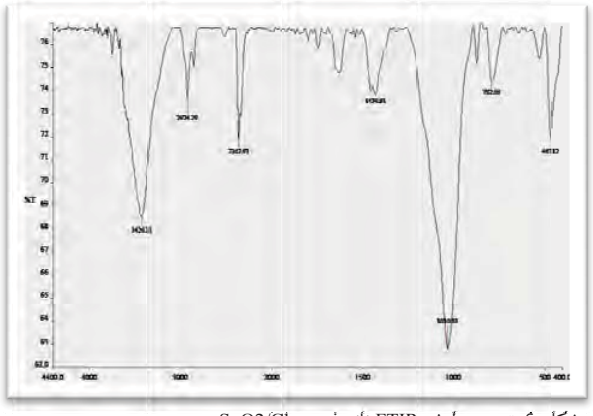
شکل ۴: نقش موثر اشعه UV و نانوذرات در حذف رنگ، با PH=5 و در طول موج ۵۵۵nm.



شکل ۵: نقش موثر اشعه UV و نانوذرات در حذف رنگ، با PH=2 و در طول موج ۵۵۵ nm.

۲-۵- بررسی آنالیز طیف سنجی مادون قرمز

جذب و عبور پرتوهای مادون قرمز توسط مولکول‌های نمونه، طیفی را نتیجه می‌دهد که شناسایی مواد ناشناخته، ساختار مولکول‌ها و گروه‌های عاملی ممکن می‌شود. درشکل ۶ جذب نانوذره SnO2/Clay در محدوده‌ی 790-۴۶۰ cm-1 نشان‌دهنده‌ی حالت‌های ارتعاشی-کششی O-Sn-O و Sn-O است. جذب در محدوده‌ی ۳۴۰۰ cm-1 گروه عاملی O-H از مولکول‌های آب و محدوده‌های ۱۰۸۰ cm-1 و۱۴۳۰ cm-1به ترتیب گروه‌های عاملی Si-O و C=O از مولکول‌های خاک رس را نشان می‌دهند.



شکل ۶: تصویر طیف FTIR نانو ذره SnO2/Clay.

۳- نتیجه گیری

در شرایطی که PH=5 بود، Clay در محلول رنگ ردامین‌بی حدود ۳۶٪، TiO2/Clay حدود ۵۰٪، ZnO/Clay حدود ۴۹٪ وSnO2/Clay حدود ۷۸٪ تخریب داشتند. در شرایطی که PH=2 بود، TiO2/Clay ۶۶.۷٪، ZnO/Clay ۹۳.۸٪ و SnO2/Clay با بهترین نتیجه ۹۸.۲٪ تخریب داشته‌اند. در نتیجه SnO2/Clay، در هر دو PH،از دو کاتالیست دیگر یعنی ZnO/Clay و TiO2/Clay بهتر عمل می‌کند. البته با این تفاوت که در محیط اسیدی با PH=2 تخریب تقریبا کامل است. هم‌چنین بین دو نانوذره‌ی TiO2/Clay و ZnO/Clay، در هر دو PH، ZnO/Clay بهترین تخریب رنگ را داشته.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

منابع

1. *[1] HaithemBelHadjltaief[a], TiO_2/clay as a heterogeneous catalyst in photocatalytic/photochemical oxidation of anionic reactive blue 19.*
2. *[2] JavierPérez-Carvajal[a1], TiO_2-clay based nanoarchitectures for enhanced photocatalytic hydrogen production.*
3. *[3] WangCun[a]ZhaoJincai[b], Preparation, characterization and photocatalytic activity of nano-sized ZnO/SnO_2 coupled photocatalysts.*
4. *[4] Valentinus Paramarta[1,2], Sono- and photocatalytic activities of SnO2 nanoparticles for degradation of cationic and anionic dyes.*

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۹۰۰۲-۱۰-A

بررسی عددی اثر دما و ضخامت لایه جاذب بر عملکرد سلول خورشیدی پروسکایتی $MAPbI_3$

حامد مالکی، محدثه موسوی دهویی

دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید باهنر کرمان، کرمان، ایران

چکیده –یکی از اجزای اصلی در سلول‌های خورشیدی پروسکایتی لایه جاذب پروسکایت است که در این پـژوهش از $MAPbI_3$ بـه عنوان این لایه استفاده شد. در این مطالعه ابتدا سلول خورشیدی مورد نظر با استفاده از بسته محاسباتی SCAPS-1D طراحی شد و اثر ضخامت لایه جاذب و دمای سلول خورشیدی بر عملکرد سلول مورد مطالعـه قـرار گرفتنـد. در شـرایط بهینـه بـازده ۱۵/۳۶ ٪ برایسلول خورشیدی $FTO/SnO_2/MAPbI_3/Cu_2O/Au$ بدست آمد. همچنین افزایش دما باعث کـاهش بـازده در سـلول خورشـیدی مورد نظر گردید.

کلید واژه- سلول خورشیدی پروسکایتی، لایه جاذب، اثر ضخامت، شبیه سازی، اسکپس

Numerical study of the effect of temperature and thickness of absorber layer on the performance of $MAPbI_3$perovskite solar cell

Hamedmaleki, Mohaddeseh Mousavi Dehouei

Faculty of Physics, ShahidBahonar University of Kerman, Kerman, Iran

Abstract- One of the main parts of perovskite solar cell is absorber layer which we used $MAPbI_3$ in this research. In this study first the solar cell was designed using SCAPS-1D and the impact of absorber layer thickness and temperature is investigated. Under optimized condition, a conversion efficiency of 15.36% is obtained for the$FTO/SnO_2/CsPbI_3/Cu_2O/Au$ solar cell. Also, increasing the temperature reduced the efficiency of the solar cell.

Keywords: Perovskite solar cell, Absorber layer, thickness effect, Simulation, SCAPS

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

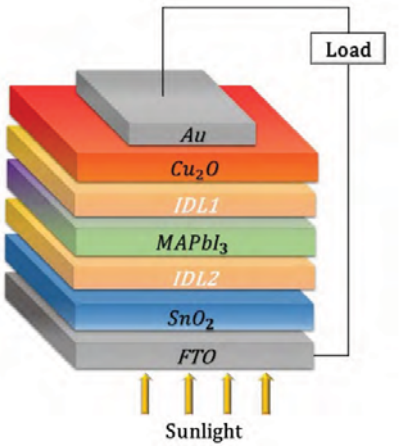
مقدمه

از سال ۲۰۱۲ کار بر روی سلولهای خورشیدی پروسکایتی بطور گسترده‌ای افزایش پیدا کرده است.هزینه ساخت پایین، فرایند ساخت آسان، بازده بالا و امکان گسترش صنعتی از علل افزایش علاقه‌مندی به این سلول-های خورشیدی بوده است[۱و۲]. در این بین استفاده از مواد پروسکایت متشکل از هالیدهای آلی-فلزی بر پایه سرب راهی برای تولید سلول‌های خورشیدی با بازده بالا و ارزان‌قیمت ایجاد کردند.بطور اختصاصی، سلول خورشیدی پروسکایتی با لایه جاذب($CH_3CN_3PbI_3$(MAPbI$_3$)) به بازده مناسب بالای ۱۵ درصد رسیده‌اند [۳]. وجود لایه جاذب پروسکایتی باعث جذب بالای نور و تولید جریان نوری می‌شود.

در این پژوهش به بررسی اثر ضخامت لایه جاذب پروسکاتیMAPbI$_3$با گاف انرژی مستقیم ۱/۵ eV بر عملکرد سلول خورشیدی، همچنین دمای سلول خورشیدی و تاثیر آن بر عملکرد سلول خورشیدی پرداخته شده است.

طراحی ساختار و شبیه سازی اپتوالکترونیک

در این پژوهش سلول خورشیدی پروسکایتی MAPbI$_3$ بر پایه ساختار p-i-n، مطابق شکل (۱) با استفاده از بسته نرم‌افزاری SCAPS-1D شبیه‌سازی عددی گردید. این برنامه به حل معادلات درهم‌تنیدهپواسون و پیوستگی برای الکترون و حفره در نیمرساناها می‌پردازد [۴]. در طراحی این سلول خورشیدی طلا و الکترود شفاف رسانای FTO به عنوان اتصال‌ها، SnO_2 لایه انتقال دهنده الکترون (ETL)، MAPbI$_3$ به عنوان لایه جاذب (فعال) و Cu_2O به عنوان لایه انتقال دهنده حفره (HTL) در نظر گرفته شد. برای در نظر گرفتن فرایند بازترکیب لایه‌ها، دو لایه بسیار نازک IDL1 و IDL2 دوطرف لایه جاذب در نظر گرفته شد. ضخامت لایه‌ها و مشخصات هر یک از لایه‌ها بر اساس داده‌های آزمایشگاهی در نظر گرفته شد و در مرجع ۱ آورده شده است [۱].

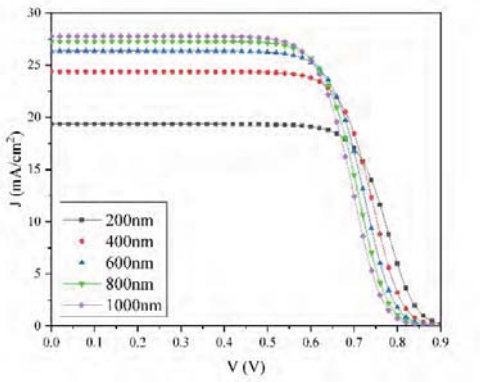


شکل ۱: شماتیکی از طراحی سلول خورشیدی پروسکایتی شبیه-سازی شده.

تحلیل داده ها و بحث

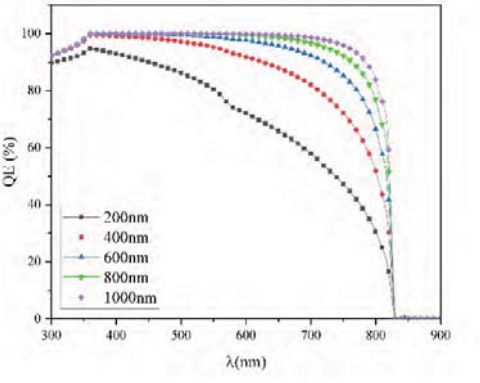
در بخش اول این کار به بررسی اثر تغییر ضخامت لایه جاذب پروسکایتی بر عملکرد سلول خورشیدی پرداخته شد. برای این منظور ضخامت‌های ۲۰۰، ۴۰۰، ۶۰۰، ۸۰۰ و ۱۰۰۰ نانومتر برای لایه جاذب MAPbI$_3$ در شبه‌سازی‌ها در نظر گرفته شد. شکل‌های (۲) و (۳) بترتیب نمودار چگالی جریان-ولتاژ و بازده کوانتومی در طول موج‌های مختلف برای ضخامت‌های متفاوت لایه جاذب را نشان می‌دهند. باتوجه به شکل (۳) با افزایش ضخامت لایه جاذب، بازده کوانتومی به ازای طول‌موج‌های بزرگتر افزایش می‌یابد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

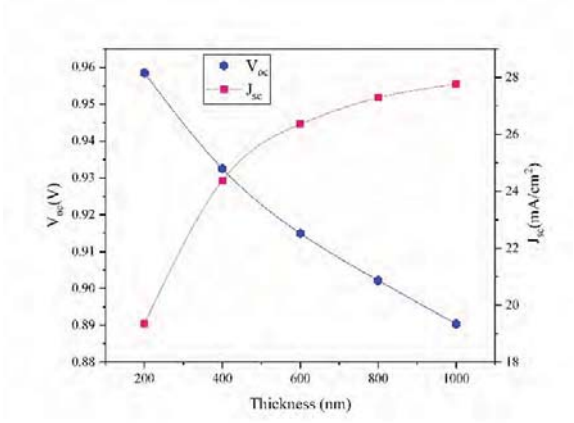


شکل ۲: نمودار چگالی جریان بر حسب ولتاژ برای ضخامت‌های متفاوت لایه جاذب

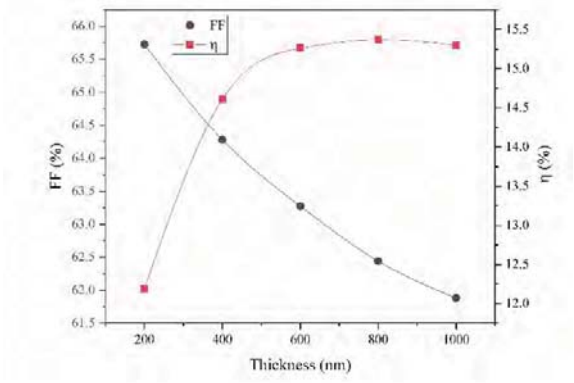
عملکرد سلول خورشیدی به ازای ضخامت‌های متفاوت لایه جاذب متشکل از جریان اتصال کوتاه (J_{sc})، ولتاژ مدار باز (V_{oc}) ، فاکتور پرشدگی (FF) و راندمان سلول خورشیدی (η) در شکل‌های (۴) و (۵) آورده شده‌اند. با توجه به شکل (۲و۴)، با افزایش لایه پروسکایتی در سلول خورشیدی، جریان اتصال کوتاه افزایش و ولتاژ مدار باز کاهش را نشان می‌دهد. همچنین کاهش فاکتور پرشدگی را با افزایش ضخامت لایه شاهد هستیم. بازده سلول خورشیدی نیز با افزایش لایه تا ۶۰۰ نانومتر افزایش یافته و از ۱۲/۱۹ ٪ به حدود ۱۵/۲۶ ٪رسید. بعد از آن افزایش لایه تاثیر چندانی بر بازده سلول خورشیدی ندارد (شکل ((۵).



شکل ۳: نمودار بازده کوانتومی بر حسب طول موج به ازای ضخامت‌های متفاوت لایه جاذب.



شکل ۴: تغییرات ولتاژ مدار باز و جریان اتصال کوتاه در سلول خورشیدی پروسکایتی $MAPbI_3$ و اثر ضخامت لایه جاذب.

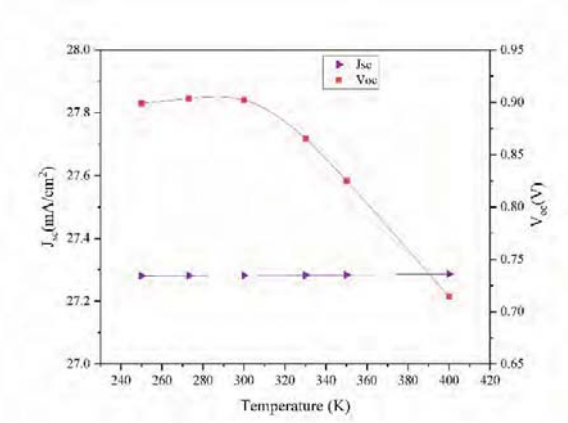


شکل ۵: اثر ضخامت لایه جاذب بر فاکتور پرشدگی و بازده سلول خورشیدی.

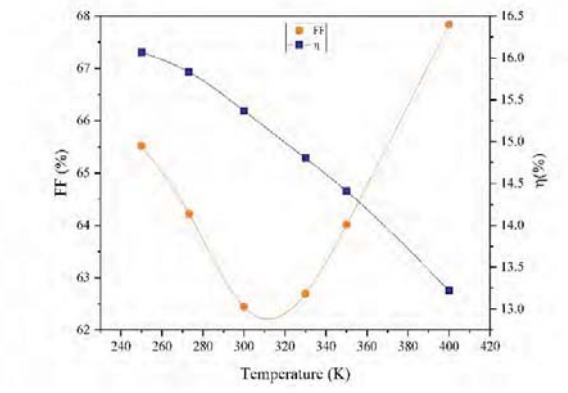
در بخش بعدی به بررسی اثر دما بر عملکرد سلول خورشیدی پرداخته شد. برای این کار ضخامت لایه جاذب پروسکایتی $MAPbI_3$ ۸۰۰ نانومتر در نظر گرفته شد و شبیه‌سازی در شش دمای متفاوت ۲۵۰، ۲۷۳/۱۵، ۳۰۰، ۳۳۰، ۳۵۰ و ۴۰۰ کلوین انجام گرفت.شکل‌های (۶) و (۷) عملکرد سلول خورشیدی را در بازه دمایی ۴۰۰-۲۵۰ کلوین نشان می‌دهند. تغییرات جریان اتصال کوتاه در این بازه دمایی عملا قابل صرفه‌نظر کردن است و می‌توان گفت که تغییر دمای سلول بر J_{sc} تاثیر ندارد. همچنین به ازای دماهای پایین، ولتاژ مدار باز تقریبا ثابت است. با این حال با افزایش دما، V_{oc} بصورت خطی کاهش پیدا می‌کند. همچنین با توجه به شکل(۷)، ضریب پرشدگی به ازای

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

دماهای پایین کاهش یافته و با افزایش دما، بصورت خطی افزایش می‌یابد. در نهایت بازده سلول خورشیدی نیز با افزایش دما کاهش را نشان می‌دهد و از ۱۵/۲۶ ٪ به ۱۳/۲۱ ٪ کاهش دارد. لذا این سلول در مناطق سردسیر عملکرد بهتری را از خود نشان می‌دهد.



شکل ۶: تغییرات ولتاژ مدار باز و جریان اتصال کوتاه در سلول خورشیدی پروسکایتی $MAPbI_3$ به ازای دماهای متفاوت.



شکل ۷: تغییرات فاکتور پرشدگی و بازده سلول خورشیدی با تغییر دما.

نتیجه‌گیری

در این کار به طراحی و شبیه‌سازی سلول خورشیدی پروسکایتی $MAPbI_3$ با استفاده از برنامه SCAPS-1D پرداخته شد. اثر ضخامت لایه جاذب پروسکایتی و دمای سلول خورشیدی بر عملکرد ان مورد مطالعه قرار گرفت. با افزایش ضخامت، بهره کوانتومی به ازای طول‌موج‌های بزرگ، افزایش را نشان داد و بازده سلول تا ضخامت ۸۰۰ نانومتر و به ۱۵/۳۶ ٪ رسید. افزایش دما نیز باعث کاهش ولتاژ مدار باز و بازده سلول گردید.

سپاسگزاری

از خانم‌ها الهام اقبالی و زهرا نصیری گوکی که در این کار همکاری داشته‌اند کمال تشکر را می‌نماییم.

مرجع‌ها

[1] L. Lin, L. Jiang, P. Li, H. Xiong, Z. Kang, B. Fan and Y. Qiu, *Solar Energy*, Vol. 198, p. 454-460, 2020.

[2] Y. Raoui, H. Ez-Zahraouy, N. Tahiri, O. El Bounagui, S. Ahmad and S.Kazim, *Solar Energy*, Vol. 193, p. 948-955, 2019.

[3] R. Jani and K. Bhargava, *Semicond. Sci. Technol.*, Vol. 35, p. 105007, 2020.

[4] J. Xiang, Y. Li, F. Huang and D. Zhong, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 52, p. 315103, 2019.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان وبلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : A-۱۰-۲۴۷۵-۲

بررسی رزونانس پلاسمون‌های سطحی نانوذرات طلا در شناسایی یون‌های مس

زینب بوربور، حسن حاج قاسم و سیده مریم بنی هاشمیان

z.bourbour@ut.ac.ir , hajghassem@ut.ac.ir , banihashemian@ut.ac.ir

آزمایشگاه سیستم‌های میکرو و نانوالکترونیک، دانشکده علوم و فنون نوین، دانشگاه تهران، خیابان کارگر شمالی، تهران، ایران

چکیده - به دلیل نیاز به آب سالم، شناسایی آلودگی های آب اهمیت می یابد، آلودگی‌های ناشی از یون‌های فلزات یکی از انواع آلودگی‌هایی است که سلامت بشر و موجودات زنده را تهدید می‌کند.در این مقاله، اثر پلاسمونیک نانوذرات طلا در شناسایی یون فلز سنگین مس، یکی از مهم‌ترین آلودگی‌های آب شرب، بررسی شد. نانوذرات طلا با روش لایه نشانی فاز بخار و فرآیند تکمیلی تهیه شدند و تصویربرداری FESEM، حضور نانوذرات 50-20 نانومتر را تایید کرد. در یک سیستم فلوئیدیک، حضور و عدم حضور سیال حاوی یون‌های مس به وسیله طیف‌سنجی فرابنفش – مرئی بررسی شد. مطالعه، تغییرات قله پلاسمونیک نانوذرات طلا و بررسی ضریب شکست حضور یون‌های مس را در غلظت بالاتر از 1 ppm تایید می‌کند.

کلید واژه- نانوذرات طلا، رزونانس پلاسمون سطحی محلی، یون مس، آلودگی آب

Investigation of Surface Plasmons Resonance of Gold Nanoparticles in the Detection of Copper ions

ZeinabBourbour, Hassan Hajghassem and SeyedehMaryam Banihashemian

MEMS Laboratory, Faculty of New Sciences and Technologies, University of Tehran, North Kargar Street, Tehran, Iran

z.bourbour@ut.ac.ir , hajghassem@ut.ac.ir , banihashemian@ut.ac.ir

Abstract- Due to the need for safe water, it is important to identify water contaminants, Contaminants caused by metal ions are one of the types that threaten human health and living organisms. In this paper, the plasmonic effect of gold nanoparticles on the detection of copper heavy metal ions, one of the most important contaminants in drinking water, is investigated.Gold nanoparticles were prepared by vapor phase deposition method and complementary process and FESEM imaging confirmed the presence of 20-50 nm nanoparticles.In a fluidic system, the presence or absence of a fluid containing copper ions was investigated by ultraviolet-visible spectroscopy. The study confirmed the plasmonic peak change of gold nanoparticles and the refractive index of the presence of copper ions at concentrations greater than 1 ppm.

Keywords: Gold Nanoparticles, Localized Surface Plasmon Resonance, Copper Ion, water pollution

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

از مهم‌ترین مشکلات زیست‌محیطی در جهان، آلودگی‌های شیمیایی موجود در آب به خصوص آلودگی با فلزات سنگین می‌باشد که برخی از این یون‌ها حتی در غلظت‌های پایین نیز در آب و خاک تهدیدی جدی برای سلامت عمومی محسوب می‌شوند[1,2]و همین امر سبب می‌شود تا این آلودگی به یکی از جدی‌ترین مشکلات زیست محیطی تبدیل شود[3].تشخیص سریع و دقیق یون‌های فلزی سمی یکی از اصلی‌ترین الزامات روزمره برای مقابله با آلودگی محیطی است.نانوتکنولوژی، با توسعه نانوپروب‌هایی برای تشخیص یون‌های فلزی، پیشرفت عظیمی داشته‌است که به دلیل ویژگی‌های جالب این نانوذرات در حوزه حسگری و تشخیصی است [4].طی دهه گذشته، از نانوذرات به عنوان پروب‌هایی برای تجزیه و تحلیل یون‌های فلزی و سایر آلودگی‌ها در محیط‌زیست بهره گرفته شده‌است [1] و در حال حاضر نیز از این نانوذرات به عنوان برچسب، نشانگر یا پروب‌های تشخیص مولکولی آلاینده‌ها استفاده می‌شود [2]. نانوذرات معمولاً با اندازه‌های کمتر از 100 نانومتر، خصوصیات منحصر به فردی را نشان می‌دهند که در مواد بزرگ قابل مشاهده نیست [1]. در بین نانوذرات فلزی، نانوذرات طلا در طیف گسترده‌ای از کاربردها اهمیت دارند [4] و در دهه گذشته، نانوذرات طلا به طور گسترده‌ای مورد بررسی قرار گرفته‌اند و مشهورترین نانومواد‌ی هستند که در حسگرهای رنگ‌سنجی استفاده می‌شوند [5,6]. خواص نوری منحصر به فرد نانوذرات طلا از حرکت دسته جمعی الکترون‌ها در سطح آن‌ها می‌آیند که به عنوان رزونانس پلاسمون سطحی[1] (SPR) شناخته می‌شوند [1,4].

پلاسمونیک، علمی است که به مطالعه برهم‌کنش نور با ساختارهای فلزی می‌پردازد[7,8] وپلاسمون‌های سطحی نیز نوسانات جمعی الکترون‌های آزاد در یک فیلم فلزی هستند که توسط ویژگی‌های فلز، محیط دی‌الکتریک و فرکانس تابش الکترومغناطیسیمشخص می‌شوند [1,9,10,11] که تحت شرایط مناسب می‌توانند منجر به رزونانس پلاسمون سطحی (SPR) شوند. استفاده از نانوذرات در دستگاه‌هایSPRنیز منجر به رزونانس پلاسمون سطحی محلی[2] (LSPR) می‌شود[12] که به طور موضعی اطراف نانوذرات نوسان می‌کند[7,8]. SPR و LSPR به تغییرات در محیط پیرامون خود حساس هستند و عوامل مختلفی مانند اندازه، شکل، ماده و ویژگی‌های دی-الکتریک محیط می‌توانند بر طول موج آن‌ها اثر بگذارد [7,13]، به همین دلیل، متداول‌ترین روش برای سنجش LSPR، اندازه گیری تغییر طول‌موج است [7]و از این مشخصه در ساخت حسگرها استفاده می‌شود زیرا می‌توان حضور مولکول‌های دیگر بر روی سطح فیلم فلزی را با دقت شناسایی کرد [14,15].

از آنجایی‌که نانوذرات فلزات نجیب، ویژگی‌های رزونانس پلاسمون سطحی قوی‌تری ارائه می‌دهند [16-20]، تشخیص های مبتنی بر LSPR بیشتر با استفاده از نانوذرات طلا انجام می‌شوند که به دلیل پایداری شیمیایی و مقاومت آن‌ها در برابر اکسیداسیون می‌باشد و این نانوذرات، دارای قله جذب LSPR در محدوده مرئی طیف الکترومغناطیسی نیز هستند [7,9,12].از تجمع، تغییر رنگ و تغییر مکان قله جذب پلاسمونی نانوذرات طلا که به دلیل اندرکنش این نانوذرات با یون‌های فلزی می‌باشد، برای تشخیص رنگ‌سنجی یون‌های فلزات سنگین موجود در محلول‌های آبی استفاده می‌شود [4]. تغییرات طیفی LSPR تنها در یک ناحیه با ابعاد نانو اطراف ذره بررسی می‌شود. این حجم حسگری بسیار محلی، یک نظارت بر

[1] Surface Plasmon Resonance

[2] Localized Surface Plasmon Resonance

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

اندرکنش‌های مولکولی در نزدیکی سطح نانوذره را فراهم می-کند زیرا تغییر در ضریب‌شکست محلی را نتیجه می‌دهد [9].

تاکنون تشخیص‌های بسیار سریع و با حساسیت بالای آلودگی-ها و سموم مختلف در آب با استفاده از نانوذرات طلا گزارش شده‌اند [1]. به عنوان مثال، در سال ۲۰۰۷، برای تشخیص مبتنی بر تجمع یون های مس از نانوذرات طلای عاملدار شده استفاده شد. گزارش شد که در حضور یون مس، تغییر رنگ از قرمز به آبی مشاهده می‌شود که با کاهش شدت قله SPR در ۵۲۰ نانومتر و ظهور یک قله جدید در ۶۲۵ نانومتر همراه است[21]. در سال ۲۰۱۴، با استفاده از طیف‌سنجی LSPR نانومیله‌های طلا علاوه بر تشخیص حضور یون مس در آب که روشی تشخیصی با حساسیت بالای بصری بود، حضور یون‌ها و کاتیون‌های دیگر مانند یون روی در غلظت 1.0 میکرومولار نیز تشخیص داده شدند [22].

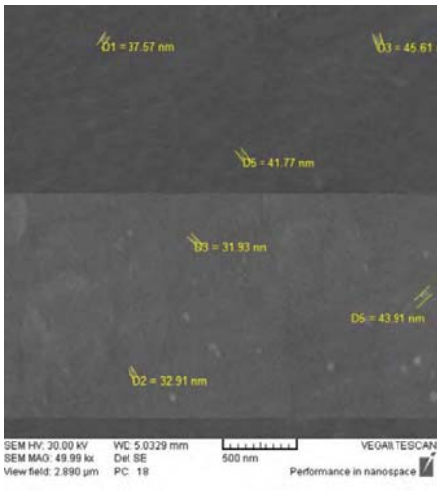
بخش تجربی

در این مطالعه با در نظرگرفتن حدود خطر مربوط به یون مس در آب شرب، اعلام شده توسط سازمان استاندارد ملی ایران (۲ ppm) و سازمان بهداشت جهانی، شناسایی یون مس با استفاده از ویژگی رزونانس پلاسمون سطحی محلی نانوذرات طلا انجام شده‌است. بدین منظور محفظه‌ای (به ابعاد 8.5 در 8.5 میلی‌متر مربع و به ارتفاع ۴۳ میلی‌متر؛ متناسب با ابعاد بخش کووت دستگاه طیف‌سنجی) جهت در تماس قرار گرفتن نانوذرات طلا و یون‌های مس طراحی و ساخته شد. این سلول شامل شیارهایی جهت قرارگیری زیرلایه‌های اپتیکی، کانال‌هایی جهت ورود و خروج سیال (آب سالم / آب آلوده) می‌باشد. زیرلایه‌های اپتیکی تهیه شده، صفحات شفاف پوشیده شده با نانوذرات طلا است که لایه‌نشانی نانوذرات طلا بر روی این سطوح با استفاده از دستگاه اسپاترینگ و کنترل زمان و توان، به صورت دوطرفه انجام شده‌است. پس از حرارت‌دهی صفحات، زیرلایه‌هایی مطابق با شکل ۱ به‌دست آمدند. کانال ورودی تعبیه شده نیز سبب جریان یافتن سیال به درون محفظه می-گردد، به گونه‌ای که سیال به آرامی در اطراف زیرلایه‌های اپتیکی قرار بگیرد و پس از پرشدن سلول و اتمام اندرکنش بین نانوذرات طلا و محلول حاوی یون مس از طریق کانال خروجی به آرامی از سلول خارج شود. تعداد زیرلایه‌های پوشیده شده با نانوذرات طلا نیز برای کنترل غلظت نانوذرات طلا قابل تغییر است.



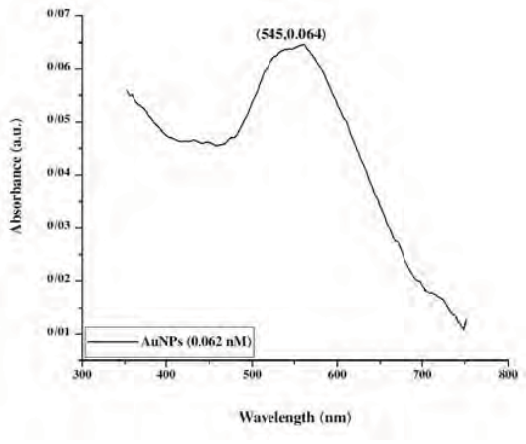
شکل ۱: زیرلایه‌های رونشین شده با نانوذرات طلا

رنگ زیرلایه‌های آماده‌شده و تصویربرداری FESEM (شکل۲) از سطح نانوذرات طلا اثبات‌کننده طیف جذب LSPR نانوذرات طلا در محدوده بین ۵۲۰ تا ۵۵۰ نانومتر می‌باشد. شکل ۳، طیف جذب یکی از این زیرلایه‌ها را نشان می‌دهد که با استفاده از دستگاه طیف‌سنجی فرابنفش-مرئی (Nanodrop 2000c Spectrophotometer ; Thermo Scientific) گرفته شده‌است و به وضوح قله جذب در طول‌موج ۵۴۵ نانومتر مشخص است.میانگین قطر نانوذرات طلای تهیه شده برابر با ۲۵ نانومتر می‌باشد.



شکل ۲: تصویر FESEM نانوذرات طلا بر روی زیرلایه شفاف

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۳: طیف جذب زیرلایه‌های رونشین شده با نانوذرات طلا

به منظور تهیه آب آلوده (آب حاوی یون‌های فلزی مس) از ترکیب نیترات مس استفاده شد، به این ترتیب که محلول حاوی این یون در غلظت‌های 1000 و 1 ppmآماده شد و به عنوان آب آلوده به محیط پیرامون نانوذرات طلا اضافه شد. به منظور قرارگیری محلول‌ها در پیرامون صفحات پوشیده شده با نانوذرات طلا،همان طور که ذکر شد؛ ابتدا با استفاده از نرم‌افزار سالیدورکز، سلولی طراحی و ساخته شد که در شکل ۴ درون کووت کوارتز نشان داده شده‌است.



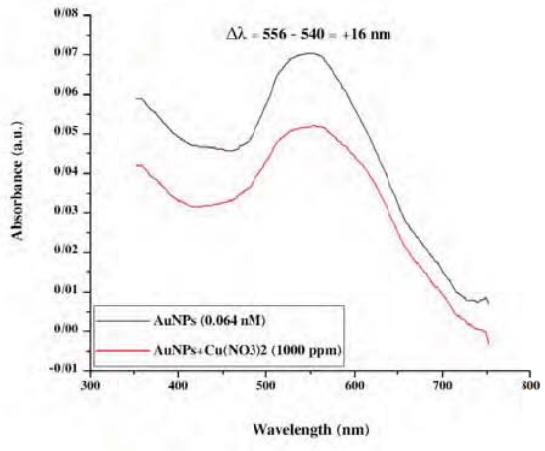
شکل ۴: سلول ساخته شده درون کووت کوارتز

در این سلول، شیارهایی برای قرارگیری زیرلایه‌های اپتیکی ساخته شده درنظر گرفته شده‌است و این سلول درون کووت دستگاه طیف‌سنجی فرابنفش-مرئی قرار گرفته و مایع (آب سالم/ آب آلوده) توسط لوله‌های انعطاف‌پذیر از طریق کانال ورودی سلول به سلول وارد شده و از طریق کانال خروجی از سلول خارج می‌شود.

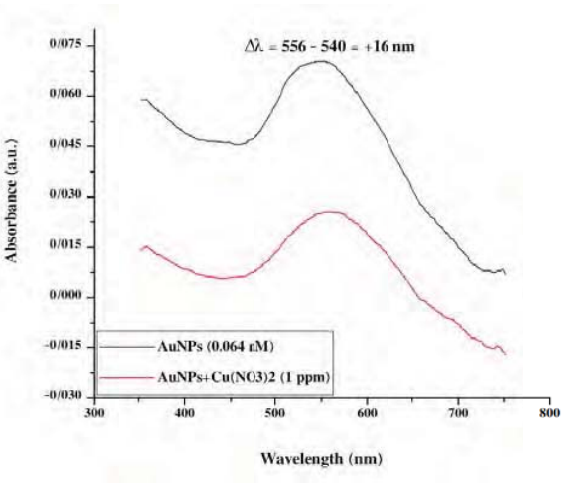
اندازه‌گیری ها و نتایج

از آنجایی‌که با شبیه‌سازی‌های انجام گرفته با استفاده از نرم-افزارهای گوسین و گوس‌ویو تایید شده بود که حضور یون‌های فلزی در پیرامون نانوذرات طلا سبب جابجایی مکان قله جذب نانوذرات می‌گردد، طیف جذب نانوذرات طلا در حضور یون فلزی هدف شناسایی در غلظت‌های ذکر شده، گرفته شده و نتایج مطابق با زیر به‌دست آمدند.

طیف جذب نانوذرات طلای استفاده شده در شناسایی یون‌های مس در حضور و عدم حضور این یون فلزی با غلظت‌های مورد بررسی 1000 و 1 ppm به ترتیب در شکل‌های۵و ۶ نشان داده شده‌است.



شکل ۵ : طیف جذب نانوذرات طلا در حضور و عدم حضور یون-های مس با غلظت 1000ppm



شکل ۶ : طیف جذب نانوذرات طلا در حضور و عدم حضور یون-های مس با غلظت 1 ppm

شکل‌های۵و ۶ نشان می‌دهند که قله جذب نانوذرات طلا در حضور یون‌های مس با غلظت‌های مورد بررسی از طول‌موج ۵۴۰ نانومتر به طول‌موج ۵۵۶ نانومتر جابجا شده‌است و

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

جابجایی ۱۶ نانومتری به طول‌موج بلندتر همراه با کاهش شدت جذب را نشان می‌دهد. تغییرات ایجاد شده در طیف جذب نانوذرات طلا در حضور یون مس، منحصر به فرد بوده و به غلظت یون مس وابسته نیست.

در پژوهش‌های مشابه نیز حضور یون مس توسط نانوذرات طلا بررسی شده‌است، به عنوان مثال در سال ۲۰۱۸،یک سیستمرنگ سنجی ساده برای شناساییون مس گزارش شد که با استفاده از نانوذرات طلای عاملدار شده با ۱,۷--diaza-۵-crown-۱۵ توسعه داده شده‌بود. این روش تشخیصی برای تعیینیون‌های مس، با حد تشخیص ۲۰۰ نانومولار با اندازه‌گیری جذب فرابنفش-مرئیمی‌باشد و حد تشخیص برای چشم غیرمسلح در این روش انتخابی و حساس ۲۰ میکرومولارذکر شد که روشی ساده، سریع و مقرون به صرفه است[23]. تفاوت این پژوهش و تحقیق حاضر در اصلاح سطح نانوذرات طلا می‌باشد که روند آزمایش را طولانی و پیچیده می‌کند که در این مطالعه، این بخش حذف شده‌است.

همان‌طور که ذکر شد، در اثر اندرکنش‌های مولکولی، ضریب شکست محلی تغییر می‌یابد؛ بنابراین، به دلیل حضور یون‌های مس در پیرامون نانوذرات طلا، محیط پیرامون نانوذرات تغییر می‌یابد که به صورت تغییر در بخش‌های حقیقی (n) و موهومی (k) ضریب شکست محیط مشخص می‌شود. در جدول ۱، اعداد مربوط به بخش‌های حقیقی و موهومی ضریب شکست نانوذرات طلا در حضور و عدم حضور یون‌های مس بیان شده است. از جدول می‌توان دریافت که با حضور یون مس در محیط، بخش حقیقی و موهومی ضریب شکست به ترتیب کاهش و افزایش یافته‌اند. از آنجایی‌که بخش موهومی ضریب شکست مربوط به جذب می‌باشد، بنابراین همان‌طورکه‌انتظارمی‌رفت با حضور یونمس در محیط، جذب افزایشیافته است.

جدول ۱ : داده های ضریب شکست نانوذرات طلا در حضور و عدم حضور یون‌های مس

	n	k	Δn	Δk
AuNPs	۰.۵۳۹	۲.۲۷۱	-۰.۰۶۴	۰.۱۵۸
$AuNPs+Cu^{2+}$	۰.۴۷۵	۲.۴۲۹		

نتیجه‌گیری

هدف از این تحقیق، بررسی حضور یون مس در محیط آبی با استفاده از نانوذرات طلا بوده‌است که برای این کار، محفظه‌ای برای قرارگیری درون کووت دستگاه طیف‌سنجی فرابنفش – مرئی طراحی و ساخته شد. استفاده از زیرلایه‌های پوشیده شده با نانوذرات طلا و جانمایی شیارهایی درون این محفظه برای قرار دادن زیرلایه‌ها سبب تماس نانوذرات طلا و یون‌های فلزی مس گشت. کانال‌های ورودی و خروجی تعبیه شده در ساختار طراحی شده منجر به ورود و خروج محلول مورد نظر به محفظه گردید. به این ترتیب با استفاده از این ساختار در ابعاد میکرو شناسایی حضور یون مس انجام گرفت و به اهداف مورد نظر منجر شد که به این شرح هستند: تغییرات طول‌موجی ایجاد شده در طیف جذب نانوذرات طلا توسط یون فلزی مس برابر با ۱۶ نانومتر به دست آمد، حضور یون مس در پیرامون نانوذرات طلا سبب کاهش بخش حقیقی ضریب شکست و افزایش بخش موهومی ضریب شکست گشت، تغییرات ایجاد شده در اثر حضور یون مس به غلظت یون فلزی وابسته نیست، به دلیل حضور یون مس در محیط، جذب افزایش یافت و یون‌های مس با موفقیت تا غلظت 1 ppm شناسایی شدند که پایین‌تر از حد خطر این یون فلزی می‌باشد. مجموعه طراحی شده می‌تواند نتیجه نهایی را به سهولت و با سرعت بالا ارائه کند و به همین دلیل قابلیت تبدیل به سامانه تجاری را نیز دارد.

حضور هر یون فلزی سبب تغییرات متفاوتی در محیط و طیف جذب نانوذرات طلا می‌شود، بنابراین نتایج حاصل از حضور یون مس در پیرامون نانوذرات طلا که در این مطالعه بحث شد، منحصر به فرد و تنها مربوط به حضور یون مسدر پیرامون نانوذرات طلا می‌باشد.

سپاسگزاری

بدین وسیلهاز دانشجویان دانشکده علوم و فنون نوین دانشگاه تهران، مهندس امیرمحمد سیف و مهندس امیر قاسمی که در انجام این تحقیق، ما را یاری کردند، صمیمانه تشکر می‌نماییم.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مرجع‌ها

[1] Wang, C. and C. Yu (2013). "Detection of chemical pollutants in water using gold nanoparticles as sensors: a review." Reviews in Analytical Chemistry 32(1): 1-14.

[2] Zhang, L. and M. Fang (2010). "Nanomaterials in pollution trace detection and environmental improvement." Nano Today 5(2): 128-142.

[3] Fu, F. and Q. Wang (2011). "Removal of heavy metal ions from wastewaters: a review." Journal of environmental management 92(3): 407-418.

[4] Priyadarshini, E. and N. Pradhan (2017). "Gold nanoparticles as efficient sensors in colorimetric detection of toxic metal ions: a review." Sensors and Actuators B: Chemical 238: 888-902.

[5] Deymehkar, E., et al. (2018). "Synthesis of SPR nanosensor using Gold nanoparticles and its application to copper (II) determination." Silicon 10(4): 1329-1336.

[6] Liu, Y., et al. (2017). "Progress on sensors based on nanomaterials for rapid detection of heavy metal ions." Science China Chemistry 60(3): 329-337.

[7] Willets, K. A. and R. P. Van Duyne (2007). "Localized surface plasmon resonance spectroscopy and sensing." Annu. Rev. Phys. Chem. 58: 267-297.

[8] Petryayeva, E. and U. J. Krull (2011). "Localized surface plasmon resonance: Nanostructures, bioassays and biosensing—A review." Analyticachimicaacta 706(1): 8-24.

[9] Mayer, K. M. and J. H. Hafner (2011). "Localized surface plasmon resonance sensors." Chemical reviews 111(6): 3828-3857.

[10] Wang, S., et al. (2007). "Detection of heavy metal ions in water by high-resolution surface plasmon resonance spectroscopy combined with anodic stripping voltammetry." Analytical chemistry 79(12): 4427-4432.

[11] Wang, S., et al. (2000). "High-sensitivity stark spectroscopy obtained by surface plasmon resonance measurement." Analytical chemistry 72(17): 4003-4008.

[12] Wang, T.-J. and W.-S. Lin (2006). "Electro-optically modulated localized surface plasmon resonance biosensors with gold nanoparticles." Applied physics letters 89(17): 173903.

[13] Borah, S. B., et al. (2015). "Heavy metal ion sensing in water using surface plasmon resonance of metallic nanostructures." Groundwater for Sustainable Development 1(1-2): 1-11.

[14] Cittadini, M., et al. (2014). "Graphene oxide coupled with gold nanoparticles for localized surface plasmon resonance based gas sensor." Carbon 69: 452-459.

[15] Forzani, E. S., et al. (2005). "Detection of heavy metal ions in drinking water using a high-resolution differential surface plasmon resonance sensor." Environmental science & technology 39(5): 1257-1262.

[16] Li, M., et al. (2013). Nanostructured sensors for detection of heavy metals: a review, ACS Publications.

[17] Bi, N., et al. (2012). "A sensitive localized surface plasmon resonance sensor for determining mercury (II) ion using noble metal nanoparticles as probe." SpectrochimicaActa Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy 95: 276-281.

[18] Rafieerad, A. R., et al. (2018). "Not-yet-designed multilayer Nb/HA/MWCNT-Au/Se/AuNPs and NbO2/HA/GO/Se biocomposites coated Ti6Al7Nb implant." Materials Today Communications**15**: 294-308.

[19] Jarmoshti, J. A., et al. (2019). "Visible light enhancement of ammonia detection using silver nanoparticles decorated on reduced graphene oxide." Materials Research Express**6**(6): 066306.

[20] Banihashemian, S. M., et al. (2019). "Room temperature ethanol sensing by green synthesized silver nanoparticle decorated SWCNT." Materials Research Express**6**(6): 065602.

[21] Yang, W., et al. (2007). "Fast colorimetric detection of copper ions using L-cysteine functionalized gold nanoparticles." Journal of nanoscience and nanotechnology 7(2): 712-716.

[22] Zhang, Z., et al. (2014). "Highly sensitive visual detection of copper ions based on the shape-dependent LSPR spectroscopy of gold nanorods." Langmuir 30(12): 3625-3630.

[23] Deymehkar, E., et al. (2018). "Synthesis of SPR nanosensor using Gold nanoparticles and its application to copper (II) determination." Silicon 10(4): 1329-1336.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران. ۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۷۵-۱۰-A

اثر قطر نانوذرات طلا در شناسایی یون‌های روی به وسیله طیف‌سنجی

زینب بوربور، حسن حاج قاسم و سیده مریم بنی هاشمیان

z.bourbour@ut.ac.ir , hajghassem@ut.ac.ir , banihashemian@ut.ac.ir

آزمایشگاه سیستم‌های میکرو و نانوالکترونیک، دانشکده علوم و فنون نوین، دانشگاه تهران، خیابان کارگر شمالی، تهران، ایران

چکیده – رزونانس پلاسمون سطحی محلی یکی از روش‌های شناسایی در حسگرهاست که از نوسان تجمعی الکترون های ماده فلزی در مقابل تابش الکترومغناطیس سرچشمه می‌گیرد. از جمله عوامل مهم تاثیرگذار بر این ویژگی نانوذرات فلزی می‌توان به اندازه نانوذرات اشاره کرد. در این پژوهش، نانوذرات طلای ساخته شده با روش لایه‌نشانی فاز بخار بعد از فرآیند آماده‌سازی مورد استفاده قرار گرفتند و نانوذرات با قطر 50-20 نانومتر توسط تصویربرداری FESEM، مشاهده و تایید شد. یون‌های روی در یک محیط سیال با نانوذرات طلا با قطرهای مختلف در تعامل قرار گرفتند و از طیف‌سنجی فرابنفش – مرئی برای بررسی اثر رزونانسی نانوذرات استفاده شد. نتایج تحقیق نشان داد که قطر نانوذرات طلا در قله جذب نانوذرات در حضور یون‌های روی تاثیرگذار است.

کلید واژه- رزونانس پلاسمون سطحی محلی، نانوذرات طلا، قطر نانوذرات، یون روی

Effect of Gold Nanoparticle Diameter on Zinc Ion Detection based on Spectroscopy

ZeinabBourbour, Hassan Hajghassem and SeyedehMaryam Banihashemian

MEMS Laboratory, Faculty of New Sciences and Technologies, University of Tehran, North Kargar Street, Tehran, Iran

z.bourbour@ut.ac.ir , hajghassem@ut.ac.ir , banihashemian@ut.ac.ir

Abstract- Localized surface plasmon resonance is one of the detection methods in sensors that originates from the oscillation of electrons of metallic material against electromagnetic radiation.One of the important factors affecting this property of metal nanoparticles is the size of nanoparticles.In this study, gold nanoparticles made by vapor phase deposition method were used after the preparation process and nanoparticles with diameter of 20-50 nm were obtaind and confirmed by FESEM imaging.Zinc ions in a fluid medium interacted with gold nanoparticles of different diameters and ultraviolet-visible spectroscopy was used to investigate the resonance effect of the nanoparticles.The results showed that the diameter of gold nanoparticles at the peak of nanoparticle absorption is an important factor for determining the presence of zinc ions.

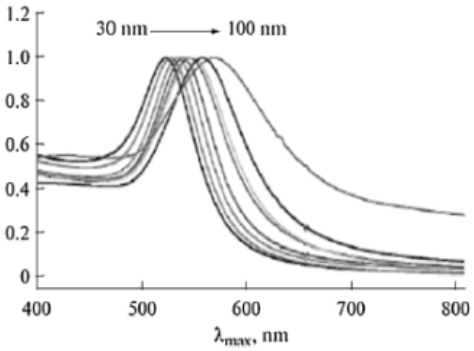
Keywords: Localized Surface Plasmon Resonance, Gold Nanoparticles, Nanoparticle Diameter, Zinc Ion

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران. ۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

مقدمه

پلاسمونیک علمی است که به مطالعه برهم‌کنش نور با ساختار-های فلزی می‌پردازد [1,2] و پلاسمون‌ها، نوسان جمعی الکترون‌های آزاد در یک فلز نجیب می‌باشند [3]. پلاسمون‌های سطحی، نوسانات جمعی الکترون‌های آزاد در یک فیلم فلزی هستند که توسط ویژگی‌های فلز، محیط دی‌الکتریک و فرکانس تابش الکترومغناطیسی مشخص می‌شوند [4,5,6] و تحت شرایط مناسب می‌توانند منجر به رزونانس پلاسمون سطحی(SPR) شوند. پلاسمون‌های سطحی به صورت نوری تحریک می‌شوند [3] و نانوذرات فلزات نجیب، ویژگی‌های رزونانس پلاسمون سطحی قوی‌تری دارند [7,8,9,10,11]. استفاده از نانوذرات در دستگاه‌های SPR منجر به رزونانس پلاسمون سطحی محلی (LSPR) می‌شود [12] که به طور موضعی اطراف نانوذرات نوسان می‌کند [1,2]. هنگامی‌که پلاسمون سطحی یک ذره فلزی با اندازه قابل مقایسه با طول-موج نور محدود گردد، الکترون‌های آزاد ذره در نوسان تجمعی شرکت می‌کنند و به آن، پلاسمون سطحی محلی می‌گویند [3]. این رزونانس‌ها به تغییرات در محیط پیرامون خود حساس بوده و عوامل مختلفی مانند اندازه، شکل ماده و ویژگی‌های دی‌الکتریک محیط می‌توانند بر طول‌موج آن‌ها اثر بگذارد [1,13]. از آن‌جایی‌که شکل و اندازه یک نانوذره فلزی، امضای طیفی از رزونانس پلاسمون آن را تعیین می‌کند، توانایی تغییر این دو پارامتر و مطالعه اثر آن‌ها بر LSPR، یک چالش مهم تجربی و آزمایشگاهی است [1]. نانوساختارهای فلزی بسته به شکل و اندازه، تنوع وسیعی از خواص نوری را نشان می دهند که عامل اصلی برای ساختن حسگرهای SPR مناسب آن‌هاست [13]. رزونانس پلاسمون سطحی دارای حساسیت فوق‌العاده ای نسبت به تغییر محیطی است [1,4,12,14,15]. عواملی همچون شکل ذره، اندازه و طول‌موج رزونانس پلاسمون به هم مرتبط هستند و در حساسیت ضریب شکست شرکت دارند [3]. به دلیل تشابه تکنیک LSPR به SPR، LSPR نیز به تغییرات در محیط دی‌الکتریک محلی حساس است و عواملی مانند اندازه، شکل، ماده و ویژگی‌های دی‌الکتریک محلی بر طول موج LSPR اثر می‌گذارند، به‌طوری‌که برای نانوذرات فلزی با یک ترکیب ماده و شکل معین، اندازه ذره تاثیر بیشتری بر LSPR دارد [1,3,13]. در شکل ۱، تغییر مکان قله جذب نانوذرات طلا با اندازه‌های مختلف نشان داده شده‌است [16]. از این شکل می‌توان دریافت که با افزایش قطر نانوذرات طلا، قله جذب آن-ها به طول‌موج بلندتر منتقل می‌گردد.

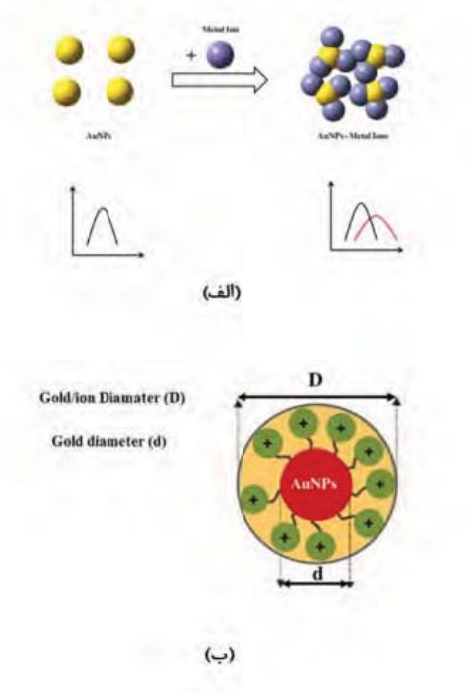


شکل ۱: وابستگی قله SPR طیف جذب نانوذرات طلا به اندازه نانوذره [16]

شکل ۲ به صورت شماتیک افزودن اتم‌هایی به نانوذرات طلا و تغییر قطر نانوذرات طلا را نشان می‌دهد. مطابق با شکل ۲-الف می‌توان بیان کرد که در حضور سایر اتم‌ها در پیرامون نانوذرات طلا و وقوع اندرکنش بین آن‌ها، تجمع رخ می‌دهد و همان‌طور که در شکل ۲-ب نیز نشان داده شده‌است، سبب تغییر قطر مجموعه نانوذره طلا و اتم افزوده شده می‌گردد. اثر تجمع در طیف جذب نیز مشخص می‌شود زیرا با بزرگ شدن قطر نانوذرات طلا، طیف جذب به طول‌موج بزرگتر جابجا شده و بنابراین هرگونه تغییری در طیف جذب را می‌توان با تجمع یا عدم تجمع بررسی کرد. با حضور اتم‌های مختلف در محیط پیرامون نانوذرات طلا، قطر بزرگ‌تر شده و از d به D تغییر می-

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

کند (D>d)، که این تغییر قطر سبب جابجایی در قله جذب نانوذرات طلا (تغییرات طول‌موج) می‌شود.

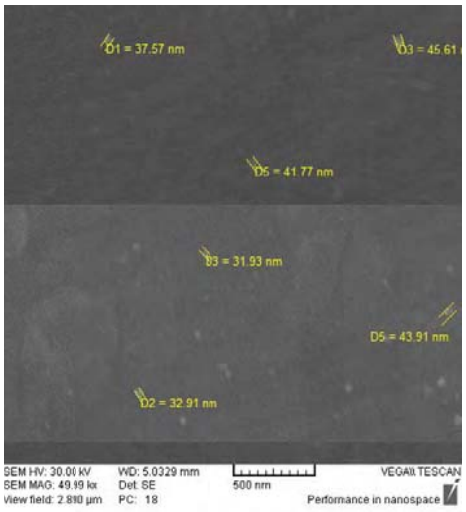


شکل ۲: طرح شماتیک تغییر قطر نانوذرات طلا در حضور اتم-های دیگر

از آنجایی‌که اندازه نانوذرات فلزی در طیف جذب LSPR آن‌ها بسیار تاثیرگذار است، هدف این تحقیق، بررسی تاثیر قطر نانوذرات طلا در طیف جذب آن و شناسایی یون‌های فلز سنگین روی می‌باشد، به همین دلیل، ابتدا طیف جذب نانوذرات طلا با دو قطر مختلف بررسی شد و سپس محلول حاوی یون روی به محیط پیرامون نانوذرات طلا با اندازه‌های مختلف وارد شد و تغییرات ایجاد شده در طیف جذب نانوذرات طلا بررسی شد که این کار به وسیله طیف‌سنجی فرابنفش – مرئی صورت گرفت. در ادامه نحوه آماده‌سازی نانوذرات طلا، محلول یون روی و روش اندازه‌گیری بیان می‌شود.

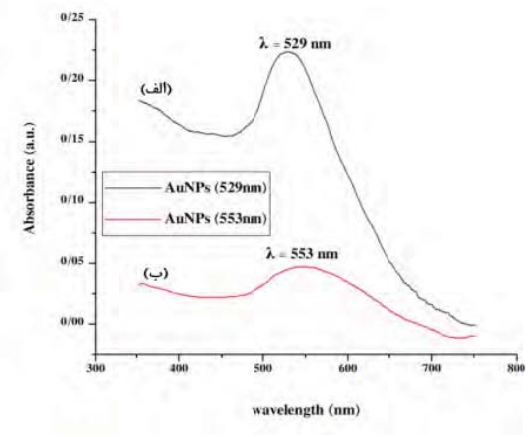
بخش تجربی (اندازه‌گیری ها و نتایج)

در این تحقیق، لایه‌نشانی نانوذرات طلا با استفاده از دستگاه اسپاترینگ و کنترل توان و زمان، بر روی زیرلایه‌های شفاف انجام شده‌است. تغییر قطر نانوذرات طلا با تغییر زمان اسپاترینگ بر روی زیرلایه صورت گرفته‌است. تصویر FESEM گرفته شده از سطح یکی از این زیرلایه‌ها در شکل ۳ نشان داده شده‌است که اثبات‌کننده قطر نانوذرات طلا بین ۲۰ تا ۵۰ نانومتر می‌باشد.



شکل ۳ : تصویر SEM نانوذرات طلا بر روی زیرلایه شفاف

در مرحله بعد، طیف جذب نانوذرات طلا با دو قطر مختلف با استفاده از دستگاه طیف‌سنجی فرابنفش-مرئی (Nanodrop2000c Spectrophotometer;Thermo Scientific) گرفته‌شد که نتایج مطابق با شکل ۴ می‌باشد. از جمله تنظیمات انجام‌شده در این دستگاه، تنظیم محدوده طول‌موج از ۳۵۰ نانومتر تا ۷۵۰ نانومتر می‌باشد. به این ترتیب طیف‌های جذب در محدوده مورد نظر به دست آمد. در شکل ۴، منحنی-های الف و ب به ترتیب مربوط به نانوذرات طلا با اندازه کوچک‌تر و بزرگ‌تر می‌باشند.



شکل ۴: مقایسه طیف جذب نانوذرات طلا با دو اندازه مختلف

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

همان‌طور که از مقایسه طیف جذب نانوذرات در شکل فوق می‌توان دریافت؛ با بزرگ شدن قطر نانوذرات طلا، مکان قله جذب به طول‌موج بلندتر منتقل می‌گردد. مطابق با شکل ۱، در صورت بزرگ شدن قطر نانوذرات طلا چنین نتیجه‌ای انتظار می‌رفت. افزایش زمان لایه‌نشانی سبب بزرگ شدن قطر نانوذرات طلا و جابجایی قله جذب به طول‌موج بلندتر شده‌است؛ به این ترتیب، با افزایش قطر نانوذرات طلا از 20.78 نانومتر به 22.72 نانومتر، مکان قله جذب از طول‌موج ۵۲۹ نانومتر به ۵۵۳ نانومتر منتقل شده‌است که مطابق با تحقیقات پیشین نیز چنین نتیجه‌ای پیش‌بینی می‌شد [16,17].

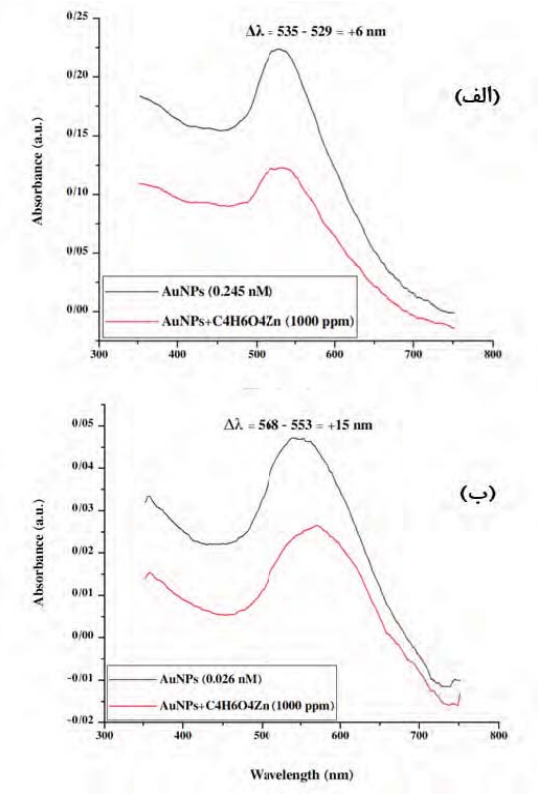
شناسایی یون روی- برای شناسایی یون روی با استفاده از خاصیت پلاسمونیک نانوذرات طلا از ترکیب استات این یون فلزی استفاده شده‌است و محلولی با غلظت 1000 ppm آماده گردید. مشخص گشت که غلظت محلول حاوی یون‌های روی تاثیری در نتیجه ندارد، به همین دلیل در این بخش تنها به بیان نتایج حاصل از بررسی حضور یون روی با غلظت 1000 ppm در پیرامون نانوذرات طلا اکتفا شده‌است.

در بخش قبلی ذکر شد که نانوذرات طلا با دو اندازه مختلف تهیه شدند ($\lambda_{peak(1)}$= 529, $\lambda_{peak(2)}$= 553 nm)، در این بخش، برای بررسی حضور یون‌های روی در محیط، از این نانوذرات استفاده شده‌است. در ادامه منظور از اندازه‌گیری اول، استفاده از نانوذرات طلا با قله جذب در طول‌موج ۵۲۹ نانومتر برای شناسایی یون روی می‌باشد. همچنین اندازه‌گیری دوم نیز به معنی استفاده از نانوذرات طلا با قله جذب در طول‌موج ۵۵۳ نانومتر می‌باشد. در هر اندازه‌گیری پس از قرارگیری یون‌های روی در پیرامون زیرلایه‌های پوشیده شده با نانوذرات طلا، بررسی حضور یا عدم حضور یون فلزی با استفاده از طیف-سنجی فرابنفش – مرئی انجام شده‌است.

استفاده از نانوذرات طلا با قطرهای مختلف با موفقیت حضور یون روی را تشخیص دادند اما قطر نانوذرات طلا در جابجایی قله طیفی ناشی از حضور یون روی تاثیرگذار بود. نتایج مطابق با موارد ذکر شده در زیر می‌باشد:

الف- استفاده از نانوذرات طلا با قله جذب در طول‌موج ۵۲۹ نانومتر: حضور یون روی در محیط پیرامون این نانوذرات طلا سبب جابجایی ۶ نانومتری قله جذب آن‌ها از طول‌موج ۵۲۹ نانومتر به ۵۳۵ نانومتر می‌گردد که مقایسه طیف جذب نانوذرات طلا در حضور و عدم حضور یون روی مطابق با شکل ۵-الف می‌باشد.

ب-استفاده از نانوذرات طلا با قله جذب در طول‌موج ۵۳۵ نانومتر: با افزایش قطر نانوذرات طلا و حضور یون‌های روی در پیرامون آن‌ها، قله جذب نانوذرات طلا از ۵۵۳ نانومتر به ۵۶۸ نانومتر جابجا شد که در قسمت ب شکل ۵ نشان داده شده‌است.



شکل ۵: طیف جذب نانوذرات طلا با دو اندازه مختلف در حضور و عدم حضور یون‌های روی

اگرچه محلول یون‌های روی استفاده شده در دو اندازه‌گیری یکسان هستند اما تغییرات ایجاد شده در طیف جذب نانوذرات طلا در حضور یون‌های روی متفاوت است که به علت قطر متفاوت نانوذرات طلا در دو اندازه‌گیری می‌باشد؛ به این معنا که با بزرگ شدن قطر نانوذرات طلا (اندازه‌گیری دوم)، یون‌های روی بیشتری در پیرامون نانوذرات طلا قرار گرفته‌اند و مطابق با شکل ۲-ب، حداقل قطر مجموعه نانوذره طلا و یون‌های روی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

(D_{min}) نیز افزایش یافته‌است و از آنجایی‌که یون فلزی استفاده شده در دو اندازه‌گیری یکسان است، قطر نانوذرات طلا نقش اصلی را در کوچک یا بزرگ شدن اندازه D_{min} دارد و همین امر سبب تفاوت جابجایی محل قله جذب نانوذرات طلای استفاده شده در حضور یون‌های روی می‌باشد. همان‌طور که گفته شد، در حضور یون‌های روی در پیرامون نانوذرات طلا در اندازه‌گیری اول، قله جذب نانوذرات طلا در طول‌موج ۵۳۵ نانومتر و در اندازه‌گیری دوم، در طول‌موج ۵۶۸ نانومتر مشاهده شد.

همان‌طور که در بخش مقدمه عنوان شد، از دیگر عوامل تاثیرگذار بر مکان قله جذب نانوذرات فلزی محیط دی‌الکتریک می‌باشد، حضور یون‌های روی در محیط پیرامون نانوذرات طلا به معنی تغییر محیط می‌باشد که از طریق تابع دی‌الکتریک قابل بررسی است. به همین دلیل در جدول ۱ به طور خلاصه، مقادیر مربوط به بخش‌های حقیقی (ε_1) و موهومی (ε_2) تابع دی‌الکتریک نانوذرات طلا در حضور و عدم حضور یون‌های روی برای هر دو اندازه‌گیری بیان شده‌است. از داده‌های ذکر شده در جدول می‌توان دریافت که در اثر حضور یون‌های فلزی در اطراف نانوذرات طلا (در هر دو اندازه‌گیری)، قدرمطلق بخش حقیقی ($|\Delta\varepsilon_1|$)، افزایش و بخش موهومی ($\Delta\varepsilon_2$) کاهش یافته‌است. تغییرات ایجاد شده در تابع دی‌الکتریک نانوذرات طلا در هر دو اندازه‌گیری به معنی تغییر در محیط پیرامون نانوذرات طلا و همان حضور یون روی می‌باشد.

جدول ۱ : داده‌های تابع دی‌الکتریک نانوذرات طلا در حضور یون‌های روی

	ε_1	ε_2	$\lvert\Delta\varepsilon_1\rvert$	$\Delta\varepsilon_2$
AuNPs (λ=529)	-4.330	2.567	+0.293	-0.065
Au(λ=529)+Zn^{2+}	-4.623	2.502		
AuNPs (λ=553)	-5.522	2.336	0.769	-0.110
Au(λ=553)+Zn^{2+}	-6.291	2.226		

نتیجه‌گیری

در این کار، با بررسی حضور یون‌های روی با استفاده از ویژگی پلاسمونی نانوذرات طلا، اثر اندازه نانوذرات طلا در شناسایی یون فلزی روی با موفقیت نشان داده‌شد. به این صورت که با افزایش قطر نانوذرات طلا، سطح نانوذرات نیز افزایش یافته و به این ترتیب تعداد یون‌های فلزی که می‌توانند در اطراف نانوذرات طلا قرار بگیرند و اندرکنش بدهند، افزایش می‌یابد و باعث افزایش قطر مجموعه نانوذره طلا و یون فلزی می‌شود. این افزایش بیشتر قطر مجموعه نانوذره طلا و یون فلزی سبب جابجایی بزرگ‌تر قله جذب نانوذرات طلا در اثر حضور یون فلزی روی می‌شود. به عبارت دیگر، در این پژوهش، یون فلزی هدف تغییر نکرده است و تنها قطر نانوذرات طلا تغییر یافته است، تغییر قطر نانوذرات طلا سبب افزایش تعداد یون‌های روی پیرامون نانوذرات طلا شده و به این ترتیب، نتایج یکسانی از حضور یون روی در پیرامون نانوذرات طلا به دست نیامد. به عنوان نتیجه نهایی می‌توان ذکر کرد که استفاده از نانوذرات طلا در شناسایی، علاوه بر هدف شناسایی (در این تحقیق، یون روی)، به اندازه قطر نانوذرات طلا نیز وابسته است.

سپاسگزاری

نویسندگان بر خود لازم می‌دانند تا از دانشجویان دانشکده علوم و فنون نوین دانشگاه تهران، مهندس امیرمحمد سیف و مهندس امیر قاسمی که در انجام این تحقیق ما را یاری کردند، تشکر نمایند.

مرجع‌ها

[1] Willets, K. A. and R. P. Van Duyne (2007). "Localized surface plasmon resonance spectroscopy and sensing." Annu. Rev. Phys. Chem. 58: 267-297.

[2] Petryayeva, E. and U. J. Krull (2011). "Localized surface plasmon resonance: Nanostructures, bioassays and biosensing—A review." Analyticachimicaacta 706(1): 8-24.

[3] Mayer, K. M. and J. H. Hafner (2011). "Localized surface plasmon resonance sensors." Chemical reviews 111(6): 3828-3857.

[4] Wang, C. and C. Yu (2013). "Detection of chemical pollutants in water using gold nanoparticles as sensors: a review." Reviews in Analytical Chemistry 32(1): 1-14.

[5] Wang, S., et al. (2007). "Detection of heavy metal ions in water by high-resolution surface plasmon resonance spectroscopy combined with anodic stripping voltammetry." Analytical chemistry 79(12): 4427-4432.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

[6] Wang, S., et al. (2000). "High-sensitivity stark spectroscopy obtained by surface plasmon resonance measurement." Analytical chemistry 72(17): 4003-4008.

[7] Bi, N., et al. (2012). "A sensitive localized surface plasmon resonance sensor for determining mercury (II) ion using noble metal nanoparticles as probe." SpectrochimicaActa Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy 95: 276-281.

[8] Li, M., et al. (2013). Nanostructured sensors for detection of heavy metals: a review, ACS Publications.

[9] Rafieerad, A. R., et al. (2018). "Not-yet-designed multilayer Nb/HA/MWCNT-Au/Se/AuNPs and NbO2/HA/GO/Se biocomposites coated Ti6Al7Nb implant." Materials Today Communications**15**: 294-308.

[10] Jarmoshti, J. A., et al. (2019). "Visible light enhancement of ammonia detection using silver nanoparticles decorated on reduced graphene oxide." Materials Research Express**6**(6): 066306.

[11] Banihashemian, S. M., et al. (2019). "Room temperature ethanol sensing by green synthesized silver nanoparticle decorated SWCNT." Materials Research Express**6**(6): 065602.

[12] Wang, T.-J. and W.-S. Lin (2006). "Electro-optically modulated localized surface plasmonresonance biosensors with gold nanoparticles." Applied physics letters 89(17): 173903.

[13] Borah, S. B., et al. (2015). "Heavy metal ion sensing in water using surface plasmon resonance of metallic nanostructures." Groundwater for Sustainable Development 1(1-2): 1-11.

[14] Zhang, L. and M. Fang (2010). "Nanomaterials in pollution trace detection and environmental improvement." Nano Today 5(2): 128-142.

[15] Wang, X., et al. (2010). "Gold nanorod-based localized surface plasmon resonance biosensor for sensitive detection of hepatitis B virus in buffer, blood serum and plasma." Biosensors and Bioelectronics 26(2): 404-410.

[16] Priyadarshini, E. and N. Pradhan (2017). "Gold nanoparticles as efficient sensors in colorimetric detection of toxic metal ions: a review." Sensors and Actuators B: Chemical 238: 888-902.

[۱۷] بوربور، زینب (۱۳۹۹)، طراحی و ساخت حسگر اپتیکی-فلوئیدیکی فلزات سنگین در آب مبتنی بر اثر پلاسمون های سطحی محلی، پایان‌نامه کارشناسی ارشد، دانشگاه تهران.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021), and the 13th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021). University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021

کد مقاله : ۲-۶۶-۱۰-۱۰-A

بررسی محاسباتی اثر افزایش لایه ها در خواص الکترو-نوری ساختار دو بعدی MoS_2

مسلم علیدوستی شهرکی[۱]، سعید عبدالحسینی[۱] و محمد بشیرپور[۲]

[۱]تهران، دانشگاه تهران، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر

[۲]ارومیه، دانشگاه ارومیه، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر

چکیده- در این مقاله با استفاده از روش محاسبات اصول اولیه پیاده سازی شده با روش تئوری تابع چگالی و در نظرگرفتن برهم-کنش‌های بین‌لایه‌ای واندروالس، خواص الکترو- نوری وابسته به فرکانس فوتون‌های نوری در یک ماده دو بعدی MoS_2 مورد مطالعه قرار می‌گیرد. به این منظور ابتدا ساختارهای بهینه تک/دو/سه-لایه استخراج می‌شوند و سپس تابع مختلط دی‌الکتریک، ضرایب جذب، شکست نور و میزان انعکاس در جهت های مختلف درون و برون صفحه ای استخراج می‌گردد. با توجه به نتایج، افزایش تعداد لایه‌ها موجب بیشتر شدن همسانی ساختار شده و بنابراین خواص نوری در جهت‌های مختلف هم‌سان‌تر می‌شود. افزایش تعداد لایه-ها از یک به دو عدد، ضرایب الکترونوری را افزایش می‌دهد در حالیکه بیشترکردن تعداد لایه‌ها مشخص می‌کند که لزوما رابطه مستقیمی مابین افزایش لایه و خواص الکترو-نوری وجود ندارد.

کلید واژه- مواد دو بعدی، MoS_2 تک/دو/سه-لایه، خواص الکترو-نوری، محاسبات تئوری تابع چگالی

Computational analysis of the effect of number of layers on the electro-optical properties of a two dimensional MoS_2

Moslem Alidoosty Shahraki[1], Saeed Abdolhosseini[1], and Mohammad Bashirpour[2]
[1]School of Computer and Electrical Engineering, University of Tehran, Tehran, Iran
[2]Microelectronics Research Laboratory, Department of Electrical and Computer Engineering, Urmia University, Urmia, Iran

Abstract- In this paper by first principle calculations implemented by density functional theory (DFT) and taking the van der Waals inter layer interactions into account, the optical photonic frequency depended electro-optical properties of two dimensional MoS_2, is investigated. For this purpose, first the optimized mono and multi-layer structures are extracted and then the complex dielectric function, the refractive index, absorption and the reflectivity coefficients along different in-plane and out-of-plane directions are obtained. According to the results, increasing the number of layers enhances the uniformity of the structure so the electro-optical properties become more isotropic. The increase of the number of layers from single to double gains the electro-optical coefficients significantly, whereas further increase of the number of layers, indicates that there is not necessarily a direct relationship between the number of layers and the electro-optical properties.

Keywords: two dimensional materials, mono/bi/tri-layer MoS_2, electro-optic properties, DFT calculations

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)
The 12th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)
University of Siastan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021.

1. Introduction

The exceptional properties of the two-dimensional (2D) Molybdenum disulfide (MoS_2), as a typical transition metal dichalcogenide (TMDC) material is attracting notable attentions for wide studies related to electronic and optoelectronic applications [1, 2]. Electrical properties of MoS_2 such as its bandgap and carrier mobility can be engineered by the thickness and number of layers engendering MoS_2 as an applicable material in diverse electronic devices [3, 4]. Although, there are strong covalent bonding between the atoms of Molybdenum and Sulfur in each layer, there are very weak van der Waals interactions between adjacent multi layers which facilitate the MoS_2 thickness engineering. Mono or few layer MoS_2 can be produced by utilizing micro-mechanical cleavage technique and through anisotropic 2D growth by chemical vapor deposition [5]. In spite of various study on the electrical and optical characteristics of mono/bulk MoS_2 [3, 6], the electro-optical properties of a multi-layer MoS_2 structure at x/y/z-directions is not yet studied in detail. In this paper, regarding the effect of van der Waals inter layer interactions for the multi-layer MoS_2, we calculate the complex dielectric function as a basic description of light-matter interactions and an electrical property to investigate the optical properties. Then the optical properties including; absorption coefficients, refractive index and the reflectivity are obtained and discussed.

2. Theory and Methods

2.1 Density Functional Theory (DFT)

The first principle calculations to model the elctro-optical properties of mono/multi-layer MoS_2 are performed by density functional theory (DFT) as implemented in the Spanish Initiative for Electronic Simulations with Thousands of Atoms (SIESTA) code [7]. Generalized gradient approximation (GGA) based on Perdew-Burke-Ernzerhof (PBE) [8] with a 400eV cut-off energy is considered. D2 method of Grimme (DFT-D2) [9] is added, to the model the inter-layer van der Waals interactions for multi-layer structures. To simulate a quasi 2D structures and skipping the interactions along the out-of-plane direction a vacuum, fivefold thicker than the thickness of the structures is assumed. The optimized structure is obtained by allowing ions, cell shape and cell volume to get relaxed, so that the acting forces on atoms becomes less than 0.02eV/A°. Also as the convergence criterion for relaxation, the total free energy, is set to be updated until the difference between two update steps becomes smaller than 10^{-7}eV.

2.2 Theory of electro optical properties

The imaginary part of the complex dielectric function ($\varepsilon(\omega)=\varepsilon_1(\omega)+j\varepsilon_2(\omega)$) is calculated from the joint density of states as:

$$\varepsilon_2(\omega)=\frac{4\pi^2e^2}{V}\lim_{q\to 0}\frac{1}{q^2}\sum_{c,\upsilon,K}2w_k\delta(E_{cK}-\omega) \qquad (1)$$

where in (1), q is the electron charge, ω is the frequency, δ is the infinitesimal value of energy, c,υ refer to conduction band and valence band states. E_{jK} is the single electron energy state of jth band with wave vector K. The real part of the dielectric function is computed by Kramers-Kronig transformation as:

$$\varepsilon_1(\omega)=1+\frac{2}{\pi}P\int_0^{\infty}\frac{\omega'\varepsilon_2(\omega')}{\omega'^2-\omega^2+i\eta}d\omega' \qquad (2)$$

where in (2), P is the principal value, η is an infinitesimal and ω' is the frequency over which equation (2) is integrated. The absorption coefficient is calculated by:

$$\alpha(\omega)=\frac{\sqrt{2}\omega}{c}[\sqrt{\varepsilon_1^{\,2}(\omega)+\varepsilon_2^{\,2}(\omega)}-\varepsilon_1(\omega)]^{\frac{1}{2}} \qquad (3)$$

where in (3), c is the speed of light. The refractive index, $n(\omega)$ is calculated by:

$$n(\omega)=[\frac{|\varepsilon(\omega)|+\varepsilon_1(\omega)}{2}]^{\frac{1}{2}} \qquad (4)$$

and the reflectivity $R(\omega)$ will be:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)
The 12th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)
University of Siastan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021.

$$R(\omega)=\frac{(n-1)^2+k^2}{(n+1)^2+k^2} \quad (5)$$

where in (5) k is the extinction coefficient:

$$k(\omega)=[\frac{|\varepsilon(\omega)|-\varepsilon_1(\omega)}{2}]^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

3. Results and discussion

Fig. 1 illustrates the side view of MoS_2 mono/multi-layers, where the armchair, zigzag, and vertical direction are denoted as x, y, and z, respectively. $\varepsilon_1(\omega)$ and $\varepsilon_2(\omega)$ versus frequency are depicted in Fig. 2. The $\varepsilon_1(\omega)$ is more isotropic than $\varepsilon_2(\omega)$ along the in-plane direction especially for the energies below 2eV. Also the multilayer structures in comparison with mono-layer exhibit more dielectricity which might be related to the inter layer gap and the weak interlayer van der Waals interactions. For larger phonon energies, multi-layer MoS_2 has more isotropic dielectricity. Also the dielectric function arises from about 1.5eV which is attributed to the optical transition between the valance band maxima to conduction band minima. More number of layers slightly affects the dielectricity. Fig. 3 shows the absorption coefficient $\alpha(\omega)$ that describes the penetration depth of a light at a wavelength into a material before its complete absorption. Accordingly, similar to the dielectricity, the absorption edge arises from 1.5eV. Abrupt increase of absorption for the photon energy higher than about 1.5eV is a property of semiconductors and insulators. As can be seen in Fig. 3, the variation of absorption coefficient versus energy for tri-layer structure is slower. It is related to the bandgap narrowing. As the number of MoS_2 layers is increased, the bandgap decreases [3].

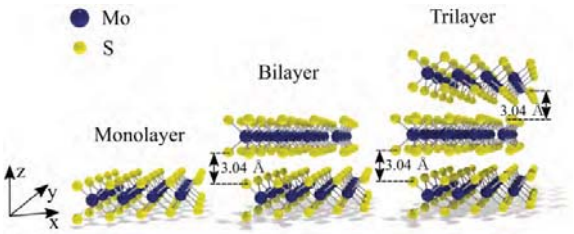


Fig. 1: side views mono-layer and AA' stacking mode bi/tri-layer MoS_2. Sulfur atoms are shown in yellow, and molybdenum atoms are shown in blue.

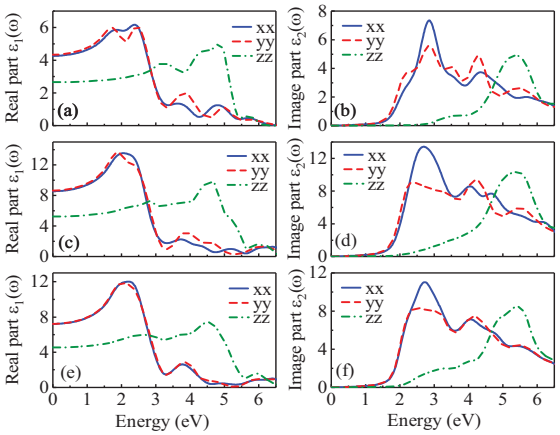


Fig. 2: (a, b), (c, d), (e, f) are the real and imaginary parts of dielectric function for mono, bi and tri-layer MoS_2 respectively.

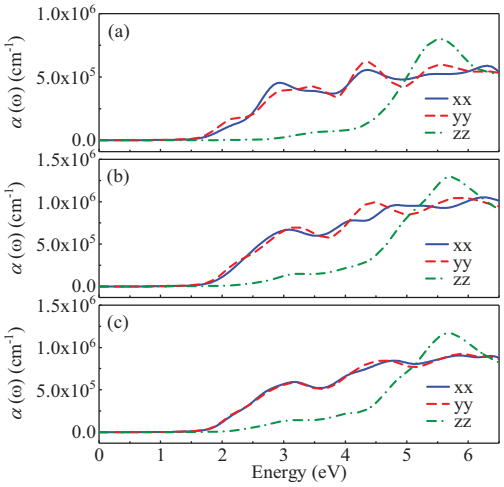


Fig. 3: (a), (b), (c) are the absorption coefficients versus photon energy for mono/ bi/ tri-layer MoS_2 along different directions.

On the other hand, it can be seen in Fig. 3 that the absorption coefficient enhances as the number of layers is increased. The interlayer space between the layers may increase the absorption coefficient of the multi-layer structures in comparison with mono-layer. The refractive index versus frequency is plotted in Fig.4. The refractive index as an important key factor for many opto-electronic applications is the ratio between the speed of light in free space and speed of light in a structure. The results indicate that for the energies larger than

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)
The 12th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)
University of Siastan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021.

about 2.85eV (corresponding to the frequencies larger than 689THz), the in-plane refractive index of mono-layer MoS2 is between 1 and 2, so it performs as a transparent media. In this range, variation in the refractive index on the scale of the wavelength of light is negligible. The same structure along the out-of-plane direction except for 5eV, is always transparent. By increasing the number of layers, MoS2 becomes less transparent. Bi/tri-layer MoS2 are transparent along the in-plane direction for the energies larger than about 4.5eV and 4.3eV respectively and are transparent along the vertical direction for the energies larger than about 5.5eV. Finally the reflectivity is depicted in Fig. 5, revealing the fact that increasing the number of layer from bi to tri-layer, not only reduces the reflectivity, but also makes the in-plane reflectivity isotropic.

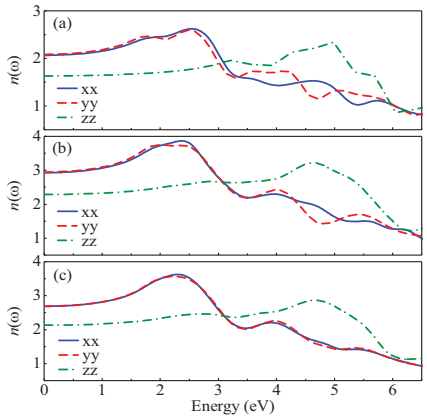


Fig. 4: (a), (b), (c) are the refractive index versus photon energy for mono, bi and tri-layer MoS_2 along different directions.

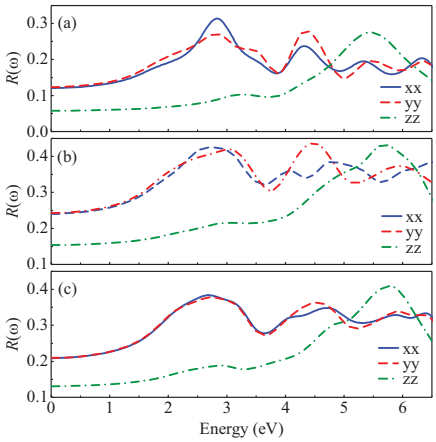


Fig. 5: (a), (b), (c) are the reflectivity versus photon energy for mono, bi and tri-layer MoS_2 along different directions.

4. Conclusion

The frequency dependent electro-optical properties of mono/bi/tri-layer MoS_2 along different directions were investigated by the first-principle DFT calculations. Then the effect of the increase of the number of layers on the obtained properties including; the complex dielectric function, absorption, refractive and reflectivity coefficients were studied. In multi-layer structure, the in-plane electro-optical properties of MoS_2 become more isotropic. This is attributed to more uniformity of the layered MoS_2. Also, unlike the increase of the electro-optical properties caused by doubling the number of layers, further increase of layers verifies the lack of a direct relationship between the number layers and the electro-optical properties.

References

[1] Q. H. Wang, et al., "Electronics and optoelectronics of two-dimensional transition metal dichalcogenides", Nat. Nanotechnol. , Vol. 7, pp. 699-712, 2012.

[2] A. K. Geim, and I. V. Grigorieva, "Van der Waals heterostructures", Nature, Vol. 499, pp. 419-425, 2013.

[3] M. Alidoosty-Shahraki, M. Pourfath, and D. Esseni, "An MoS_2-based piezoelectric FET: a computational study of material properties and device design", IEEE Trans. Electron. Devices, Vol. 66, pp. 1997-2003, 2019.

[4] H. Y. Chang, et al. , "Large-area monolayer MoS_2 for flexible low-power RF nanoelectronics in the GHz regime", Adv. Mater. ,Vol. 28, pp. 1818-1823, 2016.

[5] Y. H. Lee, et al. , "Synthesis of large-area MoS_2 atomic layers with chemical vapour deposition", Adv. Mater. , Vol. 24, pp. 2320-2325, 2012.

[6] G. Eda, et al., "Photoluminescence from chemically exfoliated MoS_2", Nano Lett. , Vol. 11, pp. 5111-5116, 2011.

[7] J. M. Soler et al., "The SIESTA method for ab initio order-N materials simulation," J. Phys., Condens. Matter, vol. 14, no. 11, p. 2745, 2002.

[8] J. P. Perdew, K. Burke, and M. Ernzerhof, "Generalized gradient approximation made simple", Phys. Rev. Lett. ,Vol. 77, p. 3865, 1996.

[9] S. Grimme, "Semiempirical GGA-type density functional constructed with a long-range dispersion correction",J. Comput. Chem. ,Vol. 27, pp. 1787-1799, 2006.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۸۹-۱۰-A

مدلسازی حسگر پلاسمونی کریشمان برای تشخیص زودهنگام بیماری آلزایمر با استفاده از مدل ساختاری آمیلوئید بتا و پروتئین تاو

مرتضی امینی[۱]، میرمحسن پدرام[۱و۲]، شهریار غریب زاده[۳]، مهشاد اوچانی[۴]
[۱]گروه مدل شناختی، پژوهشکده علوم شناختی(ICSS)، دانشگاه شهید بهشتی
[۲] گروه مهندسی برق و کامپیوتر، دانشکده فنی و مهندسی، دانشگاه خوارزمی
گروه مدلسازی شناختی، موسسه آموزش عالی علوم شناختی
[۳] گروه مدلسازی شناختی،پژوهشکده علوم شناختی و مغز، دانشگاه شهید بهشتی
[۴] گروه علوم اعصاب شناختی،پژوهشکده علوم شناختی و مغز، دانشگاه شهید بهشتی

چکیده - در این مقاله، یک حسگر پلاسمونی برای تشخیص زود هنگام آلزایمر پیشنهاد شده است. ساختار حسگر پیشنهادی بصورت کریشمان می باشد و با تثبیت ویژگی ساختاری آلزایمر شامل آمیلوئید بتا (ای بتا) و پروتئین تاو بر روی توری درنظرگرفته بر روی حسگر تشخیص آنالیت فراهم شده است.در این طرح جهت آنالیز نتایج روش تفاضل متناهی در حوزه زمان (FDTD) شبیه بکار گرفته شده است.برای ارزیابی حسگر آلزایمر پارامترهای مهم حسگر محاسبه شده اند. حساسیت، معیار شایستگی و ضریب کیفیت محاسبه شده برای این حسگر ضریب شکست به ترتیب۱۲۰۰ nm/RIU، ۲۴۱.۶۶ RIU^{-1} و ۲۴۲.۸۳ است که نشان دهنده ی بهبود ساختار پیشنهادی نسبت به حسگرهای تشخیص زودهنگام آلزایمر ارائه شده ی قبلی است.

کلید واژه- حسگر پلاسمونی، حسگر آلزایمر، آمیلوئید بتا، پروتئین تاو

Modeling of Krichmann plasmonic sensor for early detection of Alzheimer's diseasesutilizing amyloid beta (Aβ) and tau protein structures

Morteza Amini[1], Mir Mohsen Pedram[1,2], Shahriyar Gharibzadeh[3], Mahshad Ouchani[4]
[1]Department of Cognitive Modeling, Institute for cognitive science studies, Shahid Beheshti University
[2]Department of Electrical and Computer Engineering, Faculty of Engineering, Kharazmi University
[3]Department of Cognitive Modeling, Institute for Cognitive and Brain Science, Shahid Beheshti University
[4]Department of Cognitive Neuroscience (Brain and Cognition), Department of Cognitive Neuroscience, Institute for Cognitive and Brain Science, Shahid Beheshti University

Abstract- In this paper, a plasmonic sensor for early detection of Alzheimer's is proposed. The proposed sensor structure is in the form of Kirchmann and is provided by fixing the structural properties of Alzheimer's including amyloid beta (Aβ) and tau protein on a grid on the analyte sensor. In this design, a similar finite difference time domain (FDTD) method is used to analyze the results. Important sensor parameters have been calculated to evaluate the Alzheimer's sensor. The sensitivity, competency criteria and quality coefficient calculated for this sensor are refractive index 1200 nm / RIU, 241.66 RIU^{-1} and 242.83, respectively, which indicates an improvement in the proposed structure compared to the previously proposed early detection Alzheimer's sensors.

Keywords: Plasmonic sensor, Alzheimer's sensors, amyloid beta (Aβ), Tau protein

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

بیماری آلزایمر یک بیماری ناتوان کننده ی سلول های عصبی و اختلال زوال عقلی است.این بیماری در بیش از ۵۰ میلیون انسان در سال ۲۰۱۹ آشکار شده است و تخمین زده شده به ۱۵۲ میلیون نفر در سال ۲۰۵۰ افزایش یابد.با اینکه بیماری آلزایمر در افراد مسن آشکار میشود اما در ۴ درصد از موارد، در افراد با سن زیر ۶۴ سال ایجاد شده است.بطور معمول این بیماری با یک مرحله اولیه شناخته شده به عنوان اختلال شناختی خفیفآغاز می‌شود و بی حافظگی مربوط به زوال حافظه منجر به از دست رفتن حافظه و ناتوانی انجام کار های روزمره و غیره می‌شود. متاسفانه هنوز درمانی برای آلزایمر نیست با وجود اینکه تحقیق اخیر روی داروهای اصلاح کننده‌ی بیماری برای حالت های اولیه بیماری تمرکز کرده است.تشخیص بیماری آلزایمر می‌تواند با تست هایآزمون شناختی و با تکنیک تصویر برداری معمولا تصویر بردار مغناطیسی و توموگرافی گسیل پوزیترون و مادون قرمز انجام شود. آنالیز مایع قشر نخاعی و پلاسمای خون زیست شناساگرها با ایمونوهیستوشیمی و آنالیز متصل شده به سنجش جاذب ایمنی ایزا نیز برای تشخیص مغز های غیر نرمال بیماران استفاده شده است.اما این تکنیک زمان بر بوده و گران قیمت و نیاز به ماده اولیه زیاد و تخریب کننده است [۱].

زیست حسگرها، بر اساس نوع مبدل آنها بطور معمول به سنسور های الکتروشیمیایی نوری و پیزو الکتریک تقسیم می شوند.تاکنون چندین تکنیک حساس برای تشخیص بیماری آلزایمر شامل الکتروشیمیایی لومینسنس فلورومتریزیست سنسور های الکتروشیمیایی طیف رامان و بیسنسور های پلاسمون سطحی کشف شده است. از میان آنها شناساگر های بدون برچسب مانند SPRبر اساس تحریک نمونه و تبدبل آن به تغییرات ضریب شکست از حساسیت بالاتری برخوردار است. زیرا که هر تغییر کوچک جرم نزدیک سطح طلا میتواند بوسیله تغییر زاویه حرکت منحنی هایSPRآشکار شود. در نتیجه این سیستم آشکارسازی بسیارآسان ارزان برای اندازه گیری بیومولکول‌هاست و به مطالعه ی کمی در بر هم کنش های بیومولکولی احاطه دارد.زیست حسگرهای نور محور SPRبطور گسترده برای آشکار سازی بیماری آلزایمر بدون فرایند برچسب دار کردن و تکنیک آنتی بادی دوتایی مطالعه شده اند که براحتی می‌تواند فرم طبیعی مولکول ها در خون یا نمونه مایع مغزی نخاعی را حس کند.در بیماری های اختلال عصبی جالب توجه است که زیست حسگرهایSPRبسیار سریع حساس و ویژه و ارزان قیمت برای آشکار ساز های زیست نشانگر بیماری آلزایمر در کلینیک های تحقیقاتی هستند [۲].

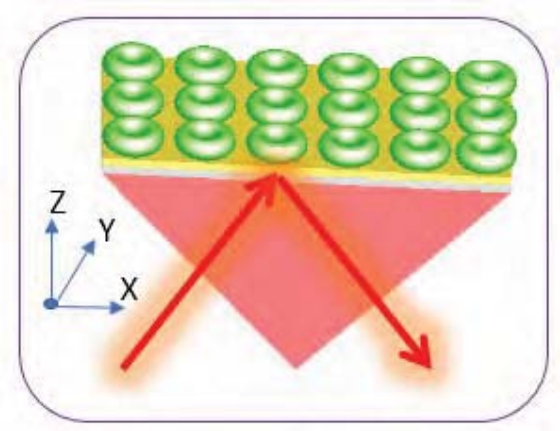
چندین تحقیق نشان می‌دهد که امیلوییید بتا منجر به اختلال میتوکندریایی و مرگ سول های عصبی در طی مسیر واکنش ABبا B17_10HSDی هیدروژن هیدروکسی استروییید ۱۰واقع شده در میتوکندری می-شود. این آنزیم میتوکندریایی چند عملکردی یک هوموتترامر با یک جرم مولکولیKDa108به زنجیر کوتاهی از آنزیم های خانواده‌ی دی هیدروژن های کاهنده مربوط است.یک تجمع بیرون سلولی حل شونده‌ی پپتید هایABالگومریک ساخته شده است [۳].استفاده از حسگرSPRو با در نظرگرفتن ویژگی ساختاری بالا سبب تشخیص زودهنگام بیماری با دقت بالا خواهد شد.

ساختار پیشنهادی زیست حسگر آلزایمر

شکل 1ساختار پیشنهادی زیست حسگر آلزایمر مبتنی بر ساختار کریشمان را نشان میدهد که در آن آنالیت آلزایمر تزریق می گردد و با تاباندن نور از طریق منشور به ساختار سبب تحریک پلاسمون سطحی خواهد شد. ابعاد ساختار پیشنهادی ۳*۲*۵ سانتی متر درنظر گرفته شد. همانطور

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

که نشان داده شده است ساختار زیست حسگر آلزایمر شامل یک منشور عایق ماده ترکیب طلا و نقره برای تحریک پلاسمون سطحی و همچنین سطح توری بالایی برای تثبیت آنالیت آلزایمر می باشد.



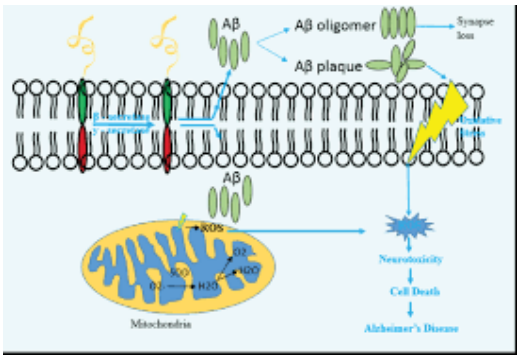
شکل ۱: ساختار دو بعدی پیشنهادی زیست حسگر آلزایمر

ویژگی ساختاری نشانگر زیستی آلزایمر

برای تشخیص آلزایمر دو نشانگر زیستی مطرح می شوند که با استفاده از آنها می توانیم در ساختار پیشنهادی آنالیت مورد نظر را تشخیص دهیم[۲].

الف) آمیلوئیدبتا (ای بتا)

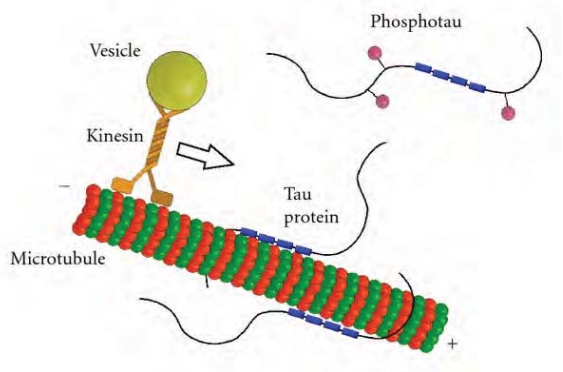
Aβ یک پپتید نامحلول با وزن مولکولی تقریبا ۴ کیلو دالتون است و واحدهای فوق ثانویه ورق متقاطع را توسعه می دهد. همچنین تصور می شود که این ساختار در برابر پروتئولیز مقاوم است. تحقیقات مولکولی نشان داد که قطر Aβ سمی به حدود ۷۰-۱۰۰ A°می رسد و تجمع Aβ غیر فیبری به طور فعال در ارتقاء اختلالات تخریب عصبی مانند AD شرکت می کند. بطور کلی، دو ایزوفرم مشترک برای Aβوجود دارد: محلولAβ40 و Aβ42. پپتیدهایAβ فیبرهای چند شکلی را تشکیل می دهند، باساختارهای مولکولی که شدیداً به شرایط رشد بستگی دارند. فیبرهای چند شکلی در محیطin vitro به شکل ساختارهای مولکولی مانند تجمع های الیگومریک و پروتوفیبری دیده می شوند. تجزیه و تحلیل ساختاری با استفاده از میکروسکوپ الکترونی نشان می‌دهد که فیبرهایAβ خالص انسان از پروتئین های ساختاری مشابه تشکیل شده اند که تفاوت های اساسی با همتای فیبری آزمایشگاهیAβ دارند. همچنین، شرایط پاتولوژیک و فرضیه های مختلف مربوط به AD مورد بحث قرار گرفته است. در شکل ۲ نحوه تشخیص بیماری آلزایمر از طریق فیبرهایAβ را نشان داده ایم.



شکل ۲: روش تشخیص آلزایمر از طریق فیبرهایAβ

ب) پروتئین تاو

پروتئین تاو یکی از اعضای اصلی میکروتوبول های مرتبط است. پروتئین ها (MAP) خانواده ای هستند که بیشتر در آکسون ها برای ترویج یافت می شوند. اینپروتئین از ۱۶ اگزون ساخته شده و توسط میکروتوبولبه ژن پروتئین تاو (MAPT) مرتبط می شود. اتصال متناوب mRNA MAPT در اگزونهای ۲ ، ۳ و ۱۰ منجر به ترکیبی از شش ایزوفرم می شود.



شکل ۳: روش تشخیص آلزایمر از طریق پروتئین تاو

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

با توجه به خاصیت اسید بر اساس توالی های پلی پپتیدی ازپروتئین تاو که توسط اگزونهای ۲ و ۳ رمزگذاری می شود.در این شرایط، در حالی که بار مثبت داردتوالی کد شده توسط آکسون ۱۰، ویژگی اصلی پروتئین تاو را آماده می کند.

حسگرهای SPR و حسگرهای رزونانس سطح پلاسمون موضعی (LSPR) اخیرا یک انقلاب اساسی در تشخیص مولکول های زیستی به وجود آورد. علت این امر توانایی تشخیص حداقل تغییربسیار ناچیزRI در مولکول زیستی می باشد [۳]. در این مقاله، ضریب گذردهی فلز مورد نظر در زیست حسگر آلزایمر پیشنهادی با استفاده از مدل درودبهصورت زیر در نظر گرفتهشده است:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon(\omega) - \frac{\omega_P^2}{(\omega^2 + i\omega\gamma_p)} \quad (۱)$$

در این ساختار، به ترتیب هوا، وطلا و نقره به عنوان ماده ی عایق و فلز استفاده شده است. به منظور کاهش تلفات فلز نقره، ضریب گذردهی آن با استفاده از مدل جانسون و کریستی استفاده شده است. روابط حساسیت، معیار شایستگی و ضریب کیفیت حسگر به ترتیب به صورت زیر بیان می شود:

$$S = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n}(nm/RIU) \quad (۲)$$

$$FoM = \frac{S}{FWHM}(RIU^{-1}) \quad (۳)$$

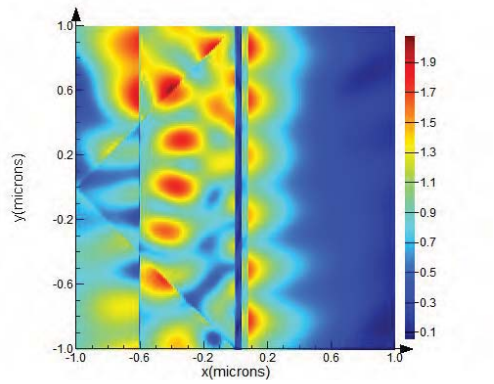
$$Q = \frac{\lambda_0(nm)}{FWHM(nm)} \quad (۴)$$

که در این فرمولهای بالاΔλ و Δn به ترتیب بیان کننده ی تغییرات طول موج رزونانس براساس تغییرات میزان آلزایمر و تغییرات ضریب شکست است. FWHM پهنای کامل در نصف مقدار بیشینه وλ0 طول موج تشدید است.

در این مقاله، شبیه سازی عددی ساختار به روش تفاضل متناهی در حوزه زمان(FDTD) ، میزان بازتاب بر حسب طول موج به ازای ضریب شکست های مختلف آلزایمر حاصل شده است. در بخش بعد، نتایج حاصل از اثرات مختلف برای تشخیص آلزایمر فراهم شده است.

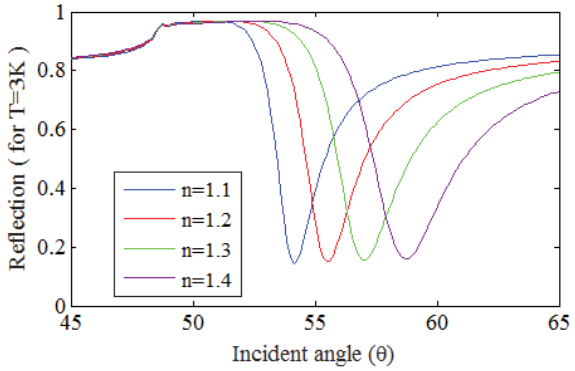
نتایج شبیه سازی

در ساختار زیر، با قرار دادن آنالیت بر روی حسگر پروفایل میدان الکتریکی محاسبه شده است. همانطور که مشاهده می شود با درنظر گرفتن زاویه تشدید، نحریک پلاسمون سطحی بر روی حسگر مشاهده می شود.



شکل ۴: تشخیص آلزایمر از طریق فیبرهایAβ با روش حل عددی

با تغییر ضریب شکست آنالیت از حالت نرمال به حالت خطرناک، شیفت در نمودار بازتاب رخ می دهد. در شکل زیر با درنظر گرفتن ابتدا بدون آنالیت و سپس آنالیت نرمال و بعد آنالیت بحرانی تشخیص انجام شده است.

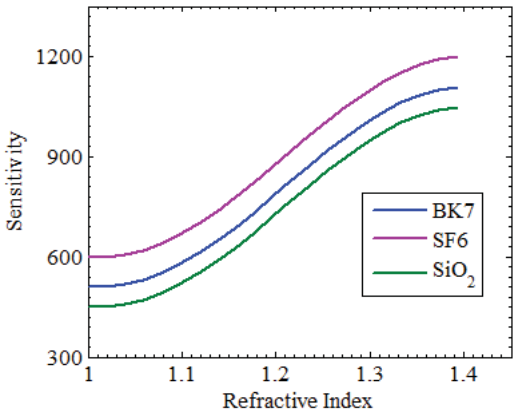


شکل ۵: تشخیص آلزایمر از طریق تغییر ضریب شکست

باتوجه به اینکه حساسیت یکی از پارامترهای مهم ارزیابی زیست حسگرها می باشد، اثر استفاده از منشورهای مختلف در محاسبه و تشخیص آلزایمر مورد بررسی دقیق

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

قرار گرفت. ضریب شکست در شرایط قرار دادن نمونه آلزایمر بین محدوده ۱ تا ۱.۴ خواهد بود. همانطور که نتایج نشان می دهد، با درنظر گرفتن بهترین منشور، و با توجه روابط ۲ تا ۴، حساسیت، معیار شایستگی و ضریب کیفیت این حسگر به ترتیب ۱۲۰۰ nm/RIU، ۲۴۱.۶۶ RIU^{-1} و ۲۴۲.۸۳ محاسبه شده است. در شکل شماره ۶ میزان حساسیت محاسبه شده نشان داده شده است.



شکل ۶: تشخیص آلزایمر از طریق فیبرهایAβ با روش حل عددی

نتیجه‌گیری

در این مقاله یک زیست حسگر پلاسمونی مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی برای تشخیص زودهنگام آلزایمر ارائه شد و رفتار حسگری آن نسبت به شرایط نرمال و خطرناک آنالیت مورد نظر بررسی گردید. بمنظور ارزیابی زیست حسگر پیشنهادی دو نوع ویژگی ساختار آلزایمر بررسی شدند و با استفاده از تغییر ضریب شکست آنها بر روی حسگر پیشنهادی پارامترهای مهم زیست حسگر از جمله حساسیت محاسبه گردید. با درنظر گرفتن حسگر پیشنهادی می توان یک مدل بسیار دقیق برای کنترل و تشخیص زودهنگام آلزایمر که یکی از بیماری های خطرناک و منجر به مرگ می باشد را پیشنهاد داد.

مرجع‌ها

[1] Loughrey, David G., Mario A. Parra, and Brian A. Lawlor. "Visual short-term memory binding deficit with age-related hearing loss in cognitively normal older adults." Scientific reports 9.1 (2019): 1-9.

[2] Rezabakhsh, Aysa, Reza Rahbarghazi, and FarzanehFathi. "Surface plasmon resonance biosensors for detection of alzheimer's biomarkers; an effective step in early and accurate diagnosis." Biosensors and Bioelectronics (2020): 112511.

[3] Hegnerová, K., et al. "Surface plasmon resonance biosensors for detection of Alzheimer disease biomarker." Sensors and Actuators B: Chemical 139.1 (2009): 69-73.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021), and the 13th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021). University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021

کد مقاله : ۲-۲۱۱۳-۱۰-A

جاذب کامل پلاسمونی مبتنی بر ساختار فلز-عایق- فلز بعنوان یک حسگر با حساسیت بالا

زهرا مددی

دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه آزاد اسلامی، واحد علوم و تحقیقات،تهران، ایران

چکیده- در این مقاله، یک ساختار نانومقیاس فلز- عایق- فلز با دو طراحی متفاوت نانومنفذ متقارن در لایه فلز بالایی به عنوان یک حسگر جاذب کامل پیشنهاد شده است. طیف جذب ساختار با استفاده از روش عددی تفاضل محدود - حوزه زمان سه بعدی برای تابش عمود پرتو نور موج صفحه‌ای در محدوده‌ی طول موج ۱۸۰۰ تا ۲۳۰۰ نانومتر محاسبه گردیده است. به منظور حسگری ضریب شکست محلول‌های گلوکز، آنالیت مذکور درون منافذ ساختار ریخته می‌شود. طبق نتایج شبیه سازی، یک پیک تشدید در طیف جذب مشاهده شده، که با افزایش ضریب شکست آنالیت به سمت طول موج‌های بالاتر جابجا می‌گردد. حساسیت و حد تشخیص حسگر به ترتیب202.22 nm/RIU و0.0131 برای طراحی نانومنفذ اول، و 328.19 nm/RIU و 0.0126 برای طراحی نانومنفذ دوم به دست آمده است. از این رو، هر دو ساختار پیشنهادی با طراحی‌های متفاوت نانومنفذهای تناوبی برای حسگری مایعات مختلف با ضرایب شکست نزدیک به هم بسیار مناسب می‌باشند.

کلید واژه- حسگر جاذب کامل، ضریب شکست، فلز- عایق- فلز، منافذ متقارن.

Metal-Insulator-Metal based Plasmonic Perfect Absorber as a High-Sensitivity Sensor

Zahra Madadi

Department of Electrical and Computer Engineering, Science and Research Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran .

Abstract- In this paper, a nanoscale Metal-Insulator-Metal (MIM) structure with two different nano-aperture designs in the upper metal layer is proposed as a Perfect Absorber Sensor (PAS). The absorption spectrum of the structure is calculated using the 3D FDTD numerical method for the perpendicular incidence of a plane wave light within 1800-2300 nm wavelength range. In order to sense the refractive index of glucose solutions, these analytes are poured into the apertures of the structure. Simulation results show that a resonance peak is obtained in the absorption spectrum which is red-shifted with increasing the refractive index of the analyte. The sensitivity and detection limit were obtained 202.22 nm/RIU and 0.0131 for the first design, and 328.19 nm/RIU and 0.0126 for the second design, respectively. Hence, both structure designs are very suitable for different liquids sensing with refractive indices close to each other.

Keywords: Metal-Insulator-Metal, Perfect Absorber Sensor, Refractive Index, Symmetrical Apertures;

1. Introduction

In recent years, the metal-insulation-metal (MIM) structures have emerged as one of the most common plasmonic perfect absorber designs. These technologies have been developed towards achieving a narrower perfect absorption band for sensor applications. In MIM absorber devices, the upper layer usually consists of periodic metal nano-apertures or nano-particles array, which separated by a layer of insulator from a flat metal layer at the bottom

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

of the structure. The bottom metal layer will be designed as a continuous metal sheet with a thickness higher than the penetration depth of incident wavelengths; and, it acts as a perfect reflector mirror.The localized surface plasmon resonances (LSPRs) are excited at the interface of the upper metal layer and the insulator layer. The use of LSPRs provided by sub-wavelength metal structures is a promising trick to achieve perfect light absorption in specific frequency bands [1,2]. Currently, many researchers are working on the modeling and construction of perfect absorber sensors based on tiny windows in the upper metal layer. Because in such structures, good contact is made between the analyte fluids and the sensor surface [3,4]. In this paper, we design a nanoscale Au-MgF_2-Au structure with two different nano-aperture arrays in the upper gold layer as a perfect absorber sensor. A spacer layer of magnesium fluoride insulation is placed on this gold mirror and on top of that, the third layer of the structure with a periodic array of apertures is perched. For the sensing process, analyte fluids are poured into the apertures. The article is organized as follows, in section 2, the structure design of the proposed sensor is described. In section 3, the simulation results of two aperture designs are compared based on sensitivity and Figure of Merit (FOM). In section 4, the research conclusion is presented.

2. Structure Design

The MIM unit cell of perfect absorber sensor structure with two different aperture designs in its upper metal layer for pouring analytes (water-soluble glucose) into it is shown in Fig. 1. In this structure, there is a gold layer with an infinite array of apertures at the top, and a gold mirror at the bottom, which are separated by a MgF_2 insulator layer.

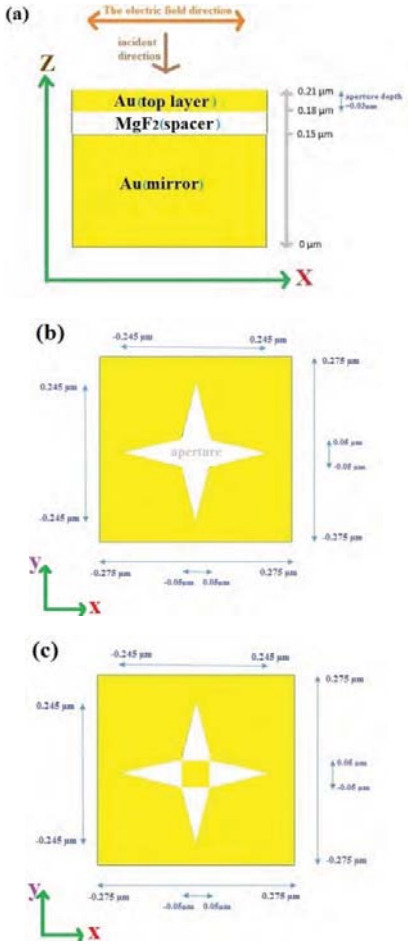


Fig. 1: The absorber unit cell: (a) 2D side view of the structure on the z-x plane, The 2D top view of the structure for(b)aperture design 1,(c)aperture design 2.

The thickness of the bottom, middle, and top layers in the direction of z are t_1 = 150 nm, t_2 = 30 nm, and t_3 = 30 nm, respectively. The depth of apertures in the upper gold layer is equal to t_3. Two different aperture designs are shown in Figures. 1(b) and 1(c). The unit cell periodicity in x and y directions are equal Px = Py =550 nm.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)
The 12th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)
University of Siastan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021.

In structure simulation using the 3D Finite-Difference Time-Domain (FDTD) numerical method, the simulation environment is limited from the upward and downward directions in z to the boundary condition of the perfectly match layer (PML), and in the x and y directions are limited by the periodic boundary condition. A plane wave of light within 1.8-2.3 μm wavelength range is incited in z direction and perpendicular to the structure. The dielectric constant of gold in the near-infrared spectral range is described by the Drude model [5]. The refractive index of the MgF_2 is defined from Ref [6]. The Reflection (R) and Transmission (T) spectra of the absorber are obtained in the incident wavelength range and then the Absorption spectrum (A) is calculated from the relation A = 1-T-R. Note that the reflection spectrum is reflected power intensity of sensor structure, and the transmittance spectrum is completely suppressed by the bottom gold mirror (T=0)[7].

3. Simulation Results

In this step, analytes with different refractive indices are poured into the structure apertures. Then, the absorption spectra for each of them are measured and shown in Figure. 2. The resonance peak in the absorption spectrum shifts with changing analyte refractive index. The resonance wavelength curve versus the refractive index for both designs is shown in Figure 2(c). We can calculate the sensitivity (S) of the sensor using relation $S=\Delta\lambda_p/\Delta n$. Where $\Delta\lambda_p$ is the resonance peak shift, and Δn is a refractive index unit (RIU) variations [8]. The sensitivity of the first and second aperture designs was obtained 202.22 nm/RIU, and 328.19 nm/RIU, respectively. In order to evaluate the sensor performance, the figure of merit and the limit of detection are calculated as FOM=S/FWHM and LOD=$(3\Delta\lambda_{un})/S$, respectively [9]. Where FWHM is the full width at half maximum of resonance peak and $\Delta\lambda_{un}$ is uncertainty in determining the peak position. The FOM and LOD were obtained 1.36 and 0.0131 for the first design, and 2.01 and 0.0126 for the second design, respectively.

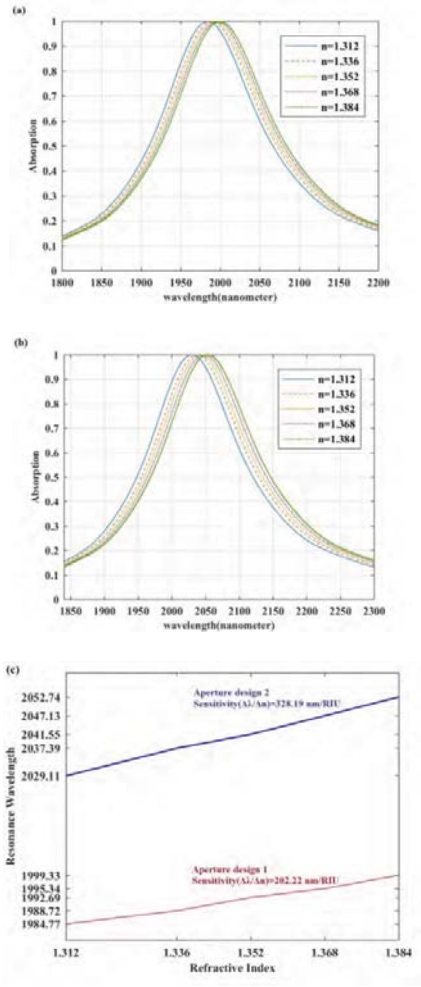


Fig. 2: The structure absorption spectrum for (a) aperture design 1,(b) aperture design 2, (c)The curve of the resonance wavelength versus refractive index.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

In another step, a 2D field monitor with y-x cutting plane [-0.275μm ≤(x & y)≤ 0.275μm] inserted in the position of z=0.2μm. The analyte refractive index is considered n=1.312. Then, the absolute value of the electric field distribution (Abs(E)) at the resonant wavelength and in coordinate x = 0 μm on the y-axis is calculated. As shown in Figure. 3, the electric field distribution in both designs is mostly concentrated at the positions y = (+0.16 & -0.16) μm inside the apertures. In the second aperture design, due to the presence of central gold metal between the triangular apertures, the electric field coupling of the two apertures in positions y> 0 and y <0 is reduced, and therefore the FWHM is greater than the first design.

4. Conclusion

In this paper, a Perfect Absorber Sensor (PAS) based on a nanoscale Au-MgF_2-Au structure with two different symmetrical aperture designs in the upper gold layer has been presented. The resonance peak FWHM, Sensitivity(S) and FOM were obtained 148 nm, 202.22 nm/RIU, and 1.36, respectively, for the first aperture design, and for the second designer, 163 nm, 328.19 nm/RIU, and 2.01, respectively. It should be noted that these resonance peak sensitivities are obtained for both designs, make them very suitable for sensing the different liquids with a low refractive index difference.

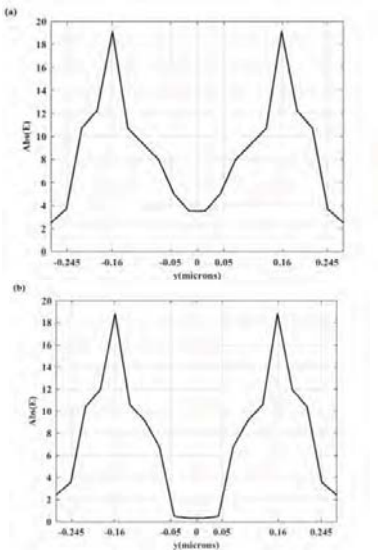


Fig. 3: Abs (E) at the resonant wavelength (1984.77 nm and 2029.11 nm for the first and second design, respectively) in coordinates z = 0.2 μm and x = 0 μm on the y axis for (a) aperture design 1, (b) aperture design 2.

References

[1] C. Chen, G. Wang, Z. Zhang, "Dual narrow-band absorber based on metal-insulator-metal configuration for refractive index sensing", OPTICS LETTERS. **43**(15), 3630-3633, 2018.

[2] S. Luo, J. Zhao, D. Zuo, X. Wang, "Perfect narrow band absorber for sensing applications", OPTICS EXPRESS. **24**(9), 9288-9294, 2016.

[3] P. Mandal, "Plasmonic Perfect Absorber for Refractive Index Sensing and SERS", Plasmonics. **11**(1), 223-229, 2016.

[4] K. V. Sreekanth, M. Elkabbash, Y. Alapan, A. R. Rashed, U. A. Gurkan, G. Strangi, "A multiband perfect absorber based on hyperbolic metamaterials", Scientific Reports. **6** ,1-8, 26272, 2016.

[5] M. A. Ordal, L.L. Long, R. J. Bell, S. E. Bell, R. R. Bell, R. W. Alexander, C. A. Ward, "Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared", Appl. Opt. **22**(7), 1099-1119, 1983.

[6] E. D. Palik, Handbook of Optical Constants of Solids Academic Press, 1998.

[7] F. Cheng, X. Yang, J. Gao, "Enhancing intensity and refractive index sensing capability with infrared plasmonic perfect absorbers", OPTICS LETTERS. **39**(11), 3185-3188, 2014.

[8] J. Hammond, N. Bhalla, S. Rafiee, "Localized Surface Plasmon Resonance as a Biosensing Platform for Developing Countries", Biosensors. 4, 172-188, 2014.

[9] L. Tong, H. Wei, S. Zhang, "Recent Advances in Plasmonic Sensors", Sensors. 14, 7959-7973, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27thIranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021), and the 13thIranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021).University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021

کد مقاله : ۱-۲۱۴۵-۱۰-A

سوئیچ پلاسمونیک کریستال تراهرتز مبتنی بر گرافن

مهدی دهقان

دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه آزاد اسلامی واحد فیروز آباد، مرکز میمند، میمند، فارس، ایران

چکیده- در این مقاله یک سوئیچ پلاسمونیک کریستال مبتنی بر گرافن در فرکانس تراهرتز ارائه شده است. مقدار عبور از ساختار و انعکاس از بالای قطعه به صورت عددی و در یک شبیه سازی سه بعدیمحاسبه شده است. اثرات تغییرات در شعاع حفره‌های دایره‌ای و همچنین ثابت شبکه در ساختار کریستالی بر روی طیف عبور قطعه بررسی شده است. افزایش پتانسیل شیمیایی که معادل است با افزایش ولتاژ بایاس منجر به شیفت فرکانسی در طیف عبور ساختار می‌شود. از این رو از این ساختار می‌توان به عنوان یک سوئیچ ON/OFF در فرکانس تراهرتز استفاده کرد. نسبت انقراض برای این سوئیچ 8dB و از دیگر مزایای این ساختار این است که به راحتی ساخته می‌شود.

کلید واژه-گرافن، سوئیچ تراهرتز، ساختار پلاسمونیک کریستال

Graphene-Based Terahertz Plasmonic Crystal Switch

Mehdi Dehghan

Department of Electrical and Computer Engineering
Islamic Azad University
Firoozabad Branch, Meymand Center, Meymand, Iran

dehghan.m@srbiau.ac.ir

Abstract-In this paper, a plasmonic crystal switch is presented based on the graphene at the terahertz frequency. The amounts of transmission through the structure and reflection on the top of the device have been calculated numerically. The effects of changes in the radius of the circular aperture and the lattice constant of the crystalline structure were assessed on the transmission spectrum of the device. An increase in the chemical potential which is equivalent to an increase in the bias voltage leads to a frequency shift in the transmission spectrum in the structure. Hence this structure can be used as an ON/OFF switch in terahertz frequency. The extinction ratio for this switch is 8 dB and another advantage of this switch is that this structure can be easily fabricated.

Keywords: Graphene, Terahertz Switch, Plasmonic Crystal structure.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)
The 12th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)
University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021.

1. Introduction

Recently, devices that work at terahertz frequency (0.1-30 THz) have been progressed due to high bit rate and ultra-wide bandwidth in optical communications. As an instance of such devices, optical sources [1], detectors [2], sensors [3], and switches [4-6] can be mentioned. One of the crucial problems in such photonic devices is their large dimensions due to the waveguide in these devices. Plasmonic succeed to overcome this problem and so that, devices with dimensions smaller than the wavelength were designed [7, 8]. Accordingly, the application of Surface Plasmons (SPs) is day-to-day accelerated. This science can be used in the electronic and photonic circuits separately, so that by spontaneous wave propagation in each of these fields, no disturbance is occurred in transferring data, and this can cause an increase in the capacity of data transformation in the integrated circuits.

One of the significant restrictions in the plasmonic devices is that metals especially in the terahertz frequency act as a perfect electric conductor, which this issue disrupts the confinement of the SPs and makes plasmonic devices with high power consumption and low time response [9, 10]. Using graphene as two-dimensional material overcomes this problem, and therefore, graphene is used for propagation of the SPs waves especially at the terahertz frequency [11]. This fact has been proven that graphene accepts SPs properly and can transform them with low loss, long lifetime, and high confinement [12-14]. Plasmonic provides the possibility of decreasing the optical components below the wavelength and can also act as a bridge between electronic and photonic circuits. [15].Plasmonic switches have received a great deal of attention because of their advantages such as ultra-compact, high bandwidth, and low power consumption. Make use of the patterned graphene can excite the plasmonic modes and it causes absorption in the structure and therefore, passing through the structure is negligible. This design can be used as an ON/OFF switch in which the OFF state is considered in the absorption frequency and when the plasmonic modes are excited and then by an increase in the chemical potential which is equivalent with an increase in the applied bias voltage, the frequency spectrum is shifted toward higher frequencies and this causes an increase in the transmittance in that specific frequency and the switch will be ON.

The rest of the paper is organized as follows. The basic equation of the graphene surface conductivity and the relation of the applied bias voltage with the chemical potential of the structure are mentioned in section 2. Then the outputs and results of the simulations are shown in section 3, and finally, the paper is concluded in the conclusion.

2. Simulation and Methods

Surface conductivity of graphene under the condition of $\mu_c >> k_B T$ can be written by Drude-like form [16, 17]

$$\sigma_g(\omega) = \frac{ie^2\mu_c}{\pi\hbar^2(\omega + i\Gamma)} \quad (1)$$

where e is the electron charge, $\hbar$ is reduced Plank constant, μ_c is the chemical potential and $\Gamma = ev_F^2/\mu_e\mu_c$ is the scattering rate, with $\mu_e \sim 10^4\ cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$ and $v_F \sim 10^8\ cm \cdot s^{-1}$ representing the electron mobility and Fermi velocity in graphene. Then the effective permittivity of graphene is given by $\varepsilon_g = \varepsilon_b + i\sigma_0/(\omega\varepsilon_0\Delta)$ [18-20], where $\Delta \sim 0.34$ nm is the thickness, and ε_b is the average effective permittivity of the effective medium surrounding the patterned graphene. The relation of the chemical potential and the applied bias voltage is given by [21]

$$|\mu_c| \approx |E_f(V)| = \hbar v_f \sqrt{\pi a_0 |V - V_{Dirac}|} \quad (2)$$

where $V_{Dirac} = 0.8V$ is voltage offset, $v_f = 9 \times 10^5 m/s$ is Fermi velocity, and $a_0 \approx 9 \times 10^{16}\ m^{-2}V^{-1}$ is estimated from a single capacitor model.The structure of the patterned graphene placed on hBN/Si is shown in Fig. 1. Terahertz waves enter from the top of the

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

structure and exit from the bottom of the structure. These waves excite plasmonic modes around each circular hole in the graphene surface. In this figure, *a* represents lattice constant and *d* is the diameter of the holes on the graphene surface.According to our calculations the transmittance in this structure is independent of the polarization of the input light.

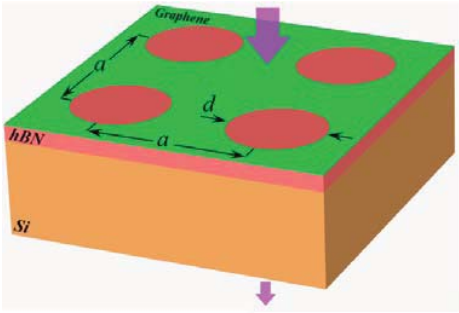


Fig. 1: Graphene-based plasmonic crystal structure

3. RESULTS AND DISCUSSION

By considering a=3μm and d=2.5μm, transmission through the structure and reflection from the top surface are computed by COMSOL software in 3D simulation and the results are presented in Fig. 2.

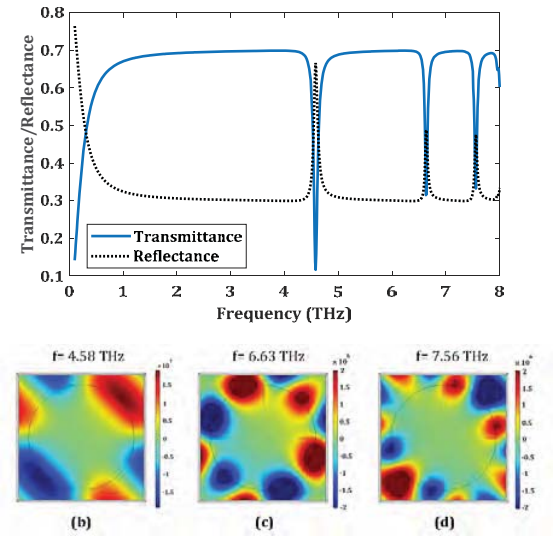


Fig. 2: a) Transmittance and reflectance for structure with a=3μm, d=2.5μm, and μ_c=0.4 eV. Electric field profile for a) f=4.58 THz, c) f=6.63 THz, d) f=7.56 THz.

Because of the degeneracy that happened in the band structure of some frequencies, in these frequencies the plasmonic mode can be coupled and excited with a free space input wave. Having the effective refractive index for structure, we can easily obtain the SPs wavelength $\lambda_{SP}=\lambda_0/\mathrm{Re}(n_{eff})$ and propagation length $L_{SP}= \lambda_0/(2\pi \mathrm{Im}(n_{eff}))$. According to the thickness and prmittivity of each part we can find the effective index of structure n_{eff}= 1.68 and therefore we can obtain λ_{SP}.As can be observed in Fig. 2, at the 4.58, 6.63, and 7.56 THz the plasmonic modes are excited around the circular holes. Therefore, absorption has occurred in these frequencies and the transmittance in these frequencies is insignificant. The profiles of the electric field for these frequencies are shown in Fig. 2. The effect of changing the diameter of circular holes on the transmission spectrum is shown in Fig. 3.

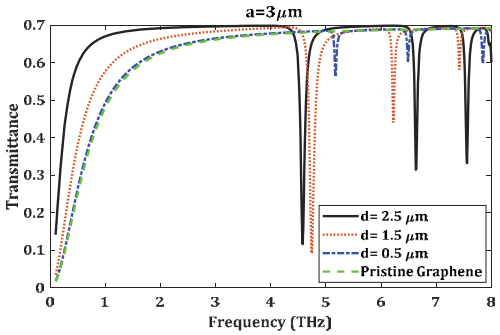


Fig. 3: The transmittance of the structure for different diameters of the circular hole on the graphene surface and a=3 μm and μ_c=0.4 eV.

In Fig. 3, for a=3μm and d= 0.5, 1.5, 2.5μm, and pristine graphene, the transmittance for the structure is shown. As can be seen in this figure, in the case that there is no hole in the graphene surface and on the other words for the pristine graphene, terahertz waves can pass through the device in all frequencies and plasmonic modes cannot be excited. By the increase in the diameter of circular holes on the graphene surface, plasmonic modes can be excited and the amount of absorption is increased. Besides, the exciting modes are shifted toward the lower frequencies by an increase in the diameter of the holes.In the next step, by keeping the diameter of circular holes

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

constant by d=2.5μm, the effect of an increase in the lattice constant of crystalline structure for different values of a= 3, 4, 5μm on the transmittance of the device is shown in the Fig. 4.

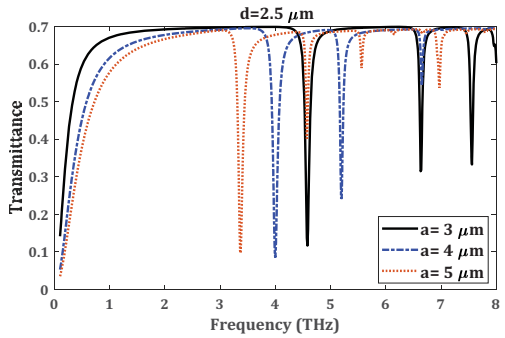


Fig. 4 Transmittance of the structure for different lattice constant and d=2.5 μm, μ_c=0.4 eV.

As can be depicted from Fig. 4, by an increase in the lattice constant a frequency shift has occurred in the exciting plasmonic modes to the lower frequencies. In all the simulations performed so far, the chemical potential was considered μ_c=0.4 eV. In this section, the effect of chemical potential change on the transmission spectrum is assessed. As can be seen in equation (2), an increase in the bias voltage increases the chemical potential. In Fig. 5, the effect of an increase in the chemical potential on the transmission spectrum is shown for a=3 μm and d=2.5 μm and different values of chemical potentials μ_c=0.3 and 0.4 eV.

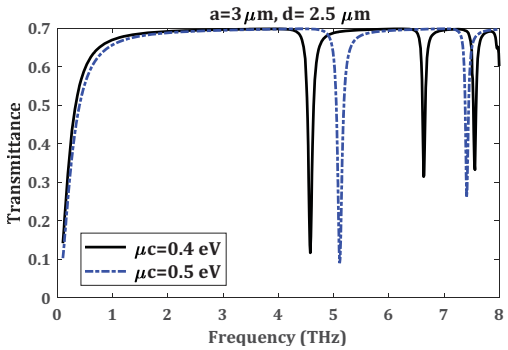


Fig. 5 Transmittance of the structure for different chemical potential and a=3μm, d=2.5μm.

According to Fig. 5, an increase in the chemical potential causes a frequency shift to the lower frequencies. At 4.58THz and in the μ_c=0.4eV and indeed before switching, the plasmonic mode is excited and the switch is OFF, now with an increase in the chemical potential to μ_c=0.5eVat 4.58THz, the output is increased to 0.7 and the switch becomes ON and in this case, the extinction ratio is 8db.

4. CONCLUSION

In summary, this paper attempt to present a graphene-based plasmonic crystal ON/OFF switch. This switch can be easily fabricated by located the patterned graphene on the hBN/Si in which terahertz waves incident from the top of the structure. With performing 3-dimensional simulations in COMSOL software first, the transmission and reflection for this structure were calculated. Then the effects of changing in the diameter of circular holes, and lattice constant were assessed. Finally, with changing in the chemical potential we showed how we can use this structure as an ON/OFF switch. The advantages of this switch are its extinction ratio which is 8 dB and the structure of this switch that can be easily fabricated.

REFERENCES

[1] Mohammad-Zamani MJ, Moravvej-Farshi MK, Neshat M Array of unbiased antennaless THz emitters composed of buried nanoscale asymmetric MSMgratings with dis-similar Schottky barriers. IEEE J Selct Top Quantum Electron 23(4):1–8, 2017.

[2] Viti L, Coquillat D, Ercolani D, Sorba L, Knap W, Vitiello MS Nanowire terahertz detectors with a resonant four-leafclover-shaped antenna. Opt Express 22(8):8996–9003, 2014.

[3] Markov A, Skorobogatiy M Hybrid plasmonic terahertz fibers for sensing applications. Appl Phys Lett 103(18):181118, 2013.

[4] Mehdi Dehghan, Mohammad KazemMoravvej-Farshi, Mohsen Ghaffari-Miab, Masoud Jabbari, Ghafar Darvish, "Graphene Plasmonic Crystal Terahertz Switch Based on Optical Bistability in Fabry-Perot Resonator", *IEEE Journal of Selected*

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

Topics in Quantum Electronics, vol. 27, issue 1, pp. 1-6, 2021.

[5] Mehdi Dehghan, Mohammad KazemMoravvej-Farshi, Mohsen Ghaffari-Miab, Masoud Jabbari, Ghafar Darvish," Ultra-compact Spatial Terahertz Switch Based on Graphene Plasmonic-Coupled Waveguide", *Plasmonics*14, pages 1335–1345, 2019.

[6] Ali Farmani, Ali Mir, ZhalehSharifpour, "Broadly tunable and bidirectional terahertz graphene plasmonic switch based on enhanced Goos-Hänchen effect", vol. 453, pages 358-364, 2018.

[7] Matthew D. Arnold; Richard J. Blaikie, "Using surface-plasmon effects to improve process latitute in near-field optical lithography", *International Conference on Nanoscience and Nanotechnology*, pp. 584-551, 2006.

[8] William L. Barnes, Alain Dereux, Thomas W. Ebbesen, "Surface Plasmon subwavelength optics", *Nature*, 424, pp. 824-830, 14 August 2003.

[9] Hou-Tong Chen, Hong Lu, Abul K. Azad, "Electronic control of extraordinary terahertz transmission through subwavelength metal hole arrays", *Optical Society of America*, vol. 16, Issue 11, pp. 7641-7648, 2008.

[10] Sen Wang, Feng Zhao, Xinke Wang, Shiliang Qu, "Comprehensive imaging of terahertz surface plasmon polaritons", *Optical Society of America*, vol. 22, Issue 14, pp. 16916-16924, 2014.

[11] Wang S, Zhao F, Wang X, Qu S, Zhang Y, "Comprehensive imaging of terahertz surface plasmon polaritons", Opt Express, 22(14):16916–16924, 2014.

[12] J. M. Poumirol, W. Yu, X. Chen, C. Berger, W. A. de Heer, M. L. Smith, T. Ohta, , "Magnetoplasmons in Quasineutral Epitaxial Graphene Nanoribbons", *Physical Review Letters*, 110, 246803, 2013.

[13] Hugen Yan, Zhiqiang Li, Xuesong Li, Wenjuan Zhu, PhaedonAvouris, and Fengnian Xia, "Infrared Spectroscopy of Tunable Dirac Terahertz MagnetoPlasmons in Graphene", *Nano Lett.*, 12, pp. 3766-3771, 2012.

[14] Hugen Yan, Xuesong Li, Bhupesh Chandra, George Tulevski, Yanqing Wu, Marcus Freitag, "Tunable infrared plasmonic devices using graphene/insulator stacks", *Nature Nano tech.*, vol. 7, pp. 330-334, 2012.

[15] Ozbay, E. Plasmonics: Merging photonics and electronics at nanoscale dimensions. *Science* 311, pp. 189–193, 2006.

[16] L. Ju, B. Geng, J. Horng, C. Girit, M. Martin, Z. Hao, H.A. Bechtel, X. Liang, A. Zettl, Y.R. Shen, F. Wang, Graphene plasmonics for tunableterahertz metamaterials. Nat. Nanotechnol. **6**, 630–634, 2011.

[17] B. Wang, X. Zhang, F.J. Garcı´a-Vidal, X. Yuan, J. Teng, "Strong coupling of surface plasmon polaritons in monolayer graphene sheet arrays". Phys. Rev. Lett. **109**, 073901, 2012.

[18] Zhu B., Ren G., Zheng S., Lin Z., Jian S.: 'Nanoscale dielectric-graphene-dielectric tunable infrared waveguide with ultrahigh refractive indices', Opt. Express, 21, (14), pp. 17089–17096, 2013.

[19] Ooi K.J.A., Chu H.S., Ang L.K., Bai P.: 'Mid-infrared active graphene nanoribbon plasmonic waveguide devices', J. Opt. Soc. Am. B, 30, (12), p. 3111, 2013.

[20] Y. Xiang, X. Dai, J. Guo, H. Zhang, S. Wen, and D. Tang, "Critical coupling with graphene-based hyperbolic metamaterials," Scientific Reports, vol. 4, pp. 5483, 2014.

[21] Liu M, Yin X, Ulin-Avila E, Geng B, Zentgraf T, Ju L, Wang F, Zhang X A graphene-based broadband optical modulator. Nature 474:64–67, 2011.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۶۹-۱۰-A

طراحی نانو فیلتر پلاسمونی با استفاده از یک موجبر شیاردار و چهار کاواک جفت شده

محمدیوسف قره‌داشلی، امین قادی و سعید میرزانژاد

دانشکده فیزیک دانشگاه مازندران، بابلسر

m.y.gharedashly@gmail.com, a.ghadi@umz.ac.ir, saeed@umz.ac.ir

چکیده - این مقاله در مورد مطالعه و طراحی نانو فیلترپلاسمونی با استفاده از یک موجبر شیاردار و چهار کاواک جفت شده است. در سامانه نوری طراحی شده تغییرات طیف عبور را با جابجا کردن مکان کاواک‌ها در جهت محور x با شبیه سازی عددی و روش FDTD بررسی کردیم. این کاواک‌ها در چند طول‌موج فیلترینگ می‌کنند و با تغییر کاواک‌ها این طول‌موج تشدید فانو شیفت پیدا می‌کنـد. ما دراین نانوفیلتر از چهار کاواک استفاده کردیم که با جابجایی کاواک‌های دوم و چهارم شیفت رزونانسی به سمت طـول‌مـوج‌هـای بزرگتر یعنی در محدوده ۱۰۰۰ تا ۱۲۰۰ نانومترودر محدوده ۱۴۰۰ تا۱۶۰۰ نانومتر به سمت طول‌موج‌های کوچکتر داشـتیم. همچنـین در قسمت پیک‌های λ_3^{res} با جابجایی کاواک‌ها پهنای پیک‌ها در نصف ارتفاع بصورت قابل ملاحظه‌ای کاهش یافته است. نتایج حاصـل از این پژوهش می‌تواند برای فیلترینگ نوری در مقیاس نانو در مدارهای مجتمع تمام نوری کاربرد های زیادی داشته باشند.

کلید واژه- نانو فیلتر، پلاسمون پلاریتون های سطحی، تشدید فانو، موجبر فلز- عایق- فلز

Design ofplasmonicnano-filter usingabuffle waveguide and four coupled cavity

MohammadYusuf Gharehdashly, Amin Ghadi, Saeed Mirzanejhad

Department of Physics, University of Mazandaran, Babolsar

m.y.gharedashly@gmail.com, a.ghadi@umz.ac.ir, saeed@umz.ac.ir

Abstract- This article is about study and design of plasmonicnano-filters using abuffle waveguide and four coupled cavities. In the designed optical system, we studied the changes in the transmission spectrum by shifting the location of the cavities in the direction of the x-axis by numerical simulation and the FDTD method. These cavities filters some wavelengths and with changing cavity positions, the resonance wavelength shifts. In this nano filter, we used four cavities, that with changing the second and the fourth cavities, we have resonance shift to higher wavelengths for the resonance between 1000nm up to 1200nm, and to lower wavelengths for the resonance between 1400nm up to 1600nm. Also, full width at half maximum decreases with changing the position of cavityfor λ_3^{res} .The results of this study can have many applications for nanoscale optical filtering in all-optical integrated circuits.

Keywords: Nano- filter, Surface plasmon polaritons(SPPs), Fano resonance, Metal-insulator-metal(MIM) waveguide

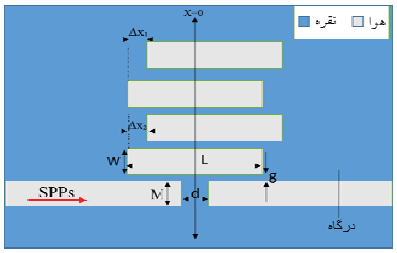
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

یکی از ادوات پرکاربرد در سامانه‌های نوری فیلترهای پلاسمونی هستند. بنابراین در مورد این ادوات، مطالعات و بررسی‌های بسیاری بخصوص در مدارهای مجتمع نوری صورت گرفته است. فیلترها بصورت اشکال مختلف مانند حلقه [۱]، مستطیل[۲] و غیره در سامانه‌های نوری کاربرد داشته اند. پلاسمون پلاریتون‌های سطحی به دلیل افزایش قابل توجه شدت میدان نوری، محدودیت پراش نور را ندارند، بنابراین در طراحی این نانو فیلترها نقش اساسی را ایفا می‌کنند[۳]. موجبرهای فلز- دی‌الکتریک- فلز مبتنی بر آن‌ها نیز می‌تواند نور را در ابعاد نانو و در ساختار بسیار ریز هدایت کند[۴]. تشدید فانو به عنوان یک اثر تداخل بینیک حالت موضعی و یک نوار پیوسته در سامانه‌های نوری ظاهر می‌شود و یک مقطع عرضی خط تیز و نامتقارن داردو بخاطر این مشخصه مهم در طراحینانو فیلترها و بیوسنسورهای پلاسمونی بسیار حساس در مقیاس نانو بکار می‌رود[۵]، [۶].در این شبیه‌سازی، فیلترینگ نوری با استفاده از تشدید فانو در سامانه‌ی پلاسمونی متشکل از یک موجبر شیاردارMIM همراه با چهار کاواک جفت شده، مورد بررسی قرار می‌گیرد. ویژگی‌های عبور امواج نوری از سامانه‌ی نوری با روش عددی تحلیل شده است.

روش و محاسبات

نانوفیلتر پلاسمونی طراحی و بصورت عددی با روش FDTDبا استفاده از نرم‌افزار لومریکال شبیه‌سازی می‌شود. کارهایی که اخیرا در این زمینه صورت گرفته [۵]، شامل یک موجبر و یک تا چند کاواک بوده است که در این مقاله با جابجایی کاواک‌ها در حالت‌های مختلف مشاهده می‌شود که شیفت رزونانسی وجود دارد که باعث می‌شود فیلتر در طول‌موج موردنظر ساخته‌شود و در آن طول‌موج عمل کند. همچنین با جابجایی کاواک‌ها تغییرات قابل ملاحظه‌ای در پهنای طیف‌ها در نصف ارتفاع ایجاد می‌شود. تغییراتطیف طول‌موج نانوفیلتر با تغییر مکان کاواک‌ها نشان داده خواهد شد که باعث می‌شود تا از آن در مدارات مجتمع اپتیکی استفاده شود. در شکل (۱) هندسه سامانه نوری طراحی شده است، در اینشکل $L=400\ nm$ ، $W=50\ nm$ ، $M=50\ nm$ و بترتیب طول، عرض کاواک‌ها و عرض موجبر شیاردار هستند. $d=20\ nm$ پهنای شیار موجبر را نشان می‌دهد. $g=10\ nm$ عرض فضای بین موجبر و کاواک‌ها را نشان می‌دهد. چشمه نوری تزریق شده به موجبر، مد موجبر پلاسمونی در نظرگرفته شده است که تحریک آن باعث برانگیخته شدن پلاسمون‌ها در کل سامانه می‌شود. از آنجا که پهنای موجبر خیلی کمتر از طول‌موج امواج نور ورودی است، فقط یک مد با قطبیدگیTM در سامانه نوری می‌تواند انتشار یابد که در این شبیه‌سازی برای انتشار این مد از منبع نور Mode در نرم افزار استفاده شد. شرط مرزی مورد استفاده نیز شرط مرزی PML[1]می‌باشد و در قسمت مش نیز $\Delta x=0.5$ و $\Delta y=0.75$ قرارداده شده است. ثابت دی‌الکتریک وابسته به طول‌موج نقره با مدل درود طبق معادله: $\varepsilon_m=\varepsilon_\infty-\omega_p^2/\left(\omega^2+i\omega\gamma\right)$ باپارامترهای $\varepsilon_\infty=3.7$ ، $\omega_p=9.1\ eV$ ، $\gamma=0.018\ eV$ مدل شده است که ε_∞ ثابت دی الکتریک در فرکانس بی نهایت، γ فرکانس برخورد الکترون و ω_p فرکانس پلاسمای حجمی است[۵].

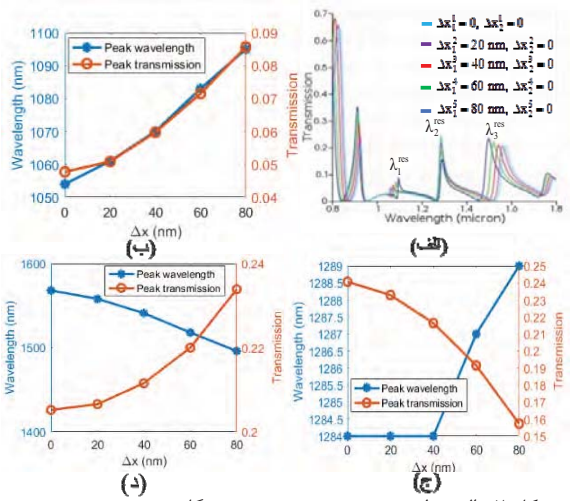


[1]Perfectly matched layer

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

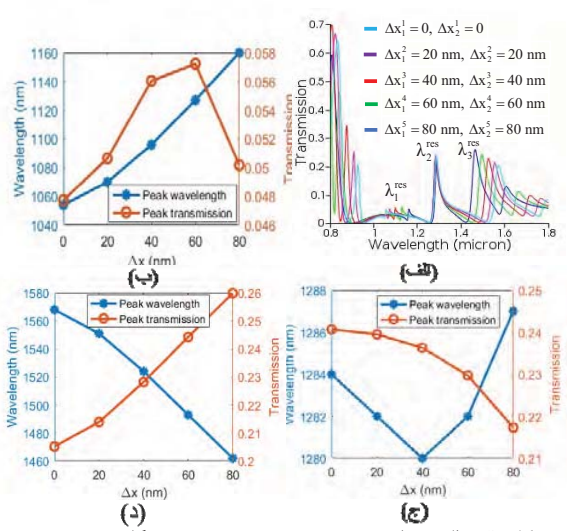
شکل ۱: شمای ساده ای از سامانه نوریپلاسمونیشامل یک موجبر شیاردار و چهار کاواک در بالا و نمادهای پارامتر هندسی

قسمت (الف) هر یک از شکل‌های زیر، طیف‌های عبور سیستم نوری در درگاه خروجی موجبر را برای حالت‌های مختلف جابجایی کاواک‌ها و بخشهای (ب)، (ج) و (د) نیز وابستگی طول‌موج و میزان عبور تشدید فانو را بر حسب جابجایی کاواک‌ها نمایش می‌دهد.با توجه به شکل‌های (۱) و (۲) وقتی Δx_1 ۸۰ نانومتر جابجا می‌شود طول‌موج تشدید فانو λ_1^{res} ۵۰ نانومتر بصورت صعودی شیفت پیدا می‌کند و میزان عبور آن ۴۰ نانومتر بصورت صعودی شیفت پیدا می‌کنداما برای λ_2^{res} و λ_3^{res} اینچنین نمی‌شود. با جابجایی کاواک‌ها در قسمت پیک‌های λ_3^{res} پهنای پیک‌ها در نصف ارتفاع کاهش می‌یابد ولی برای بقیه اینطور نمی‌شود. این نتیجه برای تنظیم اینکه فیلتر در چه طول‌موجی عمل کند مفید است و می‌تواند جابجایی‌های نانومتری بر روی طول‌موج تشدید ایجاد کند.



شکل ۲: (الف) طیف عبور سیستم نوری در درگاه خروجی موجبر، (ب) وابستگی عبور و طول موج تشدید فانو به جابجایی کاواک‌ها در بخش λ_1^{res}، (ج) وابستگی عبور و طول موج تشدید به جابجایی کاواک‌ها در بخش λ_2^{res}، (د) وابستگی عبور و طول موج تشدید به جابجایی کاواک‌ها در بخش λ_3^{res}.

با توجه به شکل‌های (۱) و (۳) وقتی Δx_1 و Δx_2 ۸۰ نانومتر جابجا می‌شوند طول‌موج تشدید λ_1^{res}، ۱۰۰ نانومترو میزان عبور آن ۹۰ نانومتر تا جابجایی ۶۰ نانومتر بصورت صعودی شیفت پیدا می‌کند اما برای λ_2^{res} و λ_3^{res} اینچنین نمی‌شود.در قسمت پیک‌های λ_3^{res} پهنای پیک‌ها در نصف ارتفاع بصورت کاهش می‌یابد ولی برای بقیه اینطور نمی‌شود. این نتیجه برای طراحی فیلتر موردنظر در طول‌موج مدنظر می‌تواند مورد استفاده قرار بگیرد.

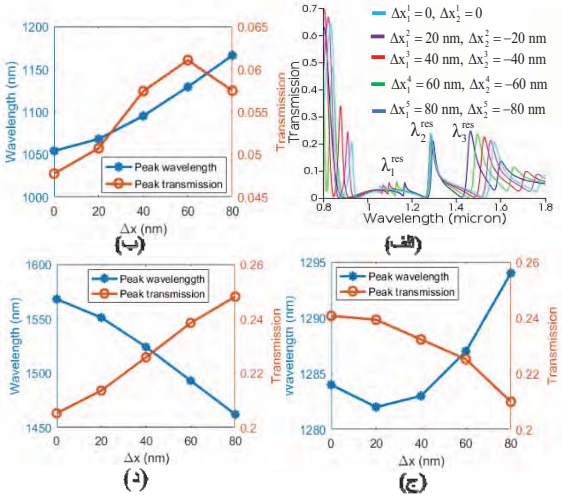


شکل ۳: (الف) طیف عبور سیستم نوری در درگاه خروجی موجبر(ب) وابستگی عبور و طول موج تشدید فانو به جابجایی کاواک‌ها در بخش λ_1^{res}، (ج) وابستگی عبور و طول موج تشدید به جابجایی کاواک‌ها در بخش λ_2^{res}، (د) وابستگی عبور و طول موج تشدید به جابجایی کاواک‌ها در بخش λ_3^{res}.

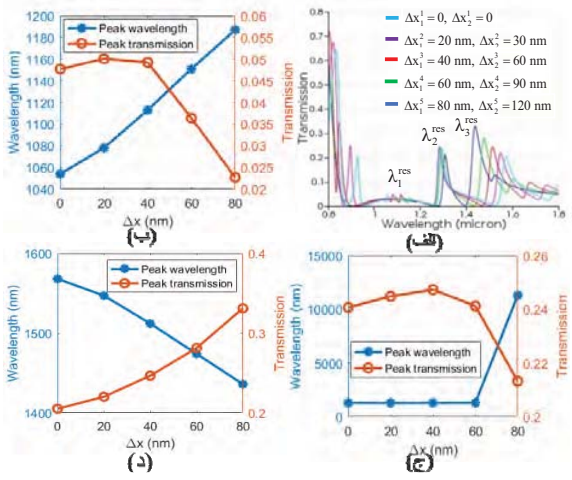
با توجه به شکل‌های (۱) و (۴) وقتی Δx_1 و Δx_2 بترتیب ۸۰ و ۸۰- نانومتر جابجا می‌شوند طول‌موج تشدید فانو λ_1^{res} ۱۰۰ نانومتر شیفت پیدا می‌کند و میزان عبور آن ۱۳۰ نانومتر تا جابجایی ۶۰ نانومتر بصورت صعودی شیفت پیدا می‌کند اما برای λ_2^{res} و λ_3^{res} اینچنین نمی‌شود. در قسمت پیک‌های λ_3^{res} پهنای پیک‌ها در نصف ارتفاع کاهش می‌یابد ولی برای بقیه اینطور نمی‌شود. این نتیجه برای تنظیم اینکه فیلتر در چه طول‌موجی عمل کند مفید است و می‌تواند جابجایی‌های نانومتری بر روی طول‌موج تشدید ایجاد کند.با توجه به شکل‌های (۱) و (۵) وقتی Δx_1 و Δx_2 بترتیب ۱۲۰ و ۸۰ نانومتر جابجا

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

می‌شوند طول‌موج تشدید λ_1^{res}، ۱۵۰ نانومتر بصورت صعودی ولی میزان عبور آن تقریبا ۱۰۰ نانومتر بصورت نزولی شیفت پیدا می‌کند اما برای λ_2^{res}و λ_3^{res} اینچنین نمی‌شود. در قسمت پیک‌های λ_3^{res} پهنای پیک‌ها در نصف ارتفاع کاهش می‌یابد ولی برای بقیه اینطور نمی‌شود. این نتیجه برای طراحی فیلتر موردنظر در طول‌موج مدنظر می‌تواند مورد استفاده قرار بگیرد.



شکل ۴: (الف) طیف عبور سیستم نوری در درگاه خروجی موجبر، (ب) وابستگی عبور و طول موج تشدید فانو به جابجایی کاواک‌ها در بخش λ_1^{res}، (ج) وابستگی عبور و طول موج تشدید به جابجایی کاواک‌ها در بخش λ_2^{res}، (د) وابستگی عبور و طول موج تشدید به جابجایی کاواک‌ها در بخش λ_3^{res}.



شکل ۵: (الف) طیف عبور سیستم نوری در درگاه خروجی موجبر، (ب) وابستگی عبور و طول موج تشدید فانو به جابجایی کاواک‌ها در بخش λ_1^{res}، (ج) وابستگی عبور و طول موج تشدید به جابجایی کاواک‌ها در بخش λ_2^{res}، (د) وابستگی عبور و طول موج تشدید به جابجایی کاواک‌ها در بخش λ_3^{res}.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، سامانه نوری پلاسمونی پیشنهادیشبیه سازی شد و از ترکیب تشدید فانو با موجبر MIM، تغییرات طیف عبور با تغییر مکان کاواک‌ها بررسی شد به عبارتی با جابجا کردن کاواک‌ها از صفر تا ۸۰ نانومتر شیفت طول‌موج و میزان عبور امواج نوری از موجبر را بررسی کردیم و در نتیجه تاثیر کنترل نانو فیلتر پلاسمونیرا با استفاده از روش FDTD در نرم افزار لومریکالبدست آوردیم. این نانو فیلتر در پردازش سیگنال‌های نوری، ارتباطات نوری و مدارهای مجتمع کاربردهای بسیاری زیادی دارد.

مرجع‌ها

[۱] T.-B. Wang, X.-W. Wen, C.-P. Yin, and H.-Z. Wang, "The transmission characteristics of surface plasmon polaritons in ring resonator," *Optics express,* vol. 17, no. 26, pp. 24096-24101, 2009.

[۲] A. Setayesh, S. R. Mirnaziry, and M. S. Abrishamian, "Numerical investigation of tunable band-pass\band-stop plasmonic filters

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

with hollow-core circular ring resonator," *Journal of the Optical Society of Korea,* vol. 15, no. 1, pp. 82-89, 2011.

[۳] W. L. Barnes, A. Dereux, and T. W. Ebbesen, "Surface plasmon subwavelength optics," *nature,* vol. 424, no. 6950, pp. 824-830, 2003.

[٤] T. Xu, Y.-K. Wu, X. Luo, and L. J. Guo, "Plasmonic nanoresonators for high-resolution colour filtering and spectral imaging," *Nature communications,* vol. 1, no. 1, pp. 1-5, 2010.

[٥] Z .Chen, X. Song, G. Duan, L. Wang, and L. Yu, "Multiple Fano resonances control in MIM side-coupled cavities systems," *IEEE Photonics Journal,* vol. 7, no. 3, pp. 1-10, 2015.

[٦] A. Farmani, A. Mir, M. Bazgir, and F. B. Zarrabi, "Highly sensitive nano-scale plasmonic biosensor utilizing Fano resonance metasurface in THz range: numerical study," *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures,* vol. 104, pp. 233-240, 2018.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله: ۲- ۲۲۷۰- ۱۰-A

حسگر زیستی فتوولتایی پلاسمون سطحی با تشدید فانو در پیکربندی کریشمن

احمد لطفیانی[۱]، سید مجید محسنی ارمکی[۲] و مجید قناعت‌شعار[۱]

[۱] آزمایشگاه نانومغناطیس و نیم‌رساناهای مغناطیسی، پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، اوین، تهران
[۲]گروه فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، اوین، تهران

چکیده - در این نوشتار یک حسگر کوچک شده زیستی پلاسمون سطحی در ساختار کریشمن با خروجی مستقیم جریان الکتریکی پیشنهاد شده است که علاوه‌بر کوچک سازی چیدمان کریشمن، حساسیت آن نیز با ایجاد تشدید فانو در ساختار افزایش داده شده است.مد پلاسمون سطحی قطعه M-I-TCO که در نقش یک آشکارساز نوری نیز می‌باشد، سبب تولید جریان در خروجی حسگر می‌شود متناسب به ضریب شکست محلول زیستی تغییر می‌کند. نشان داده است که تزویج بین مدهای پلاسمون سطحی و موجبری سبب ظهور شکل خط تشدید فانو در نمودار جریان خروجی برحسب ضریب شکست می‌شود و حساسیت سطحی حسگر را تا ۶۶ mA/RIU افزایش می‌دهد

کلید واژه- الکترون داغ، حسگر زیستی، پلاسمون سطحی، تشدید فانو

Surface plasmon photovoltaic biosensor with Fano resonance in Krishmann configuration

Ahmad Lotfiani[1], S. Majid Mohseni Armaki[2] and Majid Ghanaatshoar[1]

[1]**Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, G.C., Evin, 1983969411Tehran, Iran**
[2] **Faculty of Physics, Shahid Beheshti University, G.C. Evin, 1983969411 Tehran, Iran**
[*] Corresponding author: m-ghanaat@sbu.ac.ir

Abstract- In this study, we propose a compact high-sensitivity surface plasmon biosensor with an electrical response based on Fano resonance in M-I-TCO junction integrated with the planar waveguide. The SPR excitation of the M-I-TCO junction enhances the photoabsorption and hot electrons generation, which can produce photocurrent. We demonstrate that the coupling between the MIM junction surface plasmon and wavegude modes can result in modulation of output photocurrent by variation of analyte refractive index. The response of this sensor was calculated in detail and the results showed that the Fano-like profile appears in the photocurrent curve as well as the reflectivity curve which have enhanced sensitivity of biosensors to66mA/RIU

Keywords: hot electron, bio sensor, surface plasmon, Fano resonance

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

تشدید پلاسمون سطحی (SPR) به عنوان یکی از برترین روش¬هابرای حسگرهای تحقیقاتی زیستی و شیمیایی حساس و دقیق مورد توجه بسیار قرار گرفته است. چیدمان تحریکی مختلفی برای حسگرهای SPR بکار می¬رود که معمولترین آن بر پایه تزویج نوری بوسیله منشور در چیدمان کریشمن است.در این روش موج میراشونده ناشی از بازتاب کلی نور فرودی سبب تحریک پلاسمون سطحی می¬شود که در فصل مشترک فلز انتشار می¬یابد و میدان میرای آن نسبت به تغییرات ضریب شکست محیط حساس است. با رصدکردن طیف نور بازتابی بر حسب شدت یا طول موج می‌توان تغییرات ضریب شکست محیط را پویش کرد[۱و۲]. با وجود حساسیت بالای این نوع حسگرها، کارایی آنها به علت حساس و حجیم بودن چیدمان اپتیکی اندازگیری نور بازتابی، محدود به محیط آزمایشگاه می‌شود[۳]. در سال‌های اخیر تلاش‌های بسیاری برای کوچک‌سازی و حذف آشکارساز نوری خارجی در این نوع حسگرها انجام شده است که ازاین میان می‌توان به مجتمع سازی بر روی آشکارساز نوری سلیکونی، مجتمع سازی توری پراش بر روی سلیکون نوع P و استفاده از لایه‌های فتوولتایی آلی نام برد. اغلب این روش‌ها به علت نیاز به لیتوگرافی‌های در حد نانومتر روش‌های گرانی هستند و یا دارای پایداری کمی می‌باشند. علاوه بر این معمولا کوچک‌سازی حسگر *SPR* با کاهش دقت و حساسیت همراه می¬باشد[۴و۶]. از این رو یافتن راه‌حلی برای کوچک‌سازی این حسگرها بدون کاهش حساسیت آنها حائز اهمیت است.

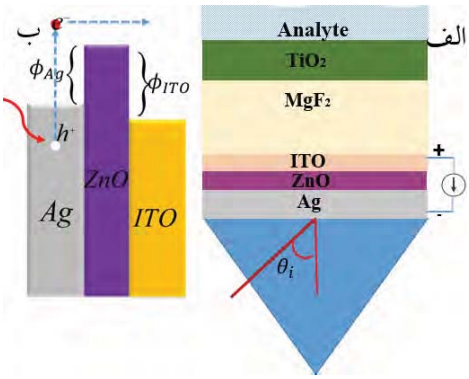
در این مقاله سعی شده است که با مجتمع سازی آشکارساز میدان نزدیک با زیر لایه¬های اپتیکی آشکارساز خارجی را حذف نموده و چیدمان کریشمن را علاوه بر کوچک‌سازی، حساس‌تر نماییم. برای این منظور از پیوند *M-I-ITO* به عنوان آشکارساز نوری مجتمع شده در این ساختار استفاده می گردد و همچنین با افزودن لایه اپتیکی دیگر ایجاد تشدید فانو در ساختار حساسیت الکتریکی حسگر بطور چشم گیری افزایش می¬یابد.

نتایج:

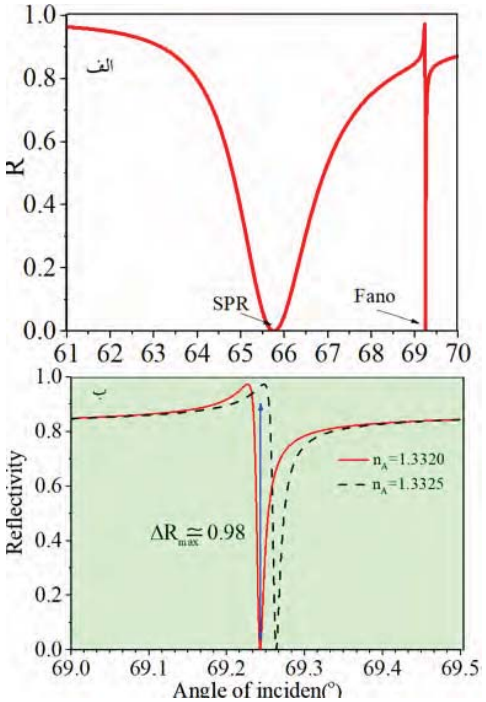
معماری حسگر الکترواپتیکی *SPR* پیشنهادی در شکل۱ (الف) نمایش داده شده است. در این معماری از پیوند *Ag/ZnO/ITO* برای آشکارسازی *SPR* استفاده شده است که بر روی منشوری از جنس *SF10* لایه‌نشانی شده است. همانطور که در بخش بعد خواهید دید جنس و ضخامت لایه‌ها به گونه‌ای انتخاب شده است که اولا بهترین تشدید پلاسمون برای قطعه رخ دهد، ثانیا ترابرد الکترون های داغ تولید شده از لایه نقره به سمت لایه *ITO* را رخ دهد و ثالثا جذب نامتقارنی در قطعه حاکم باشد. ضخامت لایه‌های *Ag*، *ZnO* و *ITO* به ترتیب ۵۰، ۵، ۲۵ نانومتر در نظرگرفته شده است. بلوک دیاگرام انرژیقطعه*Ag/ZnO/ITO*در شکل۱(ب) آمده است. سد پتانسیل*ZnO/ITO* و*Ag/ZnO*برابر با $\varphi_{ITO}=0.9$و $\varphi_{Ag}=0.6$ در نظر گرفته شده است. لایه موجبر نوری با ضریب شکست نسبتا بالا بوسیله یک لایه تزویجگر با ضریب شکست نوری نسبتا پایین، به مد پلاسمونیک سطحی*Ag/ZnO/ITO* تزویج و همبسته می‌شود. اگر ضخامت لایه‌ها مناسب انتخاب شود می‌توان شاهد پدیده تشدید فانو در ساختار پیشنهادی بود[۷]. بدین‌منظور لایه موجبر از ماده‌ای با ضریب شکست بالا مانندTiO_2و به ضخامت ۱۰۰ نانومتر انتخاب شده است. ضریب شکست لایه تزویجگر بهتر است نسبتا کم باشد زیرا در نقش پوشش لایه موجبری نیز هست. به همین علت جنس آن ازMgF_2و ضخامت آن ۶۰۰ نانومتر در نظر گرفته شده است. لایه موجبر در تماس با آنالیت زیستی قرار می‌گیرد. حسگر توسط یک لیزر هلیوم نئون با قطبش *TM* تحریک می¬شود. در حسگر پیشنهادی، جابجایی در زاویه تشدید، به علت تغییرات ضریب شکست، بصورت تغییرات جریان خروجی پیوند *Ag/ZnO/ITO* ظاهر می¬شود. برای بدست آوردن مشخصه‌های اپتیکی حسگر از روش ماتریس انتقال با گام ۰.۰۶ نانومتر استفاده شده است.

مشخصه بازتابی حسگر در شکل۲الف نمایش داده شده است. مشخص است که در طیف بازتابی حسگر یک قعر پهن در زاویه¬ی $\theta_{SPR}=65.78^{o}$رخ می‌دهد که متناظر به تحریکمد پلاسمون سطحی در قطعه *Ag/ZnO/ITO*

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

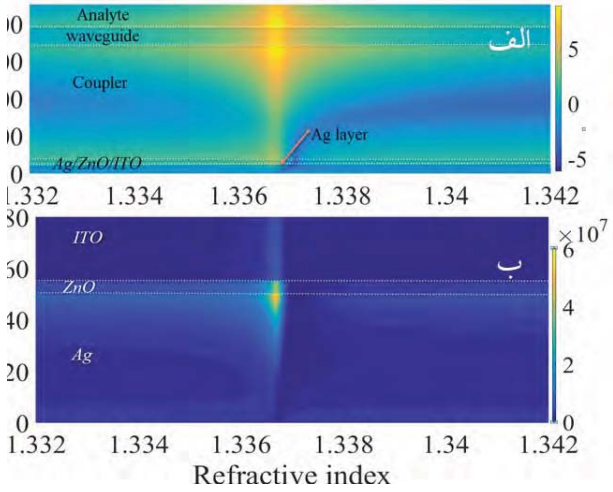


شکل۱.الف)طرحواره حسگر پیشنهادی. ب) دیاگرام گاف انرژی *Ag/ZnO/ITO*



۲.الف: نمودار بازتاب حسگر پیشنهادی. ب: جابجایی مشخصه بازتاب به ازای تغییر ضریب شکست آنالیت به اندازه ۰.۰۰۰۵*RIU*.

می‌باشد و همچنین یک قعر باریک در $\theta_{Fano}=69.24^{o}$پدیدار شده است که با توجه به شکل خط نامتقارنی که دارد می‌توان آن را به تشدید فانو در ساختار نسبت داد. در شکل ۲.ب جابجایی منحنی بازتاب مد تشدید فانو برحسب تغییرات ضریب شکسنت نمایش داده شده است. با توجه به تعریف حساسیت اپتیکی ($S_{optical}=\nabla\theta/RIU$) می‌توان از شکل۲ب حساسیت اپتیکی حسگر را تقریبا برابر با RIU^{-1} ۱۹۶۰ تخمین زد. پروفایل لگاریتم شدت میدان الکتریکی درون ساختار حسگر در محدوده تشدید فانو برای ضرایب شکست مختلف آنالیت در یک زاویه تابش ثابت($\theta_i = 69.45°$) در شکل ۳الف نمایش داده شده است. مشخص است یک میدان قوی در مرز آنالیت و موجبر شکل گرفته شده است که این میدان سبب حساسیت حسگر نسبت ضریب شکست آنالیت می‌شود. از طرفی دیگر بر روی لایه نقره نیز شاهد تقویت میدان الکتریکی هستیم که سبب افزایش جذب نور وتولید الکترون داغ در این لایه می‌شود[۸]. مشخص است تغییر ضریب شکست سبب تغییرات میدان الکتریکی بر روی سطح لایه نقره می‌گردد.



شکل۳.الف: توزیع لگاریتمی شدت میدان و ب: توزیع جذب درون لایه های مختلف حسگر برحسب ضریب شکست آنالیت.

توزیع جذب نوری در قطعه *Ag/ZnO/ITO*بوسیله معادله‌ی (۱) محاسبه شده است[۸]:

$$A(z)=\frac{1}{2}\omega Im(\varepsilon)|E^{SPR}(z)|^2 \quad (1)$$

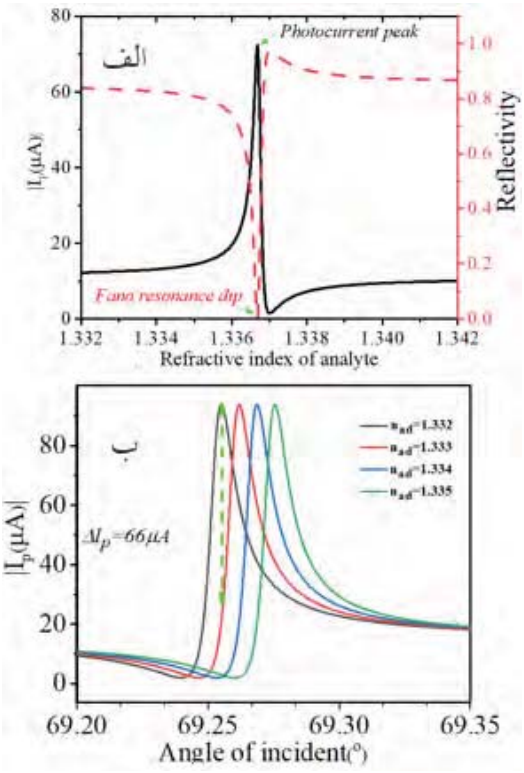
که در آن $E^{SPR}(z)$ توزیع میدان الکتریکی درون قطعه و ε ضریب دی‌الکتریک لایه‌های مختلف می‌باشد. در شکل ۳ب، توزیع جذب در قطعه *Ag/ZnO/ITO*متناظر با تغییر شکست شکل ۳الف، نمایش داده شده است. مشخص است که که توزیع جذب در قطعه نامتقارن است و جذب در هر لایه متناظر با ضریب شکست آنالیت تغییر می‌نماید.مجاورت قلعه و قعر جذب در شکل ۳ب، نتیجه‌ی تداخل سازنده و ویرانگر نور در تشدید فانو می‌باشد. مشخص است که فوتون‌های فرودی بطور عمده در لایه نقره جذب می‌شوند و سبب برانگیختن الکترون‌ها با انرژی بیشینه‌ای برابر با انرژی فوتون‌های ورودیE_{ph}می‌شوند. کسری از این الکترون‌های پر انرژی، که به آن‌ها الکترون‌های

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

داغ نیز می‌گویند، بصورت پرتابی خود را به فصل مشترک Ag/ZnO می‌رسانند که از رابطه (۲) بدست می‌آید[۹]:

$$P_{trans}(z) = \frac{1}{2} exp\left(-\frac{\Delta z}{l_e\, cos(\phi)}\right) \qquad (۲)$$

که $\Delta z = z - z_0$ فاصله عمودی از محل تولید الکترون‌های داغ (z) تا فصل مشترک فلز- اکسیدz_0 می‌باشد و زاویه ϕ جهت حرکت الکترون‌ها را مشخص می‌کند که در اینجا برابر با صفر فرض شده است. l_e فاصله آزاد میانگین الکترون‌های داغ در رسانا می‌باشد که برای نقره و ITO به‌ترتیب برابر با nm ۵۰و nm ۲ می‌باشد. اگر انرژی الکترون‌های در بیشتر از ارتفاع سد پتانسیل باشد، به تراز هدایت اکسید تزریق می‌شوند و با احتمالی تقریبا برابر با ۱ از آن عبور می‌نمایند[۹]. در غیر این صورت با احتمال کمی با فرآیند تونل زدن از آن عبور می‌کند که از آن صرف‌نظر می‌شود. الکترون‌های داغ عبوری از سد پتانسیل توسط الکترود نقره ای دیگر جمع‌آوری شده که منجر به تولید جریان نوری در خروجی قطعه $Ag/ZnO/ITO$می-شوند. در شکل ۴الف مشخصه‌ی الکتریکی و اپتیکی حسگر پیشنهادی که بوسیله چیدمان کریشمن تحریک می‌شود، نمایش داده شده است. نمایان است طیف بازتابی و جریان نوری حسگر با تغییرات ضریب شکست آنالیت تغییر می‌کنند. نمودار پاسخ الکتریکی حسگر همانند نمودار بازتاب آن، دارای شکل خط نامتقارن و تیز فانو می‌باشد اما با رفتاری که برخلاف آن است.برای بررسی حساسیت سطحی حسگر، جابجایی منحنی جریان خروجی را در اثر تشکیل nm ۱۰ لایه زیستی بر روی سطح لایه موجبر، بدست آورده‌ایم. بدین منظور ضریب شکست لایه زیستی n_{ad} تغییر داده می‌شود در حالی که ضریب شکست حجم آنالیت n_A روی آن، ثابت ۱.۳۳۲ در نظر گرفته شده است. این لایه باریک زیستی می‌تواند شبیه سازی از ملکول‌های آنتی ژن ثابت شده بر سطح حسگر باشدکه مطالعه رفتاری ملکول‌خاصی مورد استفاده قرار می‌گیرند. نتیجه در شکل ۴ب نمایش داده شده است .با توجه به تعریف حساسیت الکتریکی بصورت $S_e = \nabla I/RIU$، می‌توان، حساسیت سطحی برابر با mA/RIU ۶۶ تخمین زده می‌شود که بیانگر حساسیت بسیار بالای این حسگر برای بررسی تک لایه‌های ملکول زیستی می‌باشدو در مقایسه با حسگر¬های بدون تشدید فانو چندین مرتبه بالاتر است[۲و۳].جدول ۱ مقایسه¬ی عملکرد حسگرهای الکترواپتیکی مختلف پلاسمون سطحی را نشان می¬دهد. مشخص است که حساسیت حسگر پیشنهادی در مقایسه با حسگرهای دیگر بطور چشمگیری بهتر



شکل۴. الف: مشخصه بازتابی و الکتریکی حسگر الکترواپتیکی پیشنهادی. ب: جریان نوری حسگر برحسب زاویه نور فرودیبرای ضریب شکست¬های مختلف لایه سطحی

است. علاوه بر این با توجه به اینکه معادلات ترابرد الکترون تقریبا مستقل از دما می‌باشد، تغییرات دمایی در محدوده دمای اتاق اختلال چندانی بر عملکرد این حسگر نمی‌گذارد که این تاییدی بر پتانسیل بالای طراحی ما برای استفاده در حسگرهای زیستی قابل همراه پیشرفته است.

SPR sensor structure	***sensitivity*** *mA/RIU*	***Ref***
$Ag/ZnO/ITO/MgF_2/TiO_2$	*66*	*this work*
Au/silicon nano-trench	*18*	*[4]*
Au/Photovoltaic/AU[1]	*1*	*[5]*
Au/Si nanochannel	*14.5*	*[6]*

جدول۱. مقایسه حساسیت حسگرهای مختلف گزارش شده

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مرجع‌ها

[1] Maier, Stefan Alexander. Springer Science & Business Media, 2007.
[2]Farmani, Ali, and Ali Mir. *IEEE Photonics Technology Letters* 31.8 (2019): 643-646.
[3]Hoa, Xuyen D., A. G. Kirk, and M. Tabrizian. *Biosensors and bioelectronics* 23.2 (2007): 151-160.
[4] Wen, Long, et al. "Multiband and ultrahigh figure-of-merit nanoplasmonic sensing with direct electrical readout in Au-Si nanojunctions." *ACS nano* 13.6 (2019): 6963-6972.
[5] A. Shakoor et al., ACS Photonics, vol. 3, no. 10, pp. 1926-1933, 2016.
[6] Sui B, Xu Y, Wang Z, Zhang C, Qin L, Li X, Wu S. Optics Express. 2019 Dec 23;27(26):38382-90..
[7] S. Hayashi, D. V. Nesterenko, and Z. Sekkat, " Applied Physics Express, vol. 8, no. 2, p. 022201, 2015.
[8]C. Zhang, K. Wu, V. Giannini, and X. Li, ACS nano, vol. 11, no. 2, pp. 1719-1727, 2017.
[9] Wang, Fuming, and Nicholas A. Melosh. *Nano letters* 11.12 (2011): 5426-5430

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس
اپتیک و فوتونیک ایران و
سیزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران. ۱۴-۱۶ بهمن
۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۲۶-۱۰-A

شبیه‌سازی سلول خورشیدی تندم CGS/CIGS

دکترمعراج رجایی[۱]، مریم شاپورجانی[۲]، زهرا سادات الهام نیک[۳]

استادیار دپارتمان مهندسی برق دانشکده شریعتی، دانشگاه فنی و حرفه ای، تهران، ایران

[۱]mrajaee@tvu.ac.ir

دانشجویان دپارتمان مهندسی برق دانشکده شریعتی، دانشگاه فنی و حرفه ای، تهران، ایران

Elhamnik03@gmail.com[۳]Shapourjani.maryam@gmail.com, [۲]

چکیده – در این مقاله به بررسی افزایش راندمان ناشی از اضافه شدن لایه CGS بر روی سلول CIGS پرداخته شده است. با تغییر پارامترهای مختلف و استفاده از نرم‌افزار شبیه‌ساز Silvaco، سلول خورشیدی تک قطبی CIGS شبیه‌سازی و سپس عملکرد سلول خورشیدی دو اتصالی CGS/CIGS به صورت عددی شبیه‌سازی شد. ضخامت و غلظت لایه‌های مختلف نیمه‌رسانا برای دستیابی به حداکثر موجود بهینه شده و حداکثر بازده تبدیل ۴۴/۳۷٪ حاصل شد.

کلید واژه - بازده، تک قطبی، دو اتصالی، سلول خورشیدی CGS / CIGS، Silvaco

CGS / CIGS Solar Cell Simulation

Dr.Meraj Rajaee[1], Maryam Shapourjani[2], Zahra sadat Elhamnik[3]

Assistant Professor of the Department of Electrical Engineering, Shariaty University,Tehran,Iran

mrajaee@tvu.ac.ir [1]

Students of the Department of Electrical Engineering, Shariaty University, Tehran,Iran

[2]Shapourjani.maryam@gmail.com, [3]Elhamnik03@gmail.com

Abstract- In this paper, the efficiency increase due to the addition of CGS layer on CIGS cell is investigated. by changing different parameters and using Silvaco simulation software, CIGS unipolar solar cell was simulated and then the performance of CGS / CIGS dual-junction solar cell was numerically simulated. To achieve the maximum amount available,the thickness and concentration of different semiconductor layers were optimized and the maximum conversion efficiency was 44.37%.

Keyword: CGS / CIGS Solar Cell , Dual- Junction , efficiency , Silvaco , unipolar

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

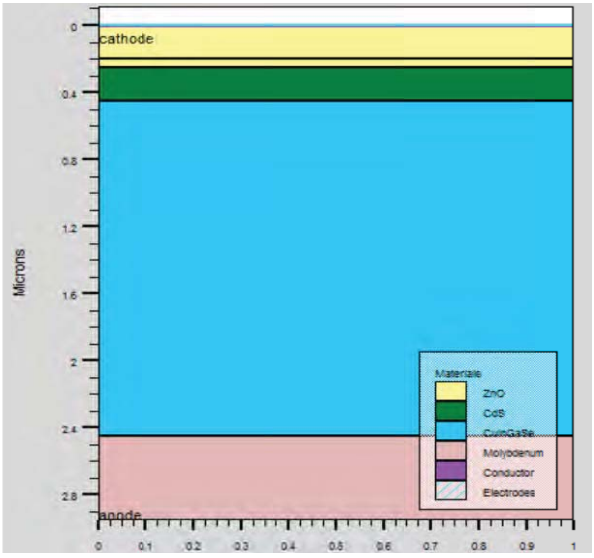
بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان، ایران، ۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

مقدمه

از مهمترین سلول های خورشیدی نسل دوم می توان به خانواده 2I–III–VI اشاره نمود که مهمترین آن ها سلول های CIGS هستند. ماده ای مرکب از عناصر گروه های یک، سه و شش جدول تناوبی شامل مس، ایندیوم، گالیوم و سلنیوم که موسوم به CIGS است. این سلول ها به دلیل بالا بودن بازده و پایین بودن هزینه مواد مصرفی، از امیدبخش ترین فناوری های لایه نازک هستند. این سلول ها نیز مانند سایر انواع سلولهای لایه نازک از رسوب روی شیشه یا پلاستیک ساخته می شوند. بهترین بازده سلول های CIGSحدود ۲۰٪ و بازدهی مدل های آن بین ۱۳٪ تا ۱۵٪ است که بیشترین مقدار در میان انواع سلول های لایه نازک به حساب می آید . [4و5]

مدل پیشنهادی CIGS بهینه

ساختار سلول CIGS تک لایه باتوجه به مرجع شماره[1] بهینه سازی شده ،که در شکل (۱) قابل مشاهده است.این سلول با استفاده از نرم افزار شبیه ساز SILVACO شبیه سازی شده است.

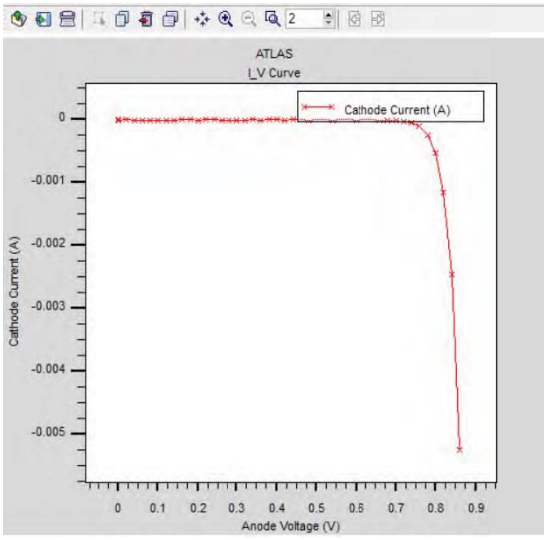


شکل (۱) ساختار CIGS بهینه سازی شده

ساختار سلول بگونه ایست که با تغییر ضخامت لایه ی Cds و ZnO و بررسی موارد مختلف تاثیر گذار در تغییر پارامتر های این سلول خوشیدی مانند تغییر ضخامت لایه ی Cdsبه۰/۲umو تغییر ضخامت ZnO به ۰/۰۵um و ضخامت Molybdinum به ۰/۵um و با ثابت نگه داشتن ضخامت CIGS به میزان ۲um که سایر اطلاعات که در جدول شماره (۱) قابل مشاهده است، مقادیر۸۹/۵۸=FF و ۰/۰۳۳=J_{sc} و ۰/۶=V_{oc} و ۲۸/43 =Eff در بهترین حالت حاصل شد. نمودار جریان-ولتاژ، سلول در شکل (۲) قابل مشاهده است.

جدول (۱) پارامترهای سلول خورشیدی CIGS بهینه

	ZnO	Cds	CIGS
(umضخامت)	۰/۰۵	۰/۲	۲
گذردهی	۹	۱۰	۱۳/۶
پیوستگی	۴/۵	۴/۱۸	۴/۵۸
MUN	۱۰۰	۱۰۰	۱۰۰
MNP	۲۵	۲۵	۲۵
NV	$۱/۸\times e^{۱۹}$	$۲/۵۷\times e^{۱۹}$	$۱/۸\times e^{۱۹}$
NC	$۲/۲\times e^{۱۸}$	$۲/۴۱\times e^{۱۸}$	$۲/۲\times e^{۱۸}$



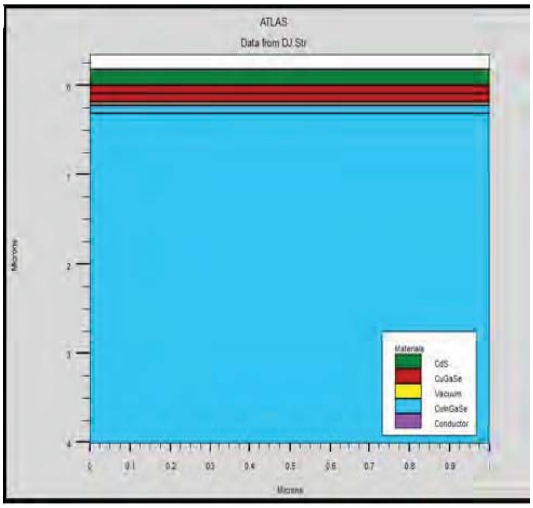
شکل (۲) منحنی جریان-ولتاژ سلول تک لایه CIGS بهینه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان، ایران، ۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

ساختار CGS/CIGS پیشنهادی

در بالای سلول طراحی شده یک لایه نازک CdS به عنوان لایه پنجره ضد انعکاس استفاده شده است.پارامترهای ساختاری از جمله ضخامت و غلظتمتفاوت است و لایه های نیمه هادی بهینه سازی شده اند تا به حداکثر بازده تبدیل موجود برسند . با در نظر گرفتن سلول بالا و پایین، لایه خلا، مانند تونل شبیه سازی می شود. سلول بالا از یک لایه پنجره ضد بازتابنده ۱۸۷ نانومتری ، یک لایه جاذب ۹۰ نانومتری (p-CGS ($p=4\times10^{19}cm^{-1}$ و یک لایه بافر ۹۰ نانومتری (n-CGS($n=1\times10^{22}cm^{-1}$ تشکیل شده است . ضخامت لایه خلا ۴۰ نانومتر است و سلول پایین از یک لایه جاذب ۹۰ نانومتری (p-CIGS($p=8\times10^{20}cm^{-1}$ و یک لایه بافر n-CIGS ، ۳/۷۰۵ میکرومتری ($n=9\times10^{16}cm^{-}$ [1]تشکیل شده است. شکل (۳) شماتیک سلول پیشنهادی را نشان می دهد. مشخصات الکتریکی و نوری مواد استفاده شده در مدل پیشنهادی در جدول (۲) نشان داده شده است. در شکل(۴) منحنی های V-I مشاهده می شود که منحنی آبی رنگ مربوط به سلول CGS، منحنی قرمز، سلولCIGS و منحنی سبز سلول ایده آل را نشان می دهد. در این نمودار مشاهده می شود که شدت چگالی جریان در منحنی ایده آل بیشتر شده در نتیجه بازدهی به ۴۴/۳۷% رسیده است.

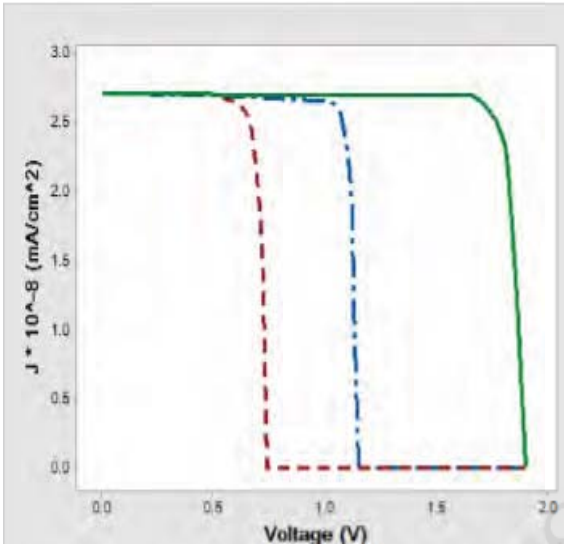


شکل (۳) شماتیک سلول پیشنهادی CGS / CIGS

جدول(۲) مشخصات مواد استفاده شده در سلول پیشنهادی

	Cds	CIGS	CGS
شکاف باند	۲/۴	۱/۵۵	۱/۰ ۱۱
ضریب الکترون خواهی	۳/۷۵	۴/۸	۴/۸
NC	۲/۲×۱۰ ۱۸	۲/۲×۱۰ ۱۸	۲/۲×۱۰ ۱۸
NV	۱/۸×۱۰ ۱۹	۱/۸×۱۰ ۱۹	۱/۸×۱۰ ۱۹

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل (۴) منحنی های V-Iمربوط به سلول CGSو
سلول CIGSو سلول ایده آل

در جدول (۳) پارامترهای عملکرد محاسبه شده ساختار بهینه سلول خورشیدی دو پیوندی CGS/CIGSارائه شده است.

جدول (۳) پارامترهای عملکرد محاسبه شده ساختار پیشنهادی

	J_{SC}	V_{OC}	P_m	FF	EFF
CGS/CIGS	$^{-}$۱۰ ۲/۷۰۹×^{۸}	۱/۹	۴/۴۳۷	۸۶/۲۱	۴۴/۳۷

در این مقاله ، پنج پارامتر ساختاری بهینه شده است: شکاف باند لایه های CIGS ، ناخالصی لایه های CGS نوع P و نوع N و ناخالصی لایه های CIGS نوع P و نوع N .

۱-با بررسی صورت گرفته در شکاف باند لایه های نیمه هادی CIGS اوج کارایی در=EgeV۱/۵۵اتفاق می افتد.

۲- با بررسی صورت گرفته در تاثیر ناخالصی لایه های CGS نوع P و N اوج کارایی در$p = 4 \times 10^{19}cm^{-3}$ و $n = 1 \times 10^{22}cm^{-3}$رخ می دهد.

۳- با بررسی صورت گرفته در تاثیر ناخالصی لایه های CIGS نوع P و N اوج کارایی در$p = 8 \times 10^{20}cm^{-3}$ و $n = 9 \times 10^{16}cm^{-3}$رخ می دهد.

در ساختار بهینه، مطابقت جریان با تنظیم ضخامت لایه CdS حاصل می شود و با تنظیم ضخامت این لایه برابر با ۱۸۵ نانومتر جریان سلول های بالا و پایین همسان می شوند. درصد کارایی ساختار بهینه به طور قابل توجه ای بالا میباشد.

نتیجه گیری

سلول خورشیدی دو اتصال CGS/CIGS به صورت عددی شبیه سازی شد. برای دستیابی به حداکثر درصد راندمان موجود، پنج پارامتر ساختاری بهینه سازی شد: شکاف باندلایه هایCIGS، ناخالصی لایه های CGS نوع P وN و ناخالصی لایه های CIGS نوع Pو N . نتایج شبیه سازی ها نشان می دهد که تحت نور استاندارد AM۱/۵ =۱/۹V،V_Oو cm^2 / mA ۲۷/۰۹=J_{SC}، حداکثربازده تبدیل ۴۴/۳۷٪ حاصل شد. همان طورکه مشاهده شد راندمان سلول تک قطبی CIGS به تنهایی ۲۸/۴۳٪ بدست آمده است سپس با اضافه کردن CGS به آن مشاهده شد که این سلول تندم جدید به راندمان ۴۴ /۳۷ ٪ افزایش پیدا کرده است که در نهایت ۱۵/۹۴٪ افزایش بازدهی حاصل شده است.

مراجع

[۱]معراج رجائی ((مدل سازی و بهینه سازی ساختار سلول خورشیدی لایه نازکCIGS به منظور افزایش بازدهی))مجله علمی و پژوهشی کارافن شمارهچهلویکم۱۳۹۶

[2] معراج رجائی ،سید محمد باقر قرشی "آنالیز و بهینه سازی سلول های خورشیدی چند گانه با پیوند تونلی"بیست و یکمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و هفتمین کنفرانس هندسی و فناوری فوتونیک ایران دانشگاه شهید بهشتی دی ماه ۹۳

[3]] J. Krc, G. Cernivec, A. Campa, J. Malmström, M.EdoffF. Smole,andM. Topic, “Optical and electrical modeling of Cu(In,GA)Se2 solar cell s”,optical and quantumelectronics, vol. 38, PP.1115-1123, 2006

[4] Theoretical study and simulation of solar cell structure by Seyede Mansoore MousaviNasab

[5] Kokate, S.K.; Jagtap, C.; Baviskar, P.K. & Mohite, K. (2018), “CdS sensitized cadmium doped

ZnO solar cell: Fabrication and characterizations", Optik international journal for li ght and electron optics 157, pp. 628-634.

[6] Gjessing, J.; Marstein, E.S. & Sudbø, A. (2010), "2D back-side diffraction grating for improved light trapping in thin silicon solar cells", Opt express, 18 (6):5481-5495

[7] Feldman, F.; Simon, M.; Bivour, M.; Reichel, C.; Hermle, M. & Glunz, S.W. (2014), "Efficient carrier-selective p-and n-contacts for Si solar cells", Solar energy materials and solar cells 131, pp. 100-104.

[8] Farhadi, Bita, and Mosayeb Naseri. "Structural and physical characteristics optimization of a dual junction CGS/CIGS solar cell: A numerical simulation." Optik-

International Journal for Light and Electron Optics 127.21 (2016): 10232-10237.

[9] Chelvanathan, Puvaneswaran, Mohammad Istiaque Hossain, and Nowshad Amin. "Performance analysis of copper–indium–gallium–diselenide (CIGS) solar cells with various buffer layers by SCAPS." Current Applied Physics 10.3 (2010): S387-S391.

[10] Repins, Ingrid, et al. "19· 9%-efficient ZnO/CdS/CuInGaSe2 solar cell with 81· 2% fill factor." Progress in Photovoltaics: Research and applications 16.3 (2008): 235-239

[11] Elbar, M., and S. Tobbeche. "Numerical simulation of CGS/CIGS single and tandem thin-film solar cells using the Silvaco-Atlas

software." Energy Procedia 74 (2015): 12201227.

[12] Elbar, M., S. Tobbeche, and A. Merazga. "Effect of top-cell CGS thickness on the performance of CGS/CIGS tandem solar cell." solar energy 122 (2015): 104-112.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۶۴-۱۰-A

مدل‌سازی عددی سلول خورشیدی مبتنی بر گالیوم‌آرسنایدبا طیف جذب باندپهن

حدیث فولادی، علی فرمانی، علی میر

گروه الکترونیک، دانشکده فنی و مهندسی دانشگاه لرستان، خرم آباد، ایران

چکیده –سلولهای خورشیدی مبتنی بر GaAs (گالیوم-آرسنایدد) به دلیل بازدهی بالاتر و مقاومت بیشتر در مقابل تابشهای کیهانی و گرما اهمیت بالایی دارند.در این مقاله به مدلسازی عددی سلول خورشیدی مبتنی بر گالیوم‌آرسنایدبا طیف جذب باندپهن پرداخته می شود. در سلول های خورشیدی به منظور طراحی و عملکرد سیستم، مدلسازی عددی مبتنی بر روش تفاضل محدود در زمان ارائه شده است. نتایج مدلسازی نشان میدهدکه ساختار پیشنهادی، به دلیل هندسه ساختار و استفاده از گالیوم‌آرسنایدد، دارای بهبود مناسب از لحاظ پهنای باند و مقدار جذب نسبت به ساختارهای مشابه است.

کلید واژه- مدلسازی عددی، سلول های خورشیدی، گالیوم‌آرسنایدد.

Numerical modeling ofGaAs-based solar cell with broadband absorption spectrum

Hadis Fouladi, Ali Farmani, Ali Mir

Department of Electrical Engineering, Lorestan University, Khorramabad, Iran

Abstract- GaAs-based solar cells are more important due to their higher efficiency and resistance against cosmic radiation and heat. In this article, the numerical modeling of GaAs-based solar cell with broadband absorption spectrum is investigated. Due to design and operate the solar cells systems, the numericalmodeling must be presented.The modeling results show that the proposed structure, due to structure geometry and use of Ga-As, in terms of bandwidth compared to similar structures has better improvement.

Keywords: numerical modelling, Ga-As solar cells.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

مقدمه

سلول خورشیدی بعنوان یک از المان های نوری مهم، مورد توجه گروه های تحقیقاتی بسیاری می باشد. این المان بصورت کلی دارای سه نسل از نظر بکارگیری مواد و ساختارها می باشد. نسل اول آنها سلول های خورشیدی سیلیکونی(Si) هستند که شامل تک و پلی کریستال ها می باشند. نسل دوم سلول های خورشیدی فیلم نازک می باشند و سومین نسل سلول های خورشیدی رنگدانه ای می باشند [۱].یک مشکل اساسی تلفات burn-in در سلول های خورشیدی می باشد(افت سریع پارامتر های سلول خورشید در شروع کار دستگاه) در واقع افت سریع ولتاژ مدار باز(Voc)یک مشکل اساسی در سلول های خورشیدی می باشد[۲].قیمت بالای سلول های خورشیدی(SCs) مبتنی بر زیرلایه های گران قیمت از جمله Ge وGaAs سنتز شده توسط MOCVD و MBEنیاز استفاده از سیستم غلظت دهی نور به منظور کاهش ناحیه المانی فتوولتائیک را ضروری می کند[۳].یکی از انواع سلول های خورشیدی، سلول های خورشیدی گالیم-آرسناید هستند که از ترکیب گروه های دوم و پنج بدست می آیند. این گروه علی‌رغم هزینه های بالای استحصال و ساخت این نیمه هادی ها، با موفقیت زیاد در کاربردهای فضایی که در آنها هزینه، فاکتور مهمی نیست مورد استفاده قرار گرفته اند.انرژی شکاف گالیم آرسناید برابر۱.۴۲۴ eVاست می تواند ماده مناسبی برای طراحی سلول های خورشیدی باشد[۴].سلول های خورشیدی ساخته شده بر پایه لایه نازک GaAs به عنوان نسل دوم سلول های خورشیدی نامگذاری می شوند[۵].

در این مقاله به مدلسازی عددی سلول های خورشیدی مبتنی بر گالیم-آرسناید با طیف جذب باند پهن با استفاده از نرم افزار Lumerical مبتنی بر روش حل عددی تفاضل محدود حوزه زمان (FDTD) پرداخته شده است.

معرفی نرم افزار مدلسازی

نرم افزار لومریکال از چهار ماژول FDTD Solutions ، Device، MODE Solutionsو Interconnect تشکیل شده است[۶] .دو ماژول Device وFDTD ماژول های اصلی و پرکاربرد نرم افزار لومریکال می باشند.روش حل مسائل در این نرم افزار براساس روش عددی تفاضل محدود در حوزه زمان (FDTD) می باشد.

مدلسازی عددی سلول خورشیدی مبتنی بر گالیوم‌آرسناید

گالیم آرسناید باتوجه به ویژگی هایش در تمام زمینه ها برتری چشمگیری نسبت به سیلیکون دارد. از جمله مزایای این نیمه هادی نسبت به سیلیکون ضریب دمای کم، عملکرد خوب در نور کم، بازدهی بالا، انعطاف پذیری، وزن سبک و تحرک بیشتر الکترونهای آن می باشد. باتوجه به تحقیات بعمل آمده ساخت سلول خورشیدی با این نیمه هادی با بالاترین کارایی و جزئی از هزینه های فعلی امکانپذیر می باشد.در یک سلول ایده آل کل جریان بصورت رابطه (۱) می باشد.

$$I = I_{PH} - I_0 \Rightarrow I = I_{PH} - I_O\left[\exp\left(\frac{qV}{AKT}\right) - 1\right] \quad (۱)$$

که در آن I_O جریان اشباع دیود در شرایط بدون نور، A ضریب کیفیت دیود و بین ۱ الی ۲ می باشد، q بار

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

الکتریکی، k ثابت بولتزمن و T دمای سلول خورشیدی برحسب کلوین می باشد.در این مدل جریان فوتوولتائیک، جریان اشباع دیود و ضریب کیفیت دیود باید محاسبه شوند. برای محاسبه I_{PH} با توجه به اطلاعات نقطه اتصال کوتاه داریم:

$$I = I_{SC}, V = 0 \Rightarrow I_{PH} = I_{SC} \quad (۲)$$

با استفاده از داده های مدار باز، مقدار جریان اشباع دیود محاسبه می گردد:

$$I = 0, V = v_{oc} \Rightarrow 0 = I_{PH} - I_0\left[\exp\left(\frac{qv_{oc}}{AKT}\right) - 1\right] \Rightarrow \quad (۳)$$
$$I_0 = \frac{I_{sc}}{\left[\exp\left(\frac{qv_{oc}}{AKT}\right)-1\right]}$$

مقدار A با مقادیر جریان و ولتاژ در نقطه توان بیشینه محاسبه می شوند:

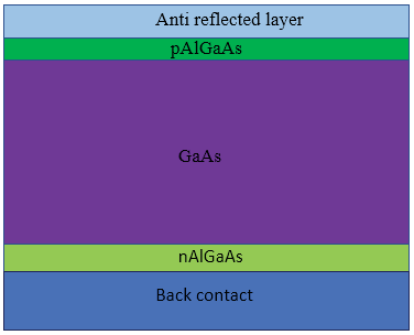
$$I = I_{mp}, V = V_{mp} \quad (۴)$$

I_{mp}

با استفاده از روش نیوتن مقدارA محاسبه می شود.

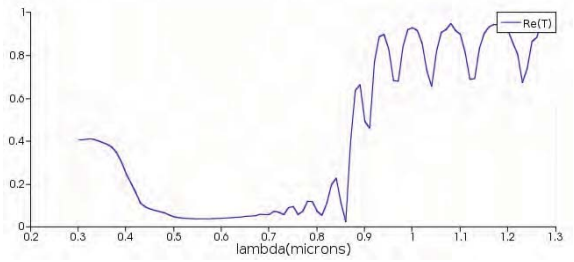
نتایج شبیه سازی

در این مقاله مدلسازی سلول خورشیدیمبتنی بر گالیومآرسناید با طیف جذب باندپهن با استفاده از نرم افزار لومریکال ارائه شده است. ساختار سلول خورشیدی پیشنهادی در شکل زیر نشان داده شده است.



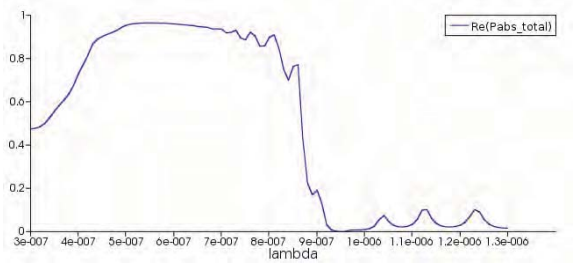
شکل ۱.ساختار سلول خورشیدی پیشنهادی مبتنی بر گالیوم آرسناید

برای بررسی عملکرد این طراحی، پهنای طیف انتقالی در بازه ی ۰.۹ تا ۱.۳ میکرومتر دارای شدت بیشتری نسبت به طول موج های ماوراء بنفش و همچنین مرئی به دست آمده است.



شکل ۲.طیف نـور انتقالیکـه در آن در فاصـله ۰.۹ تـا ۱.۳ بیشـترین جذب رخ داده است.

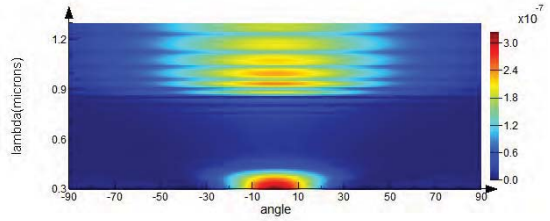
در شکل شماره ۳، با استفاده از تحلیل عددی طیف نور جذبی در سلول خورشیدی پیشنهادی محاسبه و بدست آمده است. یکی از اهداف این طرح رسیدن به میزان جذب بالاتر در محدوده طول موج های بیشتر می باشد.



شکل ۳. طیف جذبی کل در سلول خورشیدی پیشنهادی

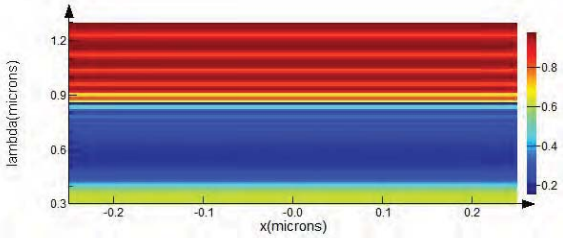
همانطور که در شکل ۳ نشان داده شده است، میزان برهمکنش نور و ساختار در طول موج های پایین بسیار شدید می باشد. البته جهت بهبود میزان جذب در طول موج های بالاتر استفاده از نانوذرات در ساختار پیشنهادی مدنظر قرار خواهد گرفت. در ادامه اثر زاویه نور تابشی به ساختار مورد بررسی قرار گرفته است. همانطور که در شکل ۴ نشان داده شده است، ساختار پیشنهادی به زاویه تابش نور حساس می باشد و بیشترین میزان جذب نور در ساختار در زوایای -۱۰ تا ۱۰ درجه خواهد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



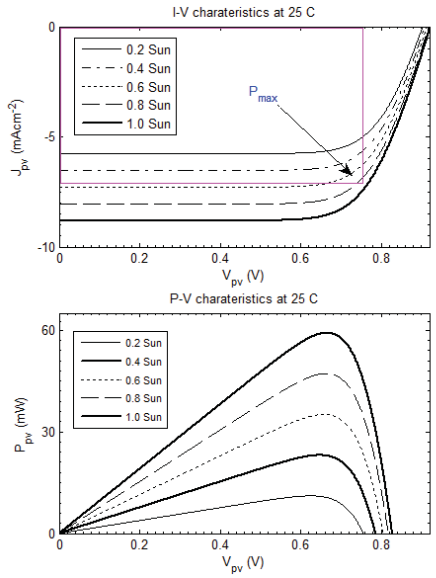
شکل ۴. فوتون تولید شده در سلول پایه. در زاویای مختلف که در زاویه تابش صفر درجه، بیشترین میدان بوجود آمده است.

محاسبه میدان نزدیک در سلول خورشیدی یکی از پارامترهای مهم می باشد. بنابراین در شکل ۵ میزان برهم کنش نور و ساختار در لایه های ساختار مورد ارزیابی قرار گرفته است.



شکل ۵. فوتون تولید شده در سلول پایه در مقیاس نزدیک. مقدار جذب و میدان در لایه های بالا رخ داده است.

بمنظور بررسی کامل سلول پیشنهادی، پارامترهای الکتریکی ساختار با استفاده از روش عددی محاسبه شده است.



شکل ۶. محاسبه نمودار جریان ولتاژ و همچنین میزان توان تولیدی به ازای تغییرات شدت نور خورشید

نتیجه‌گیری

نتایج مدلسازی نشان میدهد که ساختار پیشنهادی، به دلیل هندسه ساختار و استفاده از گالیوم‌آرسناید، دارای بهبود مناسب از لحاظ پهنای باند و مقدار جذب بالاتر نسبت به ساختارهای مشابه است.

مرجع‌ها

۱. Arifin, Zainal, et al. "The Effect of Heat Sink Properties on Solar Cell Cooling Systems." Applied Sciences 10.21 (2020): 7919

۲. Kim, Jihee, et al. "Improving the Photostability of Small-Molecule-Based Organic Photovoltaics by Providing a Charge Percolation Pathway of Crystalline Conjugated Polymer." Polymers 12.11 (2020): 2598.

۳. Mazouz, Halima, et al. "Numerical simulation of GaAs solar cell aging under electron and proton irradiation." IEEE Journal of Photovoltaics 9.6 (2019): 1774-1782.

۴.ذرم، برهان،*نسل های مختلف سلول های خورشیدی و مکانیسم عملکرد آن ها*،دو فصلنامه مباحث برگزیده در انرژی، دوره: ۳، شماره: ۲، ۱۳۹۶.

۵ .بهنام، سعید، *تولید و انتقال بدون سیم برق خورشیدی از فضا به زمین*، سی و چهارمین کنفرانس بین‌المللی برق، پژوهشگار، ۱۳۹۸.

۶.فیاضی، غزاله و کرمدل، جواد،*بهبود راندمان سلول خورشیدی سه پیوندی مبتنی بر گالیوم-آرسناید با استفاده از چاههای کوانتومی ایندیوم-آرسناید*،بیست و نهمین کنفرانس بین المللی برق،تهران،۱۳۹۳

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۳۲-۱۰-A

کپسول کردن سلول خورشیدی پروسکایتی در مقابل رطوبت و حرارت با پلیمر پلی متیل متاکریلات به منظور افزایش پایداری آن

آسیه نظری مفرد؛ سید محمد باقر قرشی
as.nazari1996@grad.kashanu.ac.ir, mghorashi@gmail.com

گروه لیزرفوتونیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه کاشان، کاشان، ایران

چکیده - یکی از چالش‌های اساسی در مورد ساختارهای سلول‌های خورشیدی پروسکایتی (PSCs)، حساسیت بالای آن‌ها در مقابل رطوبت و اکسیژن محیط است که طول عمر این ادوات را به شدت کاهش می‌دهد. در این راستا یک روش محصورسازی برای PSCs ارائه شده است. محصورسازی عبارت است از به کار بردن یک ماده غیر واکنش دهنده به دور ادوات، که از نفوذ اکسیژن و رطوبت محیط جلوگیری می‌کند. این روش شامل قرار دادن یک لایه نازک از مواد پلیمری مانند PMMA، سپس پوشش شیشه‌ای و در نهایت استفاده از چسب اپوکسی است. پس از محصور سازی، نمونه‌ها به مدت ۵ ساعت تحت رطوبت 85 درصد و دمای محیط 85 درجه سانتیگراد قرار گرفتند و مشاهده شد که بازدهی سلول تحت شرایط ذکر شده، فقط 0.69 درصد کاهش یافت.

کلید واژه- کپسول کردن، سلول خورشیدی پروسکایتی، پلیمر PMMA، طول عمر، پایداری

Encapsulation of perovskite solar cell against moisture and heatwith Polymethyl methacrylate polymer toenhance its stability

AsiyehNazarimofrad, seyyedmohammadbagherGorashiDepth of Laser and photonics, Faculty of physics, University of Kashan, Kashan, Iran

Abstract- High sensitivity to ambient moisture and oxygen is one of the most important challenges in perovskite solar cells (PSCs), which reduces the devices lifespan. In this regard, an encapsulation method has been developed for PSCs. Encapsulation is the application of a non-reactive substance around the device, which prevents the penetration of oxygen and moisture.this method includes placing a thin layer of polymeric materials such as PMMA, then glass cover and finally using epoxy adhesive. After encapsulation, the samples were subjected to 85% humidity and 85°C temperaturefor ۵ hours.It was observed that the cell efficiency under the mentioned conditions decreased by only 0.69%.

Keywords:Encapsulation, Perovskite solar cell, PMMA Polymer, Lifetime, Stability

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

امروزه انرژی جایگاه ویژه‌ای را در سطح بین المللی به خود اختصاص داده است. محدودیت منابع فسیلی و رشد روز افزون مصرف انرژی در میان ملت‌ها، آینده بشریت را با تهدیدهای جدیدی مواجه نموده است[۱]. پیش‌بینی‌ها نشان می‌دهند که میزان تقاضای جمعیت جهانی به انرژی در سال ۲۰۵۰ به حدود ۱۳تراوات می‌رسد [۲]. منابع خورشیدی به دلیل کم مصرف بودن، می‌توانند نقش قابل توجهی در حل بحران انرژی داشته باشند[۳]. لذا برای ارائه بهترین عملکرد، باید طول عمر آنها را با فناوری محصورسازی افزایش داد. سلول‌های خورشیدی سیلیکونی نسل اول با یک لایه چسب شفاف از جنس پلی ونیل استات۱[۴] و سلول‌های خورشیدی لایه نازک با ماده انکپسولانت، محصور شده‌اند[۵]. بنابراین، برای محصورسازی سلول خورشیدی پروسکایتی نسل سوم و افزایش طول عمر آن روشی ارائه داده می‌شود.

روش ساخت

روش ساخت سلول خورشیدی پروسکایتی (PSCs[۲]) بسیار متنوع است، اما در بین آنها می‌توان یک روش ساخت واحد را در نظر گرفت. بر این اساس، روش ساختار زیر توضیح داده می‌شود:

FTO/bl-TiO2/ mp-TiO2 / Perovskite(CH3NH3PbI3) / Spiro-OMETAD / Au

ابتدا برای جلوگیری از اتصال کوتاه، باید مقداری از رسانای شفاف FTO از روی شیشه لایه برداریشود. بدین منظور، از پودر روی و محلول هیدروکلریک اسید دو مولار استفاده می‌شود. سپس نوبت به لایه نشانی لایه‌ی سد کننده الکترون (bl-TiO2) می‌رسد. در ادامه PbI2 را در ظرف ریخته و حلال DMF و DMSO را به آن اضافه کرده و پودر MAI را به آن افزوده تا محلول نهایی پروسکایت آماده شود و آن را روی نمونه توزیع کرده، اجازه داده می‌شود تا نفوذ کند. مواد انتقال‌دهنده‌ی حفره که در این ساختار از Spiro-OMETAD استفاده شده با روش لایه‌نشانی چرخشی روی لایه‌ی پروسکایت لایه‌نشانی شده اند. در نهایت، برای لایه‌نشانی کاتد، می‌توان از طلا به دلیل تابع کار مناسب آن، با روش تبخیر حرارتی در خلا استفاده کرد. فناوری محصورسازی بخش مهمی از تکنولوژی ساخت سلول‌های خورشیدی نسل سوم را در بر می‌گیرد. لذا با توجه به اهمیت طول عمر سلول‌های خورشیدی، فناوری محصورسازی جایگاه ویژه‌ای پیدا می‌کند که با روش-های مختلفی قابل انجام است.مواد محصورکننده، باید دارای شکست دی الکتریک بالا باشند که با ضریب شکست دیگر لایه‌ها مطابقت داشته و حجم زیادی از مقاومت را دارا باشند. همچنین این مواد باید کم هزینه بوده، ثبات ابعادی داشته باشند و لایه نشانی آن‌ها، راحت باشد. بنابراین، بعد از ساخت PSC_s و محاسبه بازدهی آن، با مواد آلی و معدنی متفاوت پوشش داده شده است تا بهترین ماده با خصوصیات ذکر شده تعیین گردد. برای محصور کردن سلول مورد نظر ابتدا از الکترودهای سلول به‌وسیله نوار چسب رسانای مسی اتصال گرفته می‌شود و پلیمر پلی متیل متاکریلات[۳](PMMA) به عنوان ماده محصورساز PSCs که تمامی خصوصیات لازم را دارا است با حلال کلرو بنزن ترکیب می‌شود و به مدت ۱ ساعت روی همزن مغناطیسی قرار می‌گیرد تا محلول یکنواختی ایجاد شود سپس با براش، سطح یکنواختی از این محلول روی سلول نشانده می‌شود، در ادامه لام را روی سلول گذاشته و تحت فشار قرار داده می‌شود تا پس از گذشت ۲۰ دقیقه چسبندگی و استحکام کافی حاصل شود. برای آب‌بندی ساختار مورد نظر اطراف آن با UV اپوکسی پوشش داده می‌شود و به مدت ۴ دقیقه تحت تابش نور UV قرار می‌گیرد تا به طور کامل خشک شود. سپس به مدت ۵ ساعت نمونه‌ها تحت رطوبت ۸۵ درصد و دمای ۸۵ درجه‌ی سانتیگراد قرار گرفتند تا بازدهی آن‌ها مجددا اندازه‌گیری شود. در شکل ۱ تصویر سلول خورشیدی

[1] Poly vinyl acetate
[2] Perovskite Solar Cells
[3] Polymethyl methacrylate

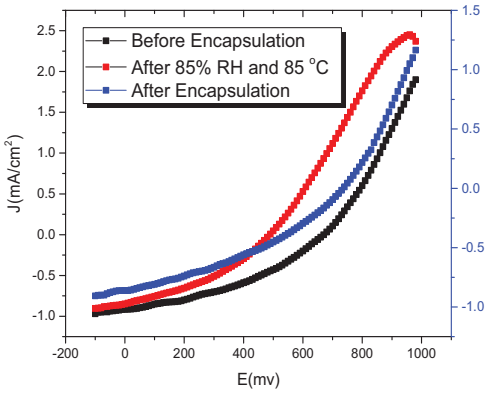
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

پروسکایتی کپسول شده و سلول رفرنس بدون پوشش کپسول بعد از اعمال شرایط تعیین شده، آورده شده است.



شکل ۱: مقایسه سلول کپسول شده(۱)و سلول رفرنس(۲) بعد از اعمال رطوبت 85% RH و حرارت 85 °C

همانطور که در شکل بالا آورده شده است، سلول رفرنس بعد از اعمال رطوبت و حرارت تقریبا به طور کامل تخریب شده است درحالیکه سلول کپسول شده بدون تغییر باقی مانده است و ماده کپسول کننده از ساختار محافظت کرده است.



شکل ۲: نمودار جریان-ولتاژ PSCs، قبل و بعد از کپسول کردن و بعد از اعمال رطوبت 85% RHو حرارت 85 °C

برای مقایسه پایداری PSCs قبل و بعد از کپسول کردن در سه مرحله از ساختارهای مورد نظر آنالیز جریان –ولتاژ گرفته شده است: الف) قبل از کپسول کردن ب) بعد از کپسول کردن با پلیمر PMMA و پوشش شیشه ای و آب بندی با اپوکسی UV ج) بعد از اعمال رطوبت و حرارت، که نمودارهای آن‌ها به ترتیب به رنگ مشکی، آبی و قرمز در شکل ۲ آورده شده است.در شکل ۲، بازدهی سلول رفرنس(قبل از کپسول کردن)، ۱.۹۷٪ است، بعد از کپسول کردن ۱.۹۱٪ و بعد از اعمال رطوبت و حرارت به ۱.۲۸٪ رسیده است که پارامترهای اساسی آن بصورت خلاصه در جدول ۱ آورده شده است.

جدول ۱: پارامترهای مختلف PSCs در دوره‌های متفاوت

شرایط / پارامترها	قبل از کپسول	بعد از کپسول	اعمال رطوبت و حرارت
FF	38%	37%	36%
□	1.97	1.91	1.28
$J_{sc}(mA/cm^2)$	7.62	7.17	7.07
$V_{oc}(mV)$	680	740	490

نتیجه‌گیری

در این پژوهش تاثیر کپسوله کردن بر طول عمر و پایداری PSCs بررسی گردید و پس از تست مواد مختلف، مشاهده شد که استفاده از پوشش پلیمری به عنوان ماده کپسول کننده نقش موثرتری نسبت به دیگر مواد ایفا می‌کند. همچنین به طور خاص، اثرات ماده PMMA بر روی ساختار مورد نظر بررسی شد و نمودارها و نتایج قبل و بعد از به کار بردن این ماده حاکی از مفید واقع شدن آن در مقابل نفوذ رطوبت و حرارت در ساختار است.

مرجع‌ها

[1] P. Boland, K. Lee, G. Namkoong, **Solar Energy Materials and Solar Cells 94**, (2010) .

[2] C. Liang, Y. Wang, D. Li, X. Ji, F. Zhang, Z. He,**Solar Energy Materials and Solar Cells** 127, (2014).

[3] P. V. Kamat, **The Journal ofPhysical Chemistry C**, Vol. 111, No. 7, (2007).

[4] C. Li, M. Liu, N. G. Pschirer, M. Baumgarten,K. Mullen, **ChemicalReviews**, vol. 110, (2010).

[5] M. A. Green, **Prog. Photovoltaics Res**, vol. 17, no. 3, pp. 183–189,(2009).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۰۰-۱۰-A

مطالعه‌ی شبیه‌سازی و بهینه‌سازی سلول خورشیدی پروسکایتی مسطح مبتنی بر C_{60} و CuPc و بررسی تاثیر دما بر عملکرد آن

رضا ابراهیمی نسب، دکتر سید محمدباقر قریشی

دانشگاه کاشان، دانشکده فیزیک، گروه لیزرفوتونیک

Reza.Ebrahiminasab@grad.kashanu.ac.ir
mghorashi@kashanu.ac.ir

چکیده - دراین تحقیق یک مطالعه‌ی شبیه سازی به کمک نرم افزار SCSPS-1D صورت گرفته است تا قبل از ساخت عملی یک سلول خورشیدی پروسکایتی مسطح، اطلاعات مربوط به این ساختار پیش‌بینی شود و با استفاده از پارامترهای بدست آمده از نتایج تجربی مختص مواد تشکیل دهنده‌ی سلول خورشیدی پروسکایتی و در نظر گرفتن تاثیر بازترکیب‌های تابشی و غیرتابشی(اوژه)، ساختار FTO / C_{60} / $CH_3NH_3PbI_3$ / CuPc / Au شبیه سازی شده و تاثیر ضخامت لایه‌های مختلف سلول خورشیدی مورد بررسی قرار گرفته تا ضخامت بهینه‌ی آنها مشخص شود و رهنمودهایی برای افزایش بازدهی تبدیل توان ارائه شود. پس از انجام شبیه سازی ضخامت‌های بهینه برای لایه‌ی انتقال دهنده‌ی الکترون، لایه‌ی انتقال دهنده‌ی حفره و پروسکایت به ترتیب ۱۰، ۵۰ و ۳۰۰ نانومتر بدست آمد. نهایتا برای این ضخامت‌های بهینه در دمای اتاق مقادیر ۱/۰۲۹ (V) ، ۲۳/۱۴۱ (mA/cm^2) ، ۶۲/۹۳ (%)، ۱۵ (%) به ترتیب برای ولتاژ مدار باز، چگالی جریان اتصال کوتاه، ضریب پرشدگی و بازدهی بدست آمد. پس از بررسی تاثیر دما مشخص شد که با افزایش دما عملکرد سلول بهبود می‌یابد.

کلید واژه- شبیه‌سازی، سلول خورشیدی پروسکایتی مسطح، تاثیر دما، SCAPS-1D، تاثیر بازترکیب

Simulation and optimization studies of planar perovskite solar cells based on C_{60} and CuPc and investigation of the effect of temperature on its performance

Reza Ebrahiminasab, Dr Seyed Mohammadbagher Ghorashi
Kashan University, Physics College, Laser Photonic Group

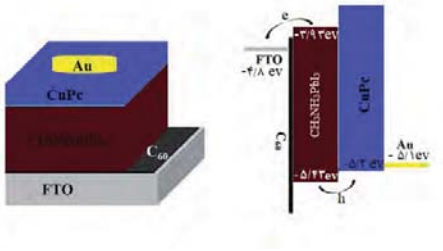
Abstract- In this research, a simulation study has been performed using SCSPS-1D software. In order to predict the information about this structure before making a planar perovskite solar cell. The structure of FTO / C_{60} / $CH_3NH_3PbI_3$ / CuPc / Au is simulated using the parameters obtained from the experimental results specific to the constituents of perovskite solar cells and considering the effect of radiative and non-radiative recombination (Auger). The thickness effect of different layers of solar cell has been investigated to determine their optimal thickness and provide guidelines to increase power conversion efficiency. After simulating the optimal thicknesses for the electron transfer layer, the hole transfer layer and perovskite were obtained at 10, 50 and 300 nm, respectively. Finally, for these optimal thicknesses at room temperature, the values 1.029 (V), 23.141 (mA /cm^2), 62.93 (%), 15 (%) were obtained for open circuit voltage, short-cut current density, fill factor and efficiency, respectively. After examining the effect of temperature, it was found that with increasing temperature, cell function improves.

Keywords: Simulation, Planar perovskite solar cell, Temperature effect, SCAPS-1D, Recombination effect

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

در چند سال اخیر سلول‌های خورشیدی مبتنی بر پروسکایت هالید متیل آمونیوم سرب به دلیل تولید به روش‌های نسبتا ارزان قیمت و ثبت بازدهی ۲۱ درصدی[۱]، مورد توجه محققان قرار گرفته است و آن را آینده‌ی سلول‌های خورشیدی می‌دانند. در ساختار سلول‌های خورشیدی پروسکایتی چند صد نانومتر لایه-ی جاذب پروسکایت بین لایه‌ی انتقال دهنده‌ی الکترون (ETL) و لایه‌ی انتقال دهنده‌ی حفره (HTL) قرار دارد. زوج‌های الکترون-حفره پس از جذب نور ایجاد می-شوند و این حامل‌های بار باید خود را به الکترودها برسانند، بنابراین انتخاب و مهندسی این مسیرهای انتقال دهنده‌ی حامل‌های بار تأثیر زیادی در بازدهی و کاهش هزینه‌ها دارد. به عنوان مثال، اکسیدهای فلزی مقاوم وپایدار از جمله تیتانیوم دی اکساید (TiO_2)[۲]، به عنوان لایه‌ی انتقال دهنده‌ی الکترون با موفقیت در سلول‌های خورشیدی پروسکایتی استفاده شده‌اند. علی-رغم این واقعیت که مهمترین سلول‌های خورشیدی پروسکایتی تاکنون دارای موادی مبتنی بر TiO_2 هستند، باید در نظر داشت که اینگونه سلول‌ها پس از قرار گرفتن در معرض تابش اشعه ماورابنفش تخریب می-شوند[۳]. علاوه‌بر این TiO_2 معمولاً به بازپخت در دمای بالای ۵۰۰ درجه سانتیگراد نیاز دارد که باعث افزایش هزینه و زمان تولید می‌شود. برای جایگزینی TiO_2 از C_{60} نیز به دلیل تحرک الکترون‌ها و مکان نوار رسانش مناسب که نسبت به مکان نوار رسانش پروسکایت پایین‌تر است و تزریق الکترون‌های تولید شده توسط تابش نور خورشید در لایه‌ی جاذب پروسکایت به لایه‌ی انتقال دهنده‌ی الکترون و سپس به آند را تسهیل می کند، همچنین به دلیل قابلیت لایه نشانی به روش محلول و بازپخت در دمای پایین، برای صرفه جویی در مصرف انرژی و هزینه استفاده می‌شود[۴]. از مواد آلی و معدنی بسیاری از جمله فتالوسیانین مس (CuPc) به دلیل شکاف انرژی مناسب و چگالی موثر بالای نوار رسانش و ظرفیت به عنوان لایه‌ی انتقال دهنده‌ی حفره استفاده شده است. شکل۱ شماتیکی از سلول خورشیدی پروسکایتی استفاده شده در این شبیه سازی و مکان نوارهای انرژی مربوط به لایه‌های تشکیل دهنده‌ی این ساختار را نشان می‌دهد. در این تحقیق تجزیه و تحلیل عددی سلول‌های خورشیدی برای بررسی تاثیر ضخامت لایه‌های مختلف و تاثیر دما بر عملکرد دستگاه انجام شده است.



شکل۱: شماتیک و مکان نوارهای انرژی مربوط به ساختار شبیه‌سازی شده

روش شبیه‌سازی

نرم افزار SCAPS-1D قابلیت حل عددی معادلات پایه-ی نیم‌رسانا را دارد: معادله‌ی پوآسون (۱) که رفتار حامل‌های بار در نیم‌رساناها را توصیف می کند:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}\psi(x) = \frac{q}{\varepsilon}(N(x) + n(x) - p(x)) \quad (۱)$$

همچنین معادلات چگالی جریان الکترونها (۲) و حفره ها (۳) عبارتند از:

(۲)
$$J_n = J_{diffusion} + J_{drift} = qD_n\frac{\partial n}{\partial x} + \mu_n qn\frac{\partial \psi}{\partial x}$$

(۳)
$$J_p = -qD_p\frac{\partial p}{\partial x} + \mu_p qp\frac{\partial \psi}{\partial x}$$

با حل این معادلات می‌توان خروجی‌هایی از قبیل شکاف انرژی، بازترکیب حامل‌های بار و مقدار چگالی جریان- ولتاژ را محاسبه کرد. لازم به ذکر است که چگالی الکترون‌ها و حفره‌ها تمایل دارند که به حالت تعادل خود باز گردند، این کار از طریق فرآیندی به نام بازترکیب انجام می‌شود و شامل بازترکیب بر اثر چگالی نقایص، بازترکیب تابشی و بازترکیب غیر تابشی (اوژه) است که به ترتیب برابر با (cm^{-3}) ۱×۱۰^{۱۴}، $(cm^{3}s^{-1})$ $۱/۵\times۱۰^{-۱۰}$ و $(cm^{6}s^{-1})$ $۳/۴\times۱۰^{-۲۸}$ در نظر گرفته شده‌اند[۵]. در بازترکیب تابشی انرژی الکترون‌هایی که به ترازهای پایین‌تر می‌روند به صورت فوتون آزاد می‌شوند و در بازترکیب غیر تابشی این انرژی به صورت انرژی جنبشی به الکترون دیگری منتقل می‌شود. با استفاده از پارامترهای موجود در جدول۱ و در نظر گرفتن ضرایب بازترکیب برای لایه‌ی جاذب، ساختار یک

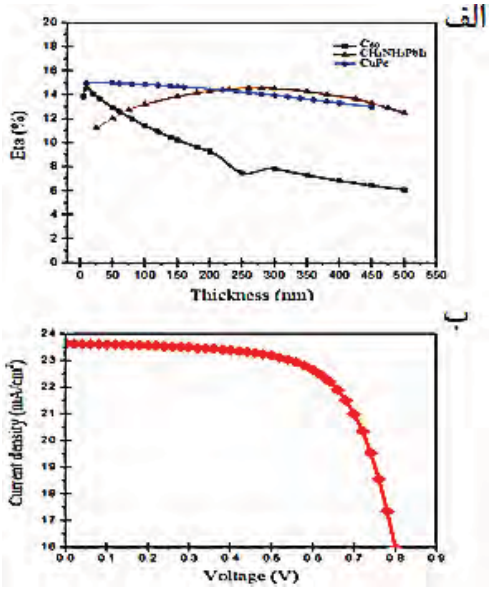
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

سلول خورشیدی پروسکایتی مسطح شبیه‌سازی شده است.

جدول ۱: پارامترهای ساختاری مورد نیاز برای شبیه‌سازی

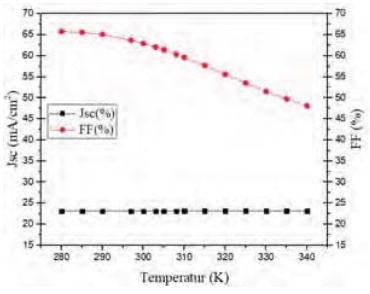
Parameters	C_{60}	$CH_3NH_3PbI_3$	CuPc
Thickness(nm)	۱۰	۳۰۰	۵۰
Eg(ev)	۱/۷	۱/۵	۱/۷
χ(ev)	۴/۲	۳/۹	۲/۸
ε_r	۵	۳۰	۳/۵
Nc (cm^{-3})	$۱/۷\times۱۰^{۱۹}$	$۲/۷۵\times۱۰^{۱۸}$	$۱۰^{۱۹}$
Nv (cm^{-3})	$۲/۱\times۱۰^{۱۸}$	$۳/۹\times۱۰^{۱۸}$	$۱۰^{۱۹}$
μ_e	۳۰۰	۵۰	$۱۰^{-۵}$
μ_h	۳	۵۰	$۱۰^{-۴}$
N_A	۰	$۱۰^{۱۷}$	$۱۰^{۱۶}$
N_D	$۳/۸\times۱۰^{۱۸}$	۰	۰
V_e	$۱۰^{۷}$	$۱۰^{۷}$	$۱۰^{۷}$
V_h	$۱۰^{۷}$	$۱۰^{۷}$	$۱۰^{۷}$

ضخامت لایه‌ها خصوصا ضخامت لایه‌ی جاذب، عامل مهمی در تغییر عملکرد سلول خورشیدی پروسکایتی به شمار می‌رود. در مورد ضخامت لایه‌های انتقال دهنده‌ی حامل‌های بار نیز می‌توان گفت که هر چه این ضخامت کمتر باشد، نور بیشتری به لایه‌ی جاذب می‌رسد و احتمال جذب حداکثر نور دریافتی بیشتر می‌شود. بنابراین بدست آوردن ضخامت بهینه برای لایه‌ها که در آن سلول بهترین عملکرد را دارد امری ضروری است. شکل۲ (الف) نمودار بازدهی برحسب ضخامت‌های متفاوت از لایه‌های تشکیل دهنده‌ی این ساختار را نشان می‌دهد. با توجه به این نمودار ضخامت‌های بهینه برای لایه‌ی انتقال دهنده‌ی الکترون، حفره و پروسکایت به ترتیب ۱۰، ۵۰ و ۳۰۰ نانومتر در نظر گرفته می‌شود و نمودار چگالی جریان-ولتاژ برای این ضخامت‌ها در شکل۲ (ب) نشان داده شده است.



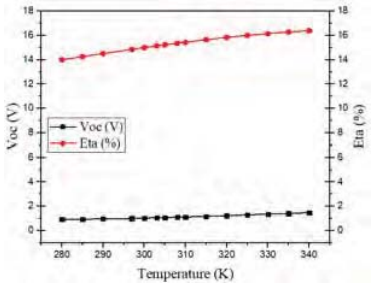
شکل۲: الف) نمودار بازدهی بر حسب ضخامت‌های مختلف لایه‌ها ب) نمودار چگالی جریان- ولتاژ برای ضخامت‌های بهینه

افزایش دما توسط تابش نور یا اعمال جریان، منجربه برانگیختگی ناشی از حرارت می‌شود و با انتقال الکترون‌ها از نوار ظرفیت به نوار رسانش، تعدادی از حالت‌های زیر انرژی فرمی خالی شده و همان تعداد حالت بالای انرژی فرمی پر می‌شوند. با تغییر دما از ۲۸۰ کلوین تا ۳۴۰ کلوین، میزان تغییر در عملکرد سلول خورشیدی پروسکایتی شبیه سازی شده در این تحقیق مورد بررسی قرار گرفت. با توجه به وابستگی چگالی حالت‌های موثر نوار رسانش و نوار ظرفیت به دما، می‌توان نتیجه گرفت که افزایش دما منجر به افزایش چگالی حالت‌های موثر می‌شود. شکل ۳ الف)تغییرات جریان اتصال کوتاه و ضریب پرشدگی و ب) تغییرات ولتاژ مدار باز و بازدهی را نسبت به تغییرات دما نشان می‌دهد.



شکل۳: الف) نمودار تاثیر دما بر جریان اتصال کوتاه و ضریب پرشدگی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۳: ب) نمودار تاثیر دما بر ولتاژ مدار باز و بازدهی سلول خورشیدی پروسکایتی

نتیجه‌گیری

شبیه‌سازی‌های انجام شده مشخص می‌کند که کاهش ضخامت لایه‌ی جاذب باعث می‌شود سطح اتصال پشتی به ناحیه‌ی تخلیه نزدیک‌تر شود بنابراین الکترون‌ها به‌راحتی جذب سطح اتصال پشتی می‌شوند و به دلیل شرکت آنها در پدیده‌ی بازترکیب، میزان الکترون‌های موثر بر روی بازدهی کم می‌شود. کاهش ضخامت لایه‌های انتقال دهنده‌ی حامل‌های بار باعث رسیدن نور بیشتر به لایه‌ی جاذب می‌شود. همچنین افزایش دمای ناشی از تابش نور خورشید منجر به بهبود عملکرد سلول خورشیدی می‌شود.

مراجع

[۱] N. G. Park, “Organometal perovskite light absorbers toward a 20% efficiency low-cost solid-state mesoscopic solar cell,” *J. Phys. Chem. Lett.*, vol. 4, no. 15, pp. 2423–2429, 2013.

[۲] M. A. Green, A. Ho-Baillie, and H. J. Snaith, “The emergence of perovskite solar cells,” *Nat. Photonics*, vol. 8, no. 7, pp. 506–514, 2014.

[۳] T. Leijtens, G. E. Eperon, S. Pathak, A. Abate, M. M. Lee, and H. J. Snaith, “Overcoming ultraviolet light instability of sensitized TiO2 with meso-superstructured organometal tri-halide perovskite solar cells,” *Nat. Commun.*, vol. 4, pp. 1–8, 2013.

[۴] H. Mehrnezhad, A. Behjat, N. Torabi, N. Jahanbakhshizade, and M. Group, “Investigation Zinc Oxide thin film perovskite solar cell using Fullerene and copper Phthalocyanine,” pp. 301–304, 2017.

[۵] G. R. Berdiyorov, F. El-mellouhi, M. E. Madjet, F. H. Alharbi, F. M. Peeters, and S. Kais, “Solar Energy Materials & Solar Cells Effect of halide-mixing on the electronic transport properties of organometallic perovskites,” *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, no. 2015, pp. 1–9, 2020.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۷۸-۱۰-A

بهبود جذب نور در آرایه‌های نیمه‌متناوب سلول‌های خورشیدی نانوسیم مستطیلی سیلیکون بی‌شکل/ کریستالی

سیده لیلا مرتضوی فر[۱،*]، مجتبی شهرکی[۲]، محمدرضا صالحی[۱]، ابراهیم عبیری[۱]

[۱] شیراز، بلوار مدرس،دانشگاه صنعتی شیراز،

[۲] زاهدان، خیابان دانشگاه،دانشگاه سیستان و بلوچستان

[*] l.mortazavifar@sutech.ac.ir

چکیده - در این مقاله، جذب نوری سلول‌های خورشیدی مستطیلی سیلیکون بلوری / بی‌شکل مورد مطالعه قرار گرفته است. هر نانوسیم از یک لایه نازک سیلیکون بی‌شکل تشکیل شده است که بین لایه‌های سیلیکون کریستالی محصور شده است. ساختار پیشنهادی در مقایسه با دیگر سلول‌های خورشیدی نانوسیم دارای هندسه بسیار ساده بوده، در حالی که میزان جذب آن با ساختارهای بسیار پیچیده قابل مقایسه است. برای دستیابی به جذب پهن‌باند از نانو سیم‌های مستطیل شکل دوره‌ای و نیمه دوره‌ای استفاده می‌شود. به منظور به حداکثر رساندن چگالی جریان اتصال کوتاه سلول خورشیدی نانوسیم پیشنهادی، الگوریتم بهینه‌سازی ازدحام ذرات استفاده شده است. نتایج نشان‌دهنده افزایش ۹۶ درصدی چگالی جریان اتصال کوتاه در مقایسه با ساختار فیلم نازک مسطح بهینه‌شده است.

کلید واژه- جذب نوری،جریان اتصال کوتاه،آنتن نوری،سیلیکون،نانوسیم

Absorption improvement in semi-periodic arrays of a-si/c-si Solar cells

SeyedehLeila Mortazavifar[1, *], Mojtaba Shahraki[2], Mohammad Reza Salehi[1], Ebrahim Abiri[1]

[1]Shiraz University of Technology, Modarres Blvd, Shiraz, IRAN.

[2]University of Sistan and baluchestan, Daneshgah Blvd, Zahedan, IRAN.

[*] l.mortazavifar@sutech.ac.ir

Abstract- In this paper, optical absorption of rectangular a-Si/c-Si solar cells is investigated. Each Nanowire is consisted of a thin layer of a-si, which surrounded by c-si layers. The proposed structure has a very simple geometry compared to other nanowire solar cells, while its absorption rate is comparable to very complex structures. Periodic and semi-periodic rectangular nanowires are used to achieve broadband absorption. In order to maximize the short-circuit current density of the proposed nanowire solar cells; particle swarm optimization (PSO) algorithm has been performed. The results show 96% increase in short-circuit current density compared to the optimally thin film structure.

Keywords: Optical Absorption, Short Circuit Current Density, Nano Antenna, Silicon, Nanowire

مقدمه

سلول‌های خورشیدی در چندسال اخیر توجه زیادی را در تحقیقات علمی به‌دلیل مزایای فراوان مانند سودآوری، سبک‌وزن بودن و سادگی ساخت، به خود جلب کرده‌اند. با این حال، بازده کم اینسلول‌ها برای کاربرد عملییک چالش مهم می‌باشد. از این رو افزایش عملکرد سلول‌های خورشیدی همواره مشکلی است که در حین طراحی، باید به آن پرداخته شود.دستکاری رفتار نور برای بیشینه ساختن میزان جذب خورشیدی، روش کلیدی برای افزایش اثربخشی سلول‌های خورشیدی است[۱-۳].

استفاده از نانوسیم‌ها (NW) در سلول‌های خورشیدی(SC) به دلیل ویژگی‌های نوری قابل توجه NWهای نیمه‌هادی از جمله جذب پهن‌باند و امکان تنظیم طیف جذب، توجه روزافزونی را به خود جلب کرده است. مهم‌تر از همه، فناوری NW هزینه تولید SC را به دلیل کاهش استفاده از مواد کمتر می‌کند.

سلول‌های لایه نازک از یک لایه نازک نیمه‌رسانا برای جذب فوتون‌ها استفاده می‌کنند. اولین سلول لایه نازک ساخته شده از نوع آمورف بود. این سلول به دلیل بازدهی کم و همچنین نرخ رسوب بالا نتوانست موفق ظاهر شود.از آنجا کهطول انتشار حامل‌ها در a-Si نسبتاً کم است، اثرات مخربی بر خصوصیات الکتریکی SC دارد.

به همین دلیل، سیلیکون بلوری (c-Si) و سیلیکون بی‌شکل(a-Si)برای استفاده از طول انتشار حامل بالای c-Si و همچنین ضریب جذب بالای a-Si استفاده شده است[۱،۲]. دراین مقاله استفاده از نانوسیم‌های آرایه‌ای مستطیل شکل به عنوان ابزاری جهت افزایش بازدهی سلول خورشیدی پیشنهاد شده است. این سلول‌ها ساختار بسیار ساده‌ای داشته و در مقایسه با سلول‌های نانوسیم با ساختارهای پیچیده نتایج خوبی را ارائه می‌دهند.

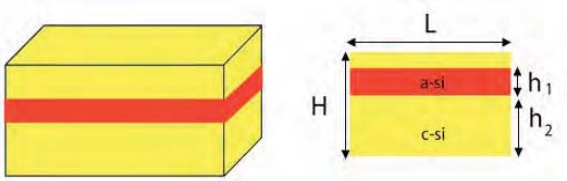
در ادامه مقاله، آرایه‌های مستطیل شکل دوره‌ای و نیمه دوره‌ایc-Si/a-Si بررسی شده‌اند. سپس، از چند NWs با هندسه‌های مختلف برای رسیدن به جذب پهن‌باند استفاده شده است. سرانجام، از الگوریتم بهینه‌سازی ازدحام ذرات (PSO) برای بهینه‌سازی پارامترهای سلول‌های پیشنهادی استفاده گردیده است. نتایج نشان می‌دهد که استفاده از NW های مستطیلی نیمه دوره‌ای منجر به جذب پهن باند در داخل SC می‌شود.

مدل نظری

در این مقاله، جذب نوری سلول‌های خورشیدی نانوسیم مستطیلی سیلیکونc-Si / a-Siمورد بررسی قرار گرفته است. همانطور که در شکل ۱ نشان داده شده است، هر نانوسیم از یک لایه نازک سیلیکون آمورف تشکیل شده است که بین دو لایه سیلیکون بلوری قرار گرفته است. ضخامت لایهسیلیکون آمورف۲۵ نانومتر تنظیم شده است[۴].این لایه به اندازه کافی نازک است که تأثیرات منفی سیلیکون آمورف بر خصوصیات الکتریکینانو وایرقابل اغماض است.

به منظور جلوگیری از نفوذ نانوسیم‌ها، از یک لایه میانی SiO_2بین هرنانو وایر استفاده شده است[۴]. علاوه بر این، سطح نانو وایر نیز با SiO_2به عنوان یک پوشش ضد انعکاس پوشش داده شده است.

فرض بر این است که نور خورشید از قطبش‌های الکتریکی متقاطع(TE)و مغناطیسی متقاطع(TM)تشکیل شده است.



شکل ۱:هندسه مقطعی نانوسیم

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

با استفاده از طیف جذب و با فرض کارایی کامل کوانتومی داخلی، می‌توان چگالی جریان اتصال کوتاه سلول خورشیدی را با استفاده از رابطه(1) بدست آورد[۶].

$$J_{sc} = \int_{lam_1}^{lam_2} \frac{q\lambda}{hc} I(\lambda) A(\lambda) d\lambda \quad (1)$$

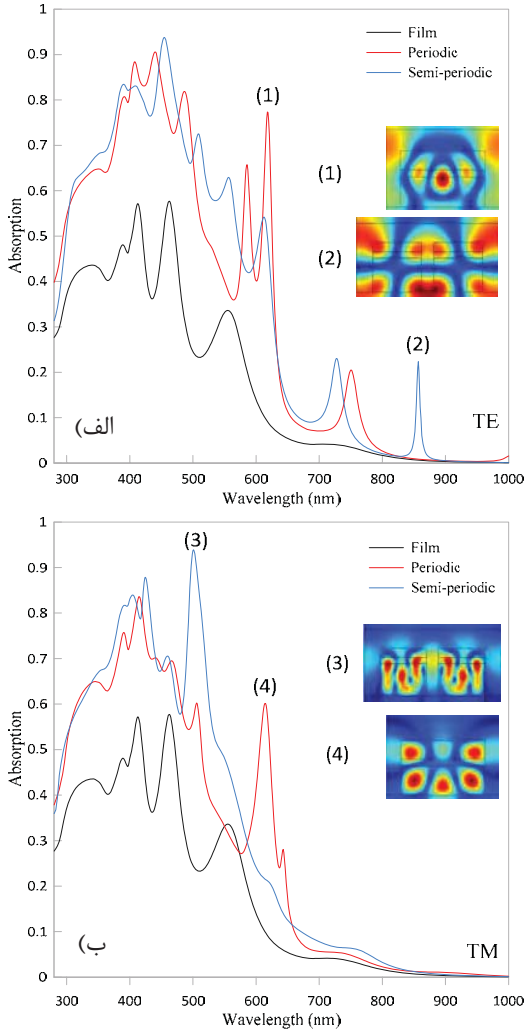
در این حالت،qبار الکترون، λطول موج نور خورشید، hثابت پلانک، cسرعت نور وlam_1, lam_2به حداقل و حداکثر طول موج اشاره دارند که به ترتیب برابر با ۲۸۰ و ۱۰۰۰ نانومتر هستند$A(\lambda)$.جذب نورسلول خورشیدی و $I(\lambda)$شدت تابش جهانی طیف خورشید است که با AM.15نشان داده می‌شود[۷].

آرایه های فیلم نازک

در این آرایه ضخامت لایه سیلیکون آمورف۲۵نانومتر و ضخامت کل ساختار ۲۰۰ نانومتر تنظیم شده است. پارامترهای بهینه این سلول با استفاده از الگوریتم PSO بهصورت L=309.5 nm ،t_{arc}=151/4 nm و h_2=124 nm بهدست می‌آیندکه منجر به چگالی جریان 5.32 mA/cm^2می‌شود. در شکل ۲، طیف‌های جذب فیلم نازک رسم شده است.

آرایه‌های نانوسیم مستطیلی دوره‌ای

برای جذب بهتر نور، شکل ۳الف)آرایه‌های دوره‌ای NW مستطیل‌گون پیشنهادی در بالای بستری از کوارتز با ضخامت کافی قرار می‌گیرند. به دلیل وابستگی زیاد خصوصیات نوری سلول‌های خورشیدی به پارامتر هندسی نانوسیم، از الگوریتمPSO برای استخراج حداکثر چگالی جریان استفاده می‌شود. پارامترهای بهینه در جدول (۱) آورده شده است. در مقایسه با فیلم نازک، آرایه‌های دوره‌ای NW مستطیل‌گونه پیشنهادی جذب بالاتری برای قطبشTE و TM دارند. یک تشدید قوی در حدود ۶۵۰-۶۰۰نانومتر برای قطبش TM وجود دارد.



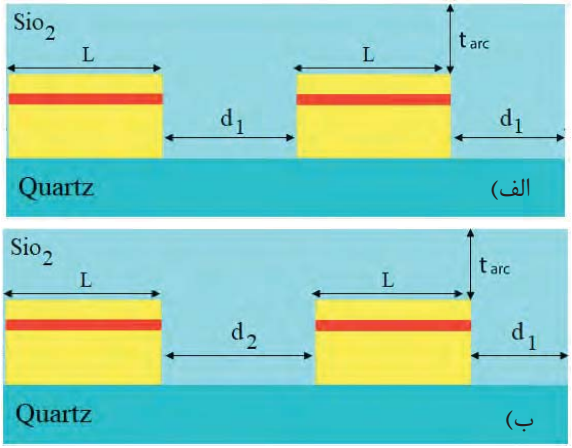
شکل۲: طیف جذب آرایه‌های مستطیلیدوره‌ای و نیمه دوره‌ای پیشنهادی و فیلم نازک SC، برای قطبش الف)TEو ب)TM .

مدهای کاواک (Cavity Modes) برای قطبش TM و برای قطبش TEمدهای گالری زمزمه (whispering Gallery Modes)منجر به افزایش جذب آرایه‌های مستطیل‌گون پیشنهادی می‌شود. طیف جذب برای آرایه های دوره‌ای NW مستطیل‌گون پیشنهادی برای قطبش TEو TM ، در شکل ۳ نشان داده شده است.

آرایه‌های نانوسیم مستطیلی نیمه دوره‌ای

با توجه به شکل۲قسمت ب) برای بهبود جذب NW سلول خورشیدی مستطیلی، از ساختار NW نیمه‌دوره‌ای استفاده شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل۳. آرایه‌های نانوسیم‌مستطیلی الف)دوره‌ای ب)نیمه دوره‌ای

در ساختار نیمه دوره‌ای، اثر آنتن نوری و اثر پراش را می‌توان با تغییر فضای بین هر NW کنترل کرد. با هدف به حداکثر رساندن جریان اتصال کوتاه (J_{SC})از الگوریتمPSOبرای بهینه‌سازی ساختار پیشنهادی استفاده می‌شود.پارمترهای بهینه در جدول (۱) آورده شده است.

طیف جذب آرایه‌های فیلم نازک، دوره‌ای و نیمه دوره ایNW در شکل۲مقایسه شده است. چگالی کل جریان سلول‌های خورشیدی در درجه اول با نسبت منطقه سیلیکون پیش‌بینی شده تعیین می‌شود. با این وجود، حداکثر چگالی جریان موثر نتیجه هر دو اثر پراش و آنتن نوری است. در جدول (۱) مقادیر محاسبه شده پارامترهای بهینه شده برای ساختارهای مختلف پیشنهادی همراه با افزایش Jsc در مقایسه با نانوسیم فیلم نازک ارائه شده است.

جدول ۱:پارامترهای بهینه شده

Structure	Thin film	Periodic	Semiperiodic
L	309.5	301.3	196.6
d_1	-	102.3	132.7
d_2	-	-	50.1
	151.4	76.1	78.2
h_2	124	108	137
J_{SC} (mA/cm^2)	5.32	9.853	10.45

نتیجه گیری

در این مقاله، برای افزایش چگالی جریان سلول‌های خورشیدی از یک آرایه c-Si/a-Siاستفاده شده است و جذب نوردر آرایه‌های مستطیل‌گونه دوره‌ای و نیمه‌دوره‌ای بررسی شده است. به منظور به حداکثر رساندن چگالیجریان اتصال کوتاه سلول خورشیدی، الگوریتم بهینه‌سازی برای تمام ساختارهای پیشنهادی اعمال می‌شود. نتایج محاسبه نشان داد که آرایه‌های مستطیل شکل دوره‌ای بهینه شده علاوه بر اینکه افزایش جذب بهتری در مقایسه با فیلم نازک دارد، حالت‌های تشدید جدیدی را نیز ایجاد می‌کند. ساختار پیشنهادی نیمه‌دوره‌ای در مقایسه با سلول فیلم نازک افزایش ۹۶ درصدی داشته است.

مراجع

[1]F. F. Mahani and A. Mokhtari, "TiO2 circular nano-gratings as anti-reflective coatings and potential color filters for efficient organic solar cells," Journal of nanoelectronics and optoelectronics, vol. 13, no. 11, pp. 1624-1629, 2018.

[2] Y. Gao, F. Jin, Z. Su, H. Zhao, Y. Luo, B. Chu, and W. Li, “Cooperative plasmon enhanced organic solar cells with thermal coevaporated Au and Ag nanoparticles,” Org. Electron. 48, 336–341 (2017).

[3] P. T. Dang, T. K. Nguyen, and K. Q. Le, “Revisited design optimization of metallic gratings for plasmonic light-trapping enhancement in thin organic solar cells,” Opt. Commun. 382, 241–245 (2017).

[4]M. Gwon, Y. Cho, and D.-W. Kim, “Design of surface nanowire arrays for high efficiency thin (≤10 mm) Si solar cells”, Curr. Appl. Phys., Vol. 15, pp. 34-37, Jan. 2015.

[5]M. Shahraki, M.R. Salehi, and E. Abiri, “Optimal design of laterally assembled hexagonal silicon nanowires for broadband absorption enhancement in ultrathin solar cells”, Opt. Eng., Vol. 54, pp. 115102, Nov. 2015.

[6]Yan, X.; Liu, H.; Sibirev, N.; Zhang, X.; Ren, X. “Performance Enhancement of Ultra-Thin Nanowire Array Solar Cells by Bottom Reflectivity Engineering. Nanomaterials” 2020, 10, 184.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

[7]Peter Amalathas, A.; Alkaisi, M.M. "Nanostructures for light trapping in thin film solar cells. Micromachines"2019, 10, 619.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۲۱۴۹-۱۰-A

مطالعه عددی ارتباط بین تغییرشعاع باریکه‌های لیزری و بازتاب پخشی آنها از سطح یک بافت زنده

زهرا مرادپور، محسن بهرامی

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه لرستان، خرم آباد

چکیده – در مطالعه حاضر، با استفاده از روش عددی مونت کارلو، بازتاب پخشی نور لیزر از سطح یک بافت و ارتباط آن با تغییر شعاع باریکه لیزری مورد بررسی قرار گرفته است. در ابتداء، چگالی شار جزیی خروجی از سطح بافت برای دو باریکه گاوسی، یکی با پهنای بی‌نهایت کوچک و دیگری با شعاع ۰٫۲ cm با هم مقایسه شده‌اند. سپس، اندازه چگالی‌های شار جزیی خروجی از سطح بافت در دو حالت برای باریکه‌هایی با شعاع‌های ۰٫۱، ۰٫۲، ۰٫۴، ۰٫۶، ۰٫۸ و ۱ cm محاسبه می‌شود. در حالت اول فاصله شعاعی از راستای مرکز باریکه فرودی در مقدار $r = ۰٫۴\text{cm}$ ثابت فرض شده است ولی زاویه خروج فوتون‌ها متغیر است و در حالت دوم زاویه ثابت و برابر ۳۰° در نظرگرفته می‌شود ولی فاصله شعاعی تغییر می‌کند. نتایج بدست آمده نشان می‌دهند که در حالت اول، باریکه‌ای که دارای شعاع ۰٫۴ cm است بالاترین توزیع چگالی شار جزیی دارد ولی در حالت دوم تقریبا تا قبل از فاصله شعاعی $r = ۰٫۲\text{cm}$ با افزایش پهنای باریکه چگالی شار جزیی خروجی کاهش می‌یابد ولی بعد از آن روند معکوس می‌شود.

کلید واژه- مونت کارلو، بازتاب پخشی،چگالی شار جزیی، بافت زنده.

Numerical study of the relationship between the radius change of laser beams and their diffuse reflections from the surface of a living tissue

Zahra Moradpour, Mohsen Bahrami

Department of Physics, Science Faculty, University of Lorestan, Khorramabad

Abstract- Using the Monte Carlo method, the present study deals with the diffuse reflectance of laser light from the surface of a tissue, and its relationship with the radius change of the laser beams. At first, there was a comparison, in terms of fractional flux densities output from the tissue surface, between two Gaussian beams, one with an extremely small width and the other with a radius of 0.2 cm. Then, there was a calculation, in terms of the magnitudes of the fractional flux densities output from the tissue surface, for beams with radii of 0.1, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, and 1 cm in two states. In the first case, the radial distance from the center of the incident beam is assumed to be constant at r = 0.4 cm, but the exit angle of the photons is variable. In the second case, however, the angle is considered to be constant (equal to 30°), although the radial distance changes. Findings show that in the first case, the beam with a radius of 0.4 cm has the highest fractional flux density distribution, but in the second case, the output fractional flux density decreases nearly before the radial distance r = 0.2 cm, although after that, the trend is reversed.

Keywords: Monte Carlo, diffuse reflectance, fractional flux density, tissue.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

۱- مقدمه

لیزریکی از ابزارهای مهم و پرکاربرد در امور درمانی، تشخیصی و ... در دنیای پزشکی است. روش‌های عددی مکمل روش‌های تجربی‌اند که می‌تواند درباره نحوه عملکرد و برهم کنش لیزر با بافت‌های زنده مختلف به ما دید بهتری بدهد بویژه در جاهایی که امکان اندازه‌گیری تجربی کمیت مورد نظر وجود ندارد[۱]. برای بررسی نحوه انتشار نور و انرژی در داخل بافت‌ها هم از روش‌های تحلیلی مانند نظریهٔ ترابرد فوتون و معادله پخش و هم روش‌های عددی استفاده می‌شود. با توجه به اینکه روش‌های تحلیلی عمدتا برای حالت‌هایی با هندسه منظم دارای جواب تحلیلی‌اند در نتیجه در موارد زیادی که نزدیکتر به واقعیت هستند مجبور به استفاده از روش‌های عددی‌ای همانند روش مونت کارلو هستیم[۲]. روش مونت کارلو در خیلی از موارد به عنوان مرجع و استانداردی برای بررسی درستی و دقت روش‌های دیگر بکار می‌رود که این موضوع اهمیت و کارآمدی این روش را نشان می دهد[۲]. در مطالعه حاضر اینروش برای بررسی ارتباط بین اندازه شعاع لکه نور لیزر و توزیع زاویه‌ای و پخشی فوتون‌های خروجی از سطح یک بافت به کار گرفته می‌شود.

۲- مبانی نظری و روش

در داخل یک بافت، فوتون‌ها مسیرهای نامنظمی را تحت زوایه‌های پراکندگی کاملا تصادفی می‌پیمایند به‌طوریکه بخشی از فوتون‌ها به سمت سطح اولیه یا جلویی بافت برگشته، تحت زوایای مختلفی خارج شده، بازتاب پخشی از سطح بافت را تشکیل می‌دهند. برای شبیه‌سازی عددی رفتار این فوتون‌ها از روش مونت کارلو و مطابق با شکل (۱)استفاده می‌کنیم. هر فوتون از نقطه مرکزی فرود باریکه لیزری $x=0, y=0, z=0$ حرکتخود را شروع می‌کند و بعد از برداشتن یک گام تصادفی به اندازه‌ی s به محل پراکندگی جدیدی می‌رسد.

$$s=\frac{-\ln(RND)}{\mu_a+\mu_s} \qquad (1)$$

که در این رابطه RND یک عدد تصادفی با توزیع یکنواخت در بازه $[0,1]$است. μ_a و μ_s به ترتیب ضرایب جذب و پراکندگی بافت‌اند.



شکل ۱: نمایشی از مراحل انجام شبیه‌سازی.

در محل پراکندگی، بخشی از وزن فوتون مطابق با رابطه $\Delta w = w\frac{\mu_a}{\mu_a+\mu_s}$ جذب محل پراکندگی می‌شود و فوتون با وزن باقیمانده تحت زوایای پراکندگی کاملا تصادفی زیر پراکنده شده، گام جدیدی را طی می‌کند.

$$u_x = Sin\theta \times Cos\varphi$$

$$u_y = Sin\theta \times Sin\varphi \qquad (2)$$

$$u_z = Cos\theta$$

که θ و φ زوایای قطبی و سمتی در دستگاه مختصات کروی متصل به فوتون هستند و از طریق روابط زیر تعیین می‌شوند [۲-۴].

$$Cos\theta = \begin{cases} \left\{\frac{1}{2g}\left\{1-g^2-\left[\frac{1-g^2}{1-g+2g\times RND}\right]^2\right\}\right. & g>0, \neq 1 \\ 2RND-1 & g=0 \\ 1 & g=1 \end{cases} \qquad (3)$$

g عامل ناهمسانگردی و عددی در بازه $[0,1]$است.

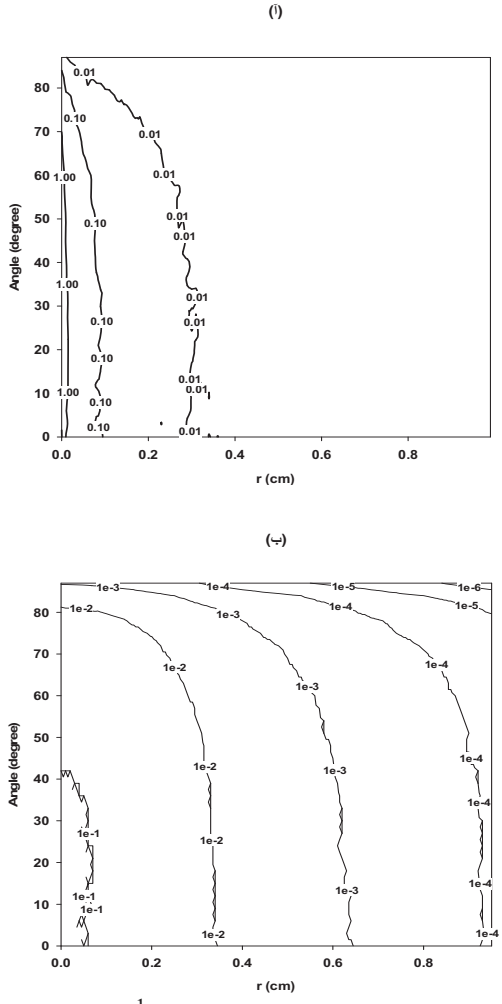
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$$\varphi = 2\pi \times RND \qquad (4)$$

بعد از برداشتن هرگام، بررسی می‌کنیم که آیا فوتون به مرز مورد نظر رسیده است یا نه. اگر فوتون به مرز نرسیده باشد دوباره مطابق با مراحل بیان شده در بالا، به حرکت تصادفی خود ادامه می‌دهد. در صورت رسیدن فوتون به مرز میزان عبور با استفاده از روابط فرنل و علاوه بر این زاویه خروج از سطح محاسبه می‌شود[۲و۴]. اگر باریکه نور لیزر فرودی دارای پهنای غیر صفر باشد، می‌توانیم فرآیند شبیه‌سازی بیان شده فوق را برای آن نیز به کار ببریم ولی نقطه شروع حرکت فوتون‌ها همانند قبل $x=0, y=0, z=0$ نیست بلکه به صورت تصادفی در محل یک نقطه از سطح مقطع باریکه لیزری انتخاب می‌شود[۲]. البته در شیوه‌ای کم هزینه‌تر می‌توانیم از نتایج حاصل از یک باریکه لیزری با پهنای صفر استفاده کنیم و سپس با به‌کارگیری انتگرال پیچش تاثیر باریکه لیزری با سطح مقطع مورد نظر را بدست آوریم[۲و۳].

۳- نتایج و بحث

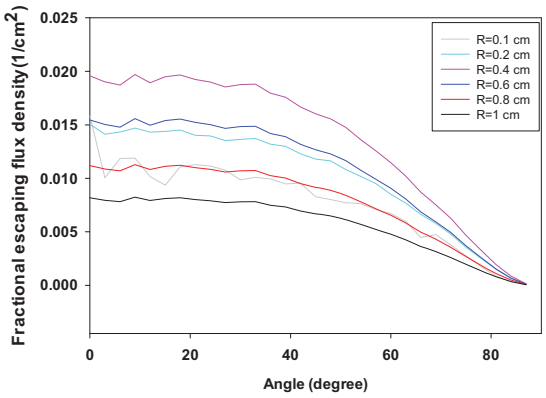
برای شبیه‌سازی حرکت فوتون‌ها در بافت از یک شبکه سه بعدی ۱۰۰×۱۰۰×۱۰۰ با ثابت شبکه۰٫۱cm در دستگاه مختصات دکارتی استفاده می‌کنیم. از پارامترهای نوری ضریب جذب، $\mu_a = ۲۱٫۳/cm$، ضریب پراکندگی $\mu_s = ۳۱۳۱/cm$، عامل ناهمسانگردی۰٫۶۸ = g و ضریب شکست $n = ۱٫۳۸۵$ تحت طول موج ۶۳۰ nm در فرآیند شبیه‌سازی برای بافت استفاده می‌شود[۵]. انرژی و توان باریکه‌های گاوسی به ترتیب برابر۱J و ۱W است.شکل (۲) نمودارهای پربندی مربوط به چگالی شار جزیی خروجی از سطح بافت را برای یک باریکه لیزری با شعاع بی‌نهایت کوچک(شکل۲- آ) و یک باریکه با شعاع ۰٫۲cm (شکل ۲-ب) بر حسب فاصله شعاعی نسبت به راستای نقطه مرکزی فرود باریکه،$r(cm)$،و زاویه خروج فوتون‌ها از سطح بافترانشان می‌دهد.مطابق با شکل، در وضعیتی که باریکه فرودی شعاع بی‌نهایت کوچکی داردبیشتر فوتون‌های خارج شده از سطح بافت با چگالی شار جزیی ثابت $\frac{1}{cm^2}$ ۰٫1 ، بسیار نزدیک به مرکز و در محدوده زوایای بین



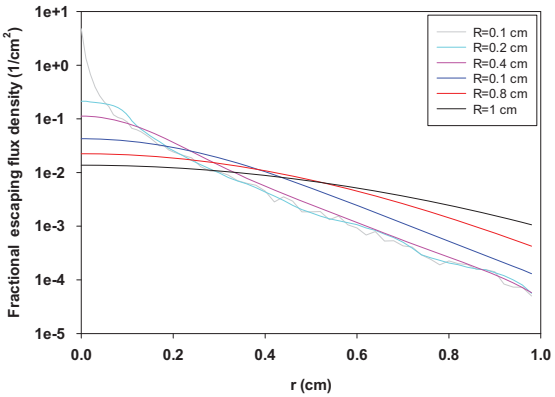
شکل ۲: نمودار پربندی چگالی شار جزیی خروجی($\frac{1}{cm^2}$) از سطح بافت بر حسب فاصله شعاعی از نقطه مرکزی باریکه، $r(cm)$ ، و زاویه خروج فوتون‌ها از سطح بافت(درجه) برای باریکه‌ای: آ- با شعاع بی‌نهایت کوچک. ب- با شعاع ۰٫۲cm.

۰ تا ۶۰ درجه قرار دارند و هر چه از مرکز باریکه دور می‌شویم محدوده زوایای خروجی وسیعتر شده تا زاویه ۹۰ درجه کشیده می‌شوند.وقتی شعاع باریکه افزایش می‌یابد تقریبا همین روند ادامه پیدا می کند ولی محدوده ۹۰ درجه‌ای زوایای خروج فوتون‌ها در فواصل شعاعی بیشتری رخ می‌دهند. علت این موضوع اینست که در باریکه اول نسبت به باریکه دوم زاویه تابش فوتون‌هایفرودی مقادیری کوچکتری دارند در نتیجه طبق رابطهاسنل-دکارت، $n_1 sin\theta_1 = n_2 sin\theta_2$، زاویه خروجی آنها نیز کوچکتر خواهد بود.در گام بعدیچگالی شار جزیی خروجی را در یک فاصله شعاعی ۰٫۳cm $r =$ از مرکز باریکه‌ها، تحت زوایای مختلف برای باریکه‌هایی با شعاع ۰٫۱، ۰٫۲، ۰٫۴، ۰٫۶، ۰٫۸ و ۱ cm محاسبه ورسم کرده ایم(شکل ۳).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۳:چگالی شار جزیی خروجی از سطح بافت بر حسب زاویه خروجی (درجه) در فاصله شعاعی ۰٫۳cm $r = ۰$ از نقطه مرکزی باریکه فرودی.



شکل ۴:نمودار چگالی شار جزیی خروجی از سطح بافت($\frac{1}{cm^2}$) بر حسب فاصله شعاعی(cm) از نقطه مرکزی باریکه لیزر فرودی، تحت زاویه خروجی $\theta = ۳۰^\circ$.

مطابق با نتایج بدست آمده، با افزایش شعاع باریکه تا حد ۰٫۴cm مقدار چگالی شار جزیی در بیشتر زاویه‌ها افزایش می‌یابد ولی بعد از آن با افزایش شعاع باریکه، اندازه چگالی شار جزیی روندی نزولی پیدا می‌کند به‌طوری‌که در شعاع cm ۱ به کمترین مقدار افت پیدا می‌کند. در باریکه‌های با توزیع گاوسی، بیشتر انرژی در فاصله بین مرکز تا جایی که تابیدگی به 1/e مقدار ماکزیمم مرکزی برسد متمرکز می‌شود در نتیجه به نظر می‌رسد که برای فاصله شعاعی ۰٫۳cm $r = ۰$ باریکه لیزری با شعاع۰٫۴cm مطلوبترین وضعیت توزیع انرژی را داشته باشد. در باریکه‌های پهن‌تر بخشی از انرژی در فواصل شعاعی بزرگتر از مقدار ۰٫۳cm $r = ۰$ پخش می‌شود که طبیعتا احتمال اینکه این انرژی به هنگام خروج از سطح بافت، به سمت نواحی نزدیک به مرکز باریکه متمایل شود کمتر است.

در شکل (۴) چگالی شار جزیی خروجی از بافت بر حسب فاصله شعاعی مرکز باریکه‌ها تحت زاویه ۳۰°برای باریکه‌های مختلف رسم شده است. بر طبق رابطه شکست اسنل-دکارت، زاویه حد بافت تقریبا۴۶° است و برای زاویه خروجی ۳۰°، بایستی زوایه تابش فرودی فوتون‌ها حدود ۲۱° باشد. همانطوریکه در بالا نیز اشاره شد در باریکه‌های با شعاع کوچکتر بیشتر انرژی در نواحی نزدیک مرکز فرود باریکه متمرکز شده است در نتیجه در فاصله‌های شعاعی کوچکتر فوتون‌های بیشتری شرایط خروج تحت زاویه ۳۰°دارند ولی برای فاصله‌های بزرگتر این شرایط برای باریکه‌های بزرگتر برقرار است.

۴- نتیجه‌گیری

نتایج محاسبات نشان داد که در شرایطی که فاصله شعاعی ثابت است ولی زاویه خرجی فوتون‌ها تغییر می‌کند، باریکه‌ی با شعاع ۰٫۴ cm بیشترین توزیع چگالی شار جزیی را تقریبا در همه زوایا دارد. تحت شرایطی که زاویه خروجی فوتون‌ها از سطح ثابتولی فاصله شعاعی متغیر باشد توزیع چگالی شار جزیی برای همه باریکه‌ها تا قبل از یک محدوده از فاصله‌های شعاعی، با افزایش پهنای باریکه کاهش می‌یابد ولی بعد از این محدوده تغییرات روندی متفاوت از قبل را طی می‌کند.

مرجع‌ها

[1] M.H. Niemz. Laser-tissue interactions: Fundamentals and applications,3th, Springer, 2004.

[2]A. J. Welch, M. J. C. van Gemert, Optical thermal response of laser irradiated tissue, Springer, 1995.

[3] L. H. Wang, S. L. Jacques and L.Q. Zheng, MCML-Monte Carlo modeling of photon transport in multi-layered tissues. Comput.methods Programs biomed, 47:131-146(1995).

[4] Lu. Renfu, Light Scattering Technology for Food Property, Quality and Safety Assessment, crc, 2016.

[5] T. Vo-Dinh, biomedical photonics handbook, 2th, crc, 2015.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران. ۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۸۰-۱۰-A

شبیه‌سازی اتلاف توان امواج تراهرتز حین انتقال به نانوماشین داخل بافت زنده

ضحی عامری، فاضل جهانگیری

تهران، اوین، دانشگاه شهید بهشتی، پژوهشکده لیزرو پلاسما

چکیده - ارتباطات بی سیم از طریق امواج الکترومغناطیسی در بازه فرکانسی تراهرتز بین نانوماشین‌های تعبیه شده در داخل بدن با یکدیگر و نیز با قطعات پوششی هوشمند بیرون بدن، می‌تواند در بررسی علائم حیاتی و به طور کلی کنترل سلامت بدن انسان مورد استفاده قرار گیرد. در این مقاله به مطالعه اتلاف ناشی از جذب، پراکندگی و بازتاب این امواج در مرز و در حین انتشار در لایه‌های خون، چربی، پوست و هوا می‌پردازیم. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که جذب در لایه خون با اتلاف ۳۹۵.۹dB-۶۴۱.۶ و پراکندگی در لایه چربی با اتلاف ۳۷.۵۱dB-۲۲۲.۳ در بازه‌ی طول موجی ۰.۳mm-۳ بیشترین عامل اتلاف راه امواج تراهرتز در حین انتشار می‌باشد.

کلید واژه- ارتباطات بی سیم، امواج تراهرتز، اتلاف راه

Simulation of Terahertz wave's power loss during propagation to Nanomachine inside the live tissue

Zoha Ameri, Fazel Jahangiri

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Evin, Tehran

Abstract- Wireless communications via electromagnetic waves at Terahertz frequencies,between implanted nanomachines insidethe bodyas well as smart wearable devicesoutside the body, can be used in vital human signs monitoring and in general health monitoring. In this paper, we peruse absorption and scattering loss due to Terahertz propagation through blood, fat, skinand air layers as well as reflection from their boundaries.The simulation results show that blood layer with absorption loss of 395.9-641.6dB and fat layer with scattering loss of 37.51-222.3dB in the wavelength range of 0.3-3mm, are the main reason of the path loss during terahertz wave propagation.

Keywords: Wireless Communication, Terahertz waves, Path loss

مقدمه

نانوماشین، قطعه ای مجتمع با ابعاد ۱۰۰ -۱۰ میکرومتر می باشد که قادر به انجام عملیات ساده همانند حس کردن، انجام محاسبات ساده، برقراری ارتباطات و تحریک موضعی می باشد[۷].با اتصال مجموعه ای از نانوماشین‌ها به یکدیگر می توان یک شبکه ی نانویی ایجاد کرد که قادر به فعالیت‌های پیشرفته‌تری همانند انتقال دارو و پایش سلامت هستند. این ارتباط می تواند صرفا بین نانوماشین-هایی که داخل بدن کارگذاشته شده‌اند باشد و یا بین مجموعه‌ای از ماشین‌ها با دستگاه هوشمندی که برروی بدن انسان (مثلا به شکل یک مچبند) قرار دارد. همچنین بسته به اینکه کدام یک فرستنده/گیرنده باشد، کاربرد متفاوت است. برای انتقال دارو معمولا دستگاه پوشیدنی هوشمند نقش فرستنده را دارد، درحالی که در کاربرد های مربوط به حسگر زیستی این کار به عهده نانوماشین داخل بدن است. برای برقراری ارتباط بین این نانوماشین‌ها می-توان از فرکانس رادیویی، اپتیکی و تراهرتز استفاده کرد. اما فرکانس رادیویی به علت ابعادبزرگ، پیچیدگی زیاد وتوان مصرفی بالا مناسب نمی‌باشد. از طرف دیگر، فرکانس تراهرتز اتلاف راه کمتری در عبور از بافت ها در قیاس با فرکانس اپتیکی دارد[۱۰].

با فرض اینکه نانوماشین در لایه خون کشت شده باشد، برای بررسی علائم زیستی بدن و انتقال اطلاعات به دستگاه هوشمند، پرتو تراهرتز باید از لایه های چربی، پوست و هوا نیز بگذرد که در هر لایه دچار اتلاف جذب و پراکندگی و در عبور از هر مرز دارای اتلاف بازتاب می‌شود. تاکنون شبیه سازی انتشار تراهرتز در بافت پوست و بررسی میزان آب جذب شده در آن به شناسایی پوست سرطانی منجر شده است[۳]. همچنین اتلاف راه ناشی از جذب، پراکندگی و گستردگی در دو فرکانس تراهرتز و اپتیکی در بافت پوست، خون و آب مورد محاسبه و مقایسه قرار گرفته است[۶]. مقاله حاضر اتلاف راه انتشار از لایه های خون-چربی-پوست-هوا را با در نظرگرفتن اتلاف راه‌های ناشی از جذب، پراکندگی و بازتاب بررسی کرده است. هم‌چنین اثر دما در نویز تاثیرگذار است و ازآنجایی که در این مقاله به نویز پرداخته نشده‌است، از اثردما صرف نظر شده‌است. نتایج شبیه‌سازی ما نشان می-دهد که بیشترین اتلاف جذب برای خون و کم ترین آن برای لایه‌ی شاخه‌ای پوست به دست آمده است. همچنین ضریب اتلاف پراکندگی برای چربی بیشینه و برای خون کمینه است.

اصول تئوری

از آنجا که برای طراحی دقیق و عملیاتی نانوماشین‌ها نیاز است تا توان دریافتی هر نانوماشین درنظر گرفته شود، لذا محاسبه اتلاف راه پارامتری کلیدی است. برای محاسبه‌ی اتلاف در هر لایه می‌بایست ضریب شکست وابسته به فرکانس آن از طریق نمودار پاشندگی وضریب گذردهی الکتریکی استخراج شود. از میان مدل‌های ارائه شده برای محاسبه ضریب شکست در بازه تراهرتز و در بافت زیستی، مدل دوگانه دبای بیشترین انطباق را با نتایج تجربی دارد. این مدل بهترین تقریب برای محاسبه گذردهی الکتریکی مختلط را برای مایعات دوقطبی همانند آب تا فرکانس یک تراهرتز ارائه می دهد[۹]. از آنجایی که پلاسمای خون ۹۵٪، چربی ۱۰٪ و پوست دارای ۷۰٪ آب (حداقل ۱۰٪ در لایه شاخه‌ای) می باشد، مدل فوق می‌تواند برای این لایه‌ها نیز مورد استفاده قرار گیرد. لایه‌های انتشار تراهرتز به ترتیب از نانوماشین به دستگاه هوشمند شامل خون، چربی، پوست و هوا هستند. ۵۵٪ خون را پلاسما تشکیل می دهد که نقش عمده جذب در خون را دارد. همچنین ۴۴٪ خون را گلبول‌های قرمز تشکیل می‌دهد که نقش عمده‌ای در پراکندگی امواج تراهرتز از خون ایفا می‌کند. مابقی ۱٪ به گلبول های سفید و پلاکت‌ها تعلق دارد. علاوه بر این، بافت چربی از سلول‌های آدیپوسیت تشکیل شده است که اندازه‌ی بزرگ‌تری در مقایسه با ذرات تشکیل دهنده خون دارد و می‌تواند تا ۱۰٪ آب داشته باشد. همچنین بافت پوست به طور کلی از ۴ لایه تشکیل شده است و لایه‌ای که با محیط بیرون و لذا دستگاه هوشمند در ارتباط است، لایه شاخه‌ای است که شامل ۱۰٪ آب می‌باشد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

از سوی دیگر، رابطه دبای دوگانه در رابطه (۱) آورده شده است[۶]که ε_∞ حد گذردهی در فرکانس بالا، ε_1 گذردهی در فرکانس شروع، ε_2 گذردهی در فرکانس میانی ،τ_1 زمان واهلش کند (شکسته شدن پیوند مولکول‌ها) وτ_2 زمان واهلش سریع (تشکیل پیوندها) می‌باشد:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{1 + i\omega\tau_1} + \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_\infty)}{1 + i\omega\tau_2} \qquad (۱)$$

جد

مرجع	τ_2(ps)	τ_1(ps)	ε_2	ε_1	ε_∞	بافت
[۱]	۰.۱	۸	۳۰.۶	۷۸.۸	۱۰.۷	خون (پلاسما)
[۲]	۰.۲	۱۰	۳۰.۶	۶۰	۳	چربی
[۳]	۰.۲	۱۰.۶	۳۰.۶	۶۰	۳	پوست

با کمک ضرایب دبای موجود در جدول(۱) می‌توان $\varepsilon(\omega)$و از آن طریق ضریب شکست را محاسبه‌کرد. اتلاف راه در هر یک از لایه‌ها از مجموع اتلاف جذب، پراکندگی و بازتاب طبق رابطه‌ی (۲) محاسبه می‌شود[۶]:

$$\mathrm{PL_{tot}} = \mathrm{PL_{abs}}(dB) + \mathrm{PL_{sca}}(dB) + \mathrm{PL_{ref}}(dB) \qquad (۲)$$

همچنین اتلاف راه جذب از معادله‌ی بیر-لامبرت به دست می‌آید[۶]:

$$L_{abs} = e^{-\mu_{abs}d}\ ,\ \mu_{abs} = \frac{4\pi n''}{\lambda} \qquad (۳)$$

که در آنμ_{abs} ضریب جذب و"nبخش موهومی ضریب شکست می‌باشد. علاوه بر این، اتلاف راه برای پراکندگی‌های ناشی از ذرات بزرگ (قطرذره $\lambda \ll$) از روابط زیر محاسبه می‌شود[۶]:

$$PL_{sca} = e^{-\mu_{sca}d} \qquad (۴)$$

$$\mu_{sca} = \rho_v(Q_{ext} - Q_{abs})\sigma_g \qquad (۵)$$

$$Q_{ext} = 2 - \frac{4}{p}sin(p) + \frac{4}{p^2}(1 - cos\,(p)) \qquad (۶)$$

$$\rho_v = \frac{k}{\frac{4}{3}\pi r^3} \qquad (۷)$$

که در آنμ_{sca}، ضریب پراکندگی ρ_v، غلظت ذره Q_{sca}، بهره پراکندگی σ_g، سطح مقطع هندسی P، تاخیر فاز پرتویی که از مرکز ذره می گذرد، k کسر حجمی و r شعاع ذره می‌باشد.

از سوی دیگر، اتلاف راه برای پراکندگی کوچک (قطرذره $\lambda \ll$) از رابطه‌ی (۸)محاسبه می‌شود[۶]:

$$PL_{sca} = e^{-\mu_{sca}d} \qquad (۸)$$

$$\mu_{sca} = \rho_v Q_{sca}\sigma_g \qquad (۹)$$

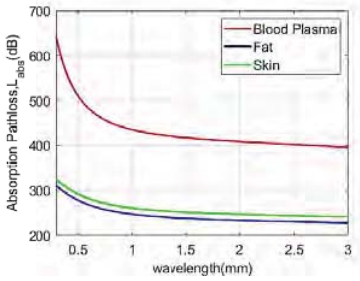
$$(۱۰)$$

باید توجه داشت که عبور از هر مرز نیز با اتلاف بازتاب همراه است که برای محاسبه ضریب بازتاب می‌توان از روابط فرنل [۶] استفاده کرد:

$$\mathrm{R}_\perp = \left|\frac{\cos(\theta) - \sqrt{n_{21}^2 - sin^2(\theta)}}{\cos(\theta) + \sqrt{n_{21}^2 - sin^2(\theta)}}\right|^2 \qquad (۱۱)$$

نتایج شبیه سازی و بحث

شبیه‌سازی اتلاف راه بااستفاده از نرم‌افزار MATLAB و به صورت عددی انجام شده است. اتلاف راه جذب برای انتشار ۱.۵ میلی‌متری و برای فرکانس ۱- ۱. ۰تراهرتز در شکل۱ نشان داده شده است. از آنجایی که ۹۵٪ پلاسما را آب تشکیل می‌دهد و آب جاذب تراهرتز است، عمده جذب تراهرتز در بافت خون به پلاسمای خون مربوط است.



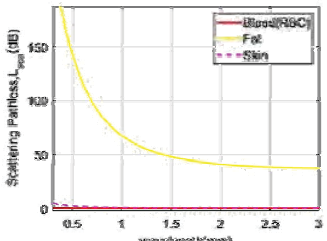
شکل ۱:مقایسه اتلاف راه جذب برای سه لایه خون، چربی و پوست

مشاهده می‌شود که اتلاف راه جذب با افزایش طول موج (کاهش فرکانس) کاهش می‌یابد. هم چنین، بافت خون به علت داشتن میزان آب بیشتر، بیشینه جذب تراهرتز و درنتیجه اتلاف راه جذب را دارد. اتلاف راه ناشی از پراکندگی پرتو تراهرتز از ذرات داخل سه بافت خون، پوست(کورنئوسیت) و چربی(آدیپوسیت)با استفاده از جدول۲در شکل۲ نمایش داده شده‌است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

جدول۲: شعاع وکسرحجمی برای سلول‌های سازنده سه بافت مختلف

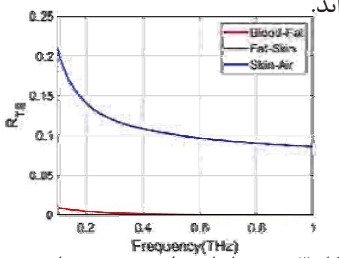
ذره	شعاع (m)	کسرحجمی	مراجع
گلبول قرمز	$\times 10^{-6}$۴	%۴۱	[۵]، [۶]
سلول چربی		%۴۰	[۶]
سلول پوست		%۲	[۴]



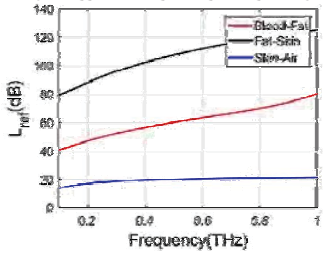
شکل ۲:اتلاف راه پراکندگی برای سه لایه‌ی خون، چربی و پوست به ازای انتشار ۱.۵ میلی‌متری

همانطور که از شکل۲ نیز مشخص است، اتلاف راه پراکندگی برای ذرات با قطر بزرگ‌تر بیشتر است و سلول چربی اتلاف راه پراکندگی قابل توجهی در قیاس با سایر لایه‌ها دارد.

نمودارهای(۳) و (۴)، ضریب بازتاب و اتلاف راه بازتاب را برای سه مرز خون-چربی، چربی-پوست و پوست-هوا نشان می‌دهند که با فرض فرود عمود و قطبش TE محاسبه شده‌اند.



شکل ۳:ضریب بازتاب برای سه مرز متفاوت



شکل۴:اتلاف راه بازتاب برای سه مرز متفاوت

از آنجایی که دو لایه پوست و هوا بیشترین اختلاف ضریب شکست را دارند، ضریب بازتاب از مرز پوست-هوا نیز مقدار بیشتری در قیاس با دو مرز دیگر دارد. در شکل(۴)، ضریب بازتاب در حوزه‌ی دسی‌بل رسم شده تا قابل قیاس با سایر اتلاف‌ها باشد.

نتیجه‌گیری

ارتباطات بین نانوماشین‌ها با یکدیگر در داخل بدن یا با قطعه پوششی در خارج بدن از طریق امواج تراهرتز می‌تواند منجر به بررسی سلامت بدن گردد. در این مقاله،توان اتلافی در انتقال پرتو تراهرتز از نانوماشین داخل بافت زیستی خون به قطعه پوششی روی پوست محاسبه شده است.نتایج شبیه‌سازی عددی نشان می‌دهد که خون با۶۴۱.۶dB وچربی با ۲۲۳.۳dBبیشترین اتلاف جذب‌و پراکندگی را در فرکانس ۱THz دارند. هم‌چنین در این فرکانس اتلاف بازتاب از مرز پوست-هوا با ۹۵.۵۱dB غالب است. از میان اتلاف راه‌های محاسبه‌شده، اتلاف جذب دارای بیشترین سهم (۶۴۱.۶-۲۲۸dB)می‌باشد. اتلاف راه نهایی در هر لایه از مجموع (dB) این اتلاف‌ها محاسبه می‌گردد.

مراجع

[1] C. B. Reid, G. Reese, A. Gibson " *IEEE Journal of Biomedical and Health Informatics,* 2013.

[2] H. Elayan, C. Stefanin, and J. M. Jorne," *IEEE Transactions on NanoBioscience*vol. 17, 2018.

[3] E. Pickwell-MacPherson, B. Cole, and V. P. Wallace," *Applied Physics Letters,* vol. 84, 2004.

[4] C.R.Harding," *Dermatologic therapy,* pp. 6-15.

[5] T. I. Zohdi, F. A. Kuypers and W.-C. Lee," *International Journal of Engineering Science,* vol. 48, p. 1681–1691, 2010.

[6] R. M. Shubair, M.S. Youssef, N. Imad and A.A. Alqasim *," Design of Intra-body Nanocommunication Network for Future Nano-medicine".*

[7] I. F. Akyildiz and J. M. Jornet," *Elsevier Nano Communication Journal,* pp. 3-19, 2010.

[8] K. M. Yaws, D. Mixon and W. P. Roach, *Conference on Optical Interactions with Tissue and Cells [18th]*, 2007.

[9] F. R. Misbah Huzaira, M. Rajadhyaksha, R. R. Anderson and a. S. GonzaÂlez," *Journal of Investigative Dermatology ,* vol. 116, 2001.

[10] N. Saeed, M. H. Loukil, H. Sarieddeen, T. Y. Al-Naffouri and a. M.-S. Alouini, "Body-Centric Terahertz Networks:Prospects and Challenges"

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۲۵۲۱-۱۰-A

افزایش دقت اندازه‌گیری غلظت بیومس باکتری ای‌کولای K-12 سویهٔ MG1655 با استفاده از چگالی اپتیکی

اعظم توسلی کوپائی، جعفر مصطفوی امجد، محمد دهقان نیری

دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه، زنجان

tavassolip1990@gmail.com, mostafavi@iasbs.ac.ir, m.d.niry@iasbs.ac.ir

چکیده –اندازه‌گیری OD یا چگالی اپتیکی، هنگامی که تنها پراکندگی در میرایی نور نقش دارد، روشی پرکاربرد است که در رویکردهای میکروبیولوژیکی برای ارزیابی کمی رشد میکروارگانیزم‌ها به‌کار می‌رود. اما کاربرد روش‌های مبتنی بر اندازه‌گیری OD به انتخاب طول موج وابسته است. در این پژوهش، با استفاده ازروش اندازه‌گیری چگالی اپتیکی، منحنی رشد را برای نمونهٔ باکتری ای‌کولای K-12 سویهٔ MG1655 به دست آوردیم و نشان دادیم که چگالی اپتیکی تنها در بازهٔ طول موج مرئی، بیانگر غلظت بیومس باکتریایی است.

کلید واژه-ای‌کولای،چگالی اپتیکی، غلظت،قانون بیر-لامبرت، منحنی رشد.

Improving the accuracy of E. coli K-12 strain MG1655 biomassconcentration measurement using optical density

Azam Tavassoli Koupaei,Jafar Mostafavi Amjad, Mohammad Dehghan Niry

Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan

tavassolip1990@gmail.com,mostafavi@iasbs.ac.ir,m.d.niry@iasbs.ac.ir

Abstract- Optical density is widely used as a proxy for measuring biomass concentration in microbiology approaches when light attenuation is dominated by scattering. However, the applicability of OD-based correlations is highly dependent on the wavelength. In this study, using the optical density measurement method, we obtained the growth curve for E.coli K-12 strain MG-1655 and displayed that OD indicates the concentration of bacterial biomass solely in the visible wavelength range.

Keywords: E.coli, Optical Density, Concentration, Beer-Lambert Law,Growth Curve.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

اندازه‌گیری چگالی اپتیکی یا OD، متداول‌ترین روشی است که در آزمایشگاه‌های میکروبیولوژی به‌کار می‌رود تا رشد میکروبی را به صورت کمی ارزیابی کند. کاربرد OD معمولاً بر اساس قانون بیر-لامبرت مورد بحث قرار می‌گیرد. هنگامی که نور از درون لایه‌ای از محلول با ضخامت l و غلظتی معادل c عبور می‌کند در اثر برهم‌کنش میان فوتون‌ها و ذرات جاذب، شدت باریکه از I_0 به I کاهش می‌یابد. مطابق قانون بیر-لامبرت:

0

که در این رابطه ϵ ضریب میرایی، c غلظت نمونه و l طول مسیر تابش از کُوِت حاوی نمونه است[۱]. جذب و پراکندگی نور، اساس استفاده از ODدر اندازه‌گیری غلظت بیومس و رنگدانه‌هاست. هنگامی که نور از یک محلول همگن عبور می کند، تنها جذب در میرایی شدت نور سهیم است. اما اگر سوسپانسیونی داشته باشیم که از دو یا چند فاز تشکیل شده باشد، پراکندگی که ناشی از تفاوت در ضرایب شکست است نیز در میرایی نور نقش خواهد داشت[۲]. انتخاب طول موج یک فاکتور اساسی در اندازه‌گیری OD است. رابطهٔ بین OD و غلظت بیومس در طول موج جذب رنگدانه‌های موجود در سلول زنده می‌تواند به‌طور قابل ملاحظه‌ای با تغییر شرایط کشت تغییرمی‌کند. بنابراین، لازم است طول موج از ناحیه‌ای از طیف انتخاب شود که از قلهٔ جذب (اگر وجود داشته باشد) دور باشد. زیرا در این ناحیه اثرات جذب نسبت به پراکندگی بسیار کم‌تر است و چون تغییرات پراکندگی متناسب باتغییرات جمعیت ذرات است، پس در طول موج‌هایی با این ویژگی می‌توان به مقدار چگالی ماده یا OD رسید[۳].

منحنی رشد

رشد جمعیت به وسیلهٔ آنالیز منحنی رشدکشت میکروبی مطالعه می‌شود. هنگامی که میکروارگانیسم‌ها در محیط مایع کشت داده می‌شوند معمولاًدر یک سیستم بسته رشد می‌کنند.به‌دلیل این که محیط کشت تازه‌ای در طول گرماگذاری (انکوباسیون) وارد سیستم نمی‌شود، غلظت مواد غذایی کاهش و غلظت مواد زائد افزایش می‌یابد. رشد میکروارگانیسم‌های تکثیر یافته با تقسیم دوتایی را می‌توان به صورت لگاریتم تعداد سلول‌های زنده با زمان گرماگذاری، در یک منحنی رسم کرد(شکل۱).



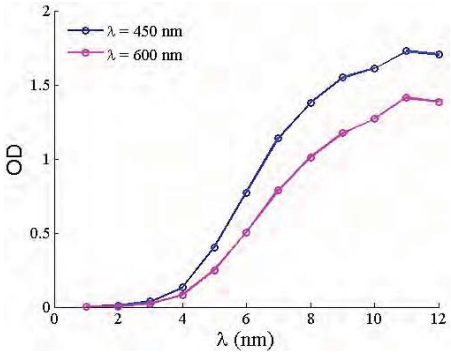
شکل۱: منحنی رشد میکروبی در یک سیستم بسته: چهار مرحلهٔ منحنی رشد به ترتیب از چپ به راست شامل فاز تأخیر، رشد نمایی، سکون، و مرگ است.

منحنی حاصل دارای چهار فاز جداگانه است: فاز تأخیر، فاز لگاریتمی یا نمایی، فاز سکون و فاز مرگ. هنگامی که میکروارگانیسم‌ها به یک محیط کشت تازه وارد می‌شوند، معمولاً افزایش فوری در تعداد سلول‌ها رخ نمی‌دهد. بنابراین این دوره، فاز تأخیر نامیده می‌شود. در جریان فازلگاریتمی یا نمایی، میکروارگانیسم‌ها بسته به توانایی ژنتیکی، طبیعت محیط کشت و دیگر شرایط، با بیشترین سرعت ممکن رشد کرده و تقسیم می‌شوند. نرخ رشد آن‌ها در طول رشد لگاریتمی ثابت است؛ به این معنی که میکروارگانیسم‌ها در فاصله‌های زمانی منظم تقسیم شده و تعدادشان دو برابر می‌شود. در این فاز، جمعیت بیشترین همسانی را از حیث ویژگی‌های شیمیایی و فیزیولوژیکی

داراست؛ بنابراین معمولاً از فاز نمایی در مطالعات بیوشیمیایی و فیزیولوژیکی استفاده می‌شود. در فاز سکون تعداد نهایی میکروارگانیسم‌های زنده، ثابت باقی می‌ماند. این می‌تواند نتیجهٔ تعادل بین تقسیم سلولی و مرگ سلولی باشد[۴].

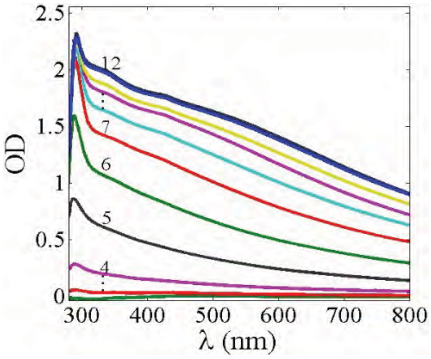
اندازه‌گیری ODو ترسیم منحنی رشد

نمودار OD برحسب زمان برای باکتری ای‌کولای K-12سویهٔ MG1655 که در یک محیط کشت مایعِ بسته در دمای $37\ ^{\circ}C$ کشت داده شده است با دستگاه طیف‌سنج Carry-5، در فاصله‌های زمانی یک ساعته برای ۱۲ ساعت کشت به صورت شکل ۲ در دو طول موج $\lambda = 450\ nm$ و $\lambda = 600\ nm$ به‌دست آمده است. اما این نمودار رفتار نمایی را در فاز رشد نمایی نشان نمی‌دهد (از ساعت پنجم تا هفتم، رشد خطی است و از ساعت هفتم تاقبل از اشباع، شیب به مرور کم می‌شود) و باید تصحیح شود.



شکل ۲ منحنی رشد باکتری ای‌کولای در طول موج‌های $\lambda = 450\ nm$ و $\lambda = 600\ nm$ برای۱۲ ساعت کشت.

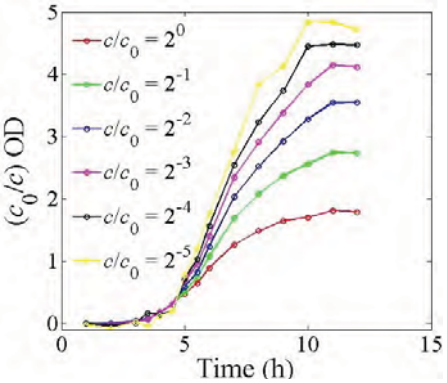
از آن‌جایی که باکتری ای‌کولای فاقد رنگدانه ودر نتیجه قلهٔ جذب مرتبط با آن است، طیف طول موج مرئی می‌تواند برای اندازه‌گیری OD انتخاب شود. شکل ۳ نمودار چگالی اپتیکی باکتری ای‌کولای را در ساعت‌های مختلف از شروع کشت برحسب طول موج نشان می‌دهد. در این نمودار، روند افزایشی OD با افزایش زمان کشت قابل مشاهده است. هم‌چنین برای هر منحنی (طیف جذب در هر ساعت)، با افزایش طول موج، OD کاهش می‌یابد.



شکل۳: نمودارOD برحسب طول موج در ساعت‌های اول تا دوازدهم از شروع کشت.

تصحیح اندازه‌گیری غلظت بیومس

شکل ۴ نمودار چگالی اپتیکی برحسب زمان را برای نمونهٔ باکتری ای‌کولای K-12 سویهٔ MG1655 نشان می‌دهد. با توجه به نمودار، غلظت بیومس، تنها برای نمونهٔ رقیق شده با OD متناسب است.

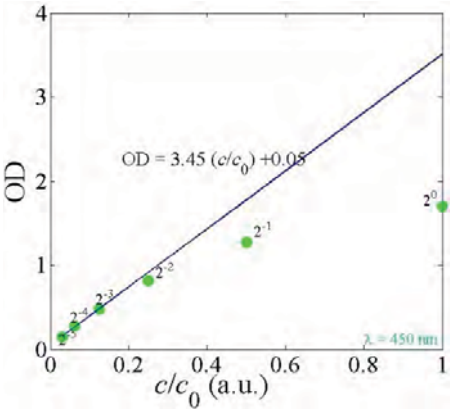


شکل ۴: نمودار OD (c_0/c) برحسب زمان برای غلظت اصلی بیومس باکتری و رقّت‌های سریالی تهیه شده از آندر فواصل زمانییک ساعته برای ۱۲ ساعت کشت(در فاصله زمانی ۳ الی ۶ ساعت،پله‌های زمانی، نیم‌ساعته انتخاب شده است).

اگر منحنی قرمز رنگ (نخستین منحنی از پایین) که نمایندهٔ غلظت اصلی است را در نظر بگیریم، این‌گونه به نظر می‌رسد که فاز سکون از ساعت هفتم آغاز می‌شود، در حالی‌که منحنی زردرنگ (بالاترین منحنی) نشان می‌دهد که زمان شروع فاز سکون در واقع از ساعت دهم است. اگر رابطهٔ OD و بیومس خطی باشد، با دو برابر کردن OD

برای نمونه‌ای که به میزان $\frac{1}{2}$ رقیق شده، انتظار می‌رود که منحنی مربوط به آن (منحنی سبز) بر منحنی مربوط به غلظت اصلی (منحنی قرمز) منطبق شود. به همین ترتیب انتظار داریم منحنی مربوط به رقّت‌های دیگر نیز بر منحنی قرمز منطبق شود. ولی این انتظار تنها برای ساعت‌های اولیهٔ شروع کشت برآورده می‌شود؛ از ساعت چهارم به بعد، با افزایش غلظت بیومس، پدیدهٔ چندپراکندگی رخ می‌دهد و رابطهٔ OD و غلظت دیگر خطی نخواهد بود.

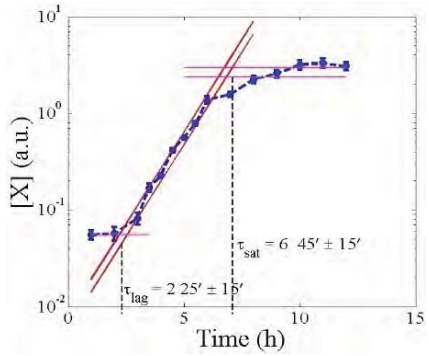
در شکل۵ در دوازدهمین ساعت پس از شروع کشت، نمودار OD برحسب نسبت‌های مختلف c/c_0 رسم شده است.



شکل۵: نمودار چگالی اپتیکی برحسب غلظت در ساعت دوازدهم از شروع کشت برای باکتری ای‌کولای در طول موج ثابت $\lambda = ۴۵۰\,nm$ خط راست، نشان‌دهندهٔ رابطهٔ خطی بین OD و غلظت و هر دایره نمایندهٔ یک نسبت غلظت است.

اگر در هر غلظتی، OD با غلظت بیومس متناسب می‌بود، باید همهٔ نقاط بر خطِ راست منطبق می‌شدند. اما تنها سه نقطهٔ ابتدای یکه بیانگر غلظت‌های کم از باکتری هستند، بر خط راست منطبق شده وسایر نقاط از آن انحراف پیدا کرده‌اند.

در شکل ۶ منحنی رشد طی ۱۲ ساعت کشت برای غلظت‌های کم در طول موج ثابت $\lambda = ۴۵۰\,nm$ رسم شده است. برطبق این نمودار، دو ساعت و بیست و پنج دقیقه پس از شروع کشت، فاز تأخیر به پایان رسیده و فاز رشد باکتری آغاز می‌شود. هم‌چنین شش ساعت و چهل و پنج دقیقه پس از شروع کشت، باکتری به انتهای فاز رشد رسیده و وارد فاز سکون خود می‌شود.



شکل ۶: منحنی رشد باکتری ای‌کولای در طول ۱۲ ساعت کشت برای غلظت‌های کم در طول موج ثابت $\lambda = ۴۵۰\,nm$ زمان شروع فازهای رشد و سکون در شکل با خط‌چین قائم مشخص شده است.

نتیجه‌گیری

انتخاب طول موج عامل مهمی برای اندازه‌گیری غلظت بیومس و رنگدانه‌هاست و با توجه به اینکه باکتری ای‌کولای دارای رنگدانه‌های قابل توجه و قله‌های جذب مرتبط نیست، می‌توان از هر طولی موجی در طیف مرئی، برای اندازه‌گیری غلظت یا OD استفاده کرد. هم‌چنین رابطهٔ OD و غلظت بیومس باکتریایی تنها در غلظت های کم از قانون بیر-لامبرت تبعیت می‌کند و خطی است.در واقع پدیدهٔ چندپراکندگی مانع از خطی بودن این رابطه در غلظت‌های بالاتر می‌شود.

مرجع‌ها

[۱] S. Svanberg, *Atomic and molecular spectroscopy: basic aspects and practical applications*. Springer Science & Business Media, 2012.

[۲] N. L. Swanson, B. D. Billard, and T. L. Gennaro, "Limits of optical transmission measurements with application to particle sizing techniques," *Applied optics,* vol. 38, no. 27, pp. 5887-5893, 1999.

[۳] M. W. Sganga and C. E. Bauer, "Regulatory factors controlling photosynthetic reaction center and light-harvesting gene expression in Rhodobacter capsulatus," *Cell,* vol. 68, no. 5, pp. 945-954, 1992.

[۴] J. J. Dobbins, "Prescott's microbiology," *Journal of Microbiology & Biology Education: JMBE,* vol. 11, no. 1, pp. 64-64, 2010.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۲۱-۱۰-A

مطالعهٔ اثرات ضد باکتریایی شیشهٔ تبادل یون شده با نمک نقره بر باکتری ای‌کولای K-12 سویهٔ MG1655

اعظم توسلی کوپائی، محمد دهقان نیری، جعفر مصطفوی امجد

دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه، زنجان

tavassolip1990@gmail.com, m.d.niry@iasbs.ac.ir, mostafavi@iasbs.ac.ir

چکیده –خاصیت ضدباکتریایی نقره به چند قرن گذشته بر می‌گردد و به این دلیل موجب شهرت این ماده برای مقاصد بهداشتی و درمانی شده است. در این مقاله، برای تولید نانوذرات و یون نقره،به منظور مطالعهٔ اثر ضد باکتریایی آن بر باکتری ای‌کولای، از روش تبادل یون استفاده شده است. به منظور یافتن مناسب‌ترین زمان برای مشاهدهٔ اثر ضدباکتریایی نانوذرات نقره، منحنی رشد را به دست آوردیم تا زمان شروع و پایان فاز رشد باکتری را تعیین کنیم. سپس سوسپانسیون باکتری به میکروکانالی با بستر شیشهٔ تبادل یون شده با یون نقره، تزریق شد. تحلیل آماری ویدیوهای میکروسکوپی ثبت شده از باکتری‌های در معرض نانوذرات و یون نقره، نشان داد که با افزایش غلظت نمک نقره، زمان مشخصهٔ $\tau_{\frac{1}{e}}$کوتاهشدهو β در غلظت ۷٪ پس از ۱۰ دقیقه ۴۰٪ کاهش می‌یابد.

کلید واژه-اثرات ضد باکتریایی، باکتری ای‌کولای، تبادل یون، منحنی رشد، نانوذرات نقره.

The Study of Antibacterial Effects of Ion-Exchange Glass with Silver Salt on E. coli K-12 strain MG1655

Azam Tavassoli Koupaei, Mohammad Dehghan Niry, Jafar Mostafavi Amjad

Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanajn

tavassolip1990@gmail.com,m.d.niry@iasbs.ac.ir,mostafavi@iasbs.ac.ir

Abstract- The antibacterial property of silver nanoparticles has come back to the past few centuries and has fueled their reputation for medical and hygienic purposes. This study is focused on the antibacterial effects of silver nanoparticles produced by the ion-exchange method on E. coli bacteria. The bacteria growth curve was obtained so that the best time for observing the antibacterial interaction with silver nanoparticles could be determined. A cultivated bacterial suspension was then injected into a microchannel composed of an ion-exchange glass substrate that had earlier been introduced with silver ions. Statistical analysis of microscopic videos captured the bacteria's exposure to nanoparticles and silver ions revealed that as silver salt concentration increases, the characteristic time $\tau_{\frac{1}{e}}$decreases and at the concentration of 7%, β declines by 40% after 10 minutes.

Keywords:antibacterial effects,E. coli bacteria, ion exchange, growth curve, silver nanoparticles.

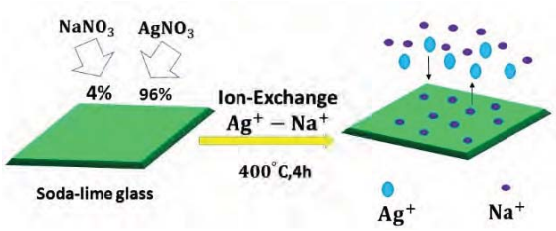
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

نقره سابقهٔ طولانی ۶۰۰۰ ساله به عنوان داروی درمانی با خاصیت ضدمیکروبی دارد. در گذشته برای نگهداری مواد غذایی از ظروف نقره‌ای استفاده می‌شد. در جنگ‌ها، برای مداوای زخم سربازان، روی زخم سکه‌ای از جنس نقره قرار می‌دادند و سپس محل زخم را می‌بستند. ترکیبات نقره، سلاح اصلی در مقابل زخم‌های عفونی در جنگ جهانی اول بود. اما لکه‌دار شدن برگشت‌ناپذیر پوست و چشم ناشی از بیماری آرگیریا[۱]، و کشف آنتی‌بیوتیک‌ها، شهرت نقره به عنوان یک عامل ضدعفونی کننده را به فراموشی سپرد[۱]. با پیشرفت علوم نوین، انتظار می‌رود نقره جایگاه از دست رفته‌اش را باز یابد؛ با تولید نقره به شکل نانوذرات، سطح تماس بیشتر شده و خاصیت ضدمیکروبی آن به‌طور چشمگیری افزایش یافته است. نوع واکنش نانوذرات نقره به دو گروه واکنش‌های سطحی-غشایی و واکنش‌های درون سلولی تقسیم می‌شود. شکل و اندازهٔ نانودرات، نوع واکنش را مشخص می‌کند. اثرات ضدباکتریایی نانوذرات نقره توسط بسیاری از پژوهشگران مورد بررسی قرار گرفته و پتانسیل مؤثر آن‌ها برعلیه طیف گسترده‌ای از میکروب‌ها از جمله باکتری‌های هوازی وبی‌هوازی، باکتری‌های گرم مثبت و گرم منفی و باکتری‌های مقاوم به آنتی‌بیوتیک به اثبات رسیده است[۲]. پژوهش‌ها نشان می‌دهد تأثیر خاصیت بازدارندگیِ نانوذرات نقره بر رشد باکتری، وابسته به میزان غلظت نانوذرات نقره و غلظت اولیهٔ باکتری‌های کشت شده است[۳].در این پژوهش، نانوذرات نقره با استفاده از روش تبادل یون در بستر شیشه قرار می‌گیرند. تا اثر ضدباکتریایی شیشهٔ تبادل یون‌شده با نمک نقره در غلظت‌های مختلف، بر باکتری ای‌کولای بررسی شود.

تبادل یون

تبادل یون، میان یون درون ماتریس شیشه(معمولاً Na^+) و یک یون مثبت دیگر با اندازهٔ بزرگ‌تر و ظرفیت یکسان (مثلاً Ag^+)صورت می‌گیرد. همان‌گونه که در شکل ۱ نشان داده شده، عمل تبادل یون با پدیدهٔ پخش یون‌ها داخل ماتریس شیشه صورت می‌گیرد. در روند حرارت‌دهی در کوره، نمک نیترات‌سدیم و نیترات‌نقره ذوب شده و یون‌های نقره به علت برانگیختگی گرمایی تا چند ده میکرون در شیشه نفوذ پیدا می‌کنند و با یون‌های سدیم درون شیشه جابه‌جا می‌شوند. نمونه‌های تبادل یون‌شده پس از اینکه از کوره بیرون آورده می‌شوند، تغییر رنگ پیدا می‌کنند که به علت حضور یون‌های نقره است.



شکل ۱: طرح صوری از نحوهٔ تبادل یون نقره با یون سدیم در بستر شیشه در دمای $400\ ^{\circ}C$ به مدت ۴ ساعت.

منحنی رشد

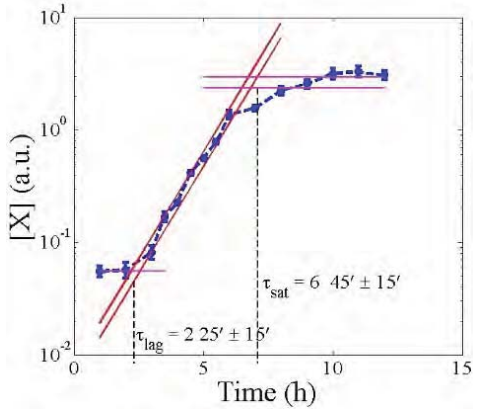
برای دستیابی به شرایط ایده‌آل رشد، بسته به مادهٔ غذایی و شرایط کشت، باید ابتدا منحنی رشد برای باکتری به‌دست آید تا کشت بهینه و انجام سایر آزمایش‌ها براساس آن برنامه‌ریزی شود. متداول‌ترین روشی که برای به دست آوردن منحنی رشد و ارزیابی رشد میکروبی به صورت کمّی در آزمایشگاه‌های میکروبیولوژی به‌کار می‌رود، اندازه‌گیری چگالی اپتیکی است[۴]. منحنی رشد دارای چهار فاز جداگانه است: فاز تاخیر، فاز رشد، فاز سکون و فاز مرگ. در شکل ۲منحنی رشد باکتری طی۱۲ ساعت

---

[۱]بیماری آرگیریا (به انگلیسی: Argyria) به دلیل تشکیل رسوب نقره در بدن ایجاد می‌شود. به همین دلیل رنگ پوست بیمار،نقره‌ایا آبی‌رنگ می‌شود. بیماری آرگیریا زمانی به وجود می‌آیدکه فرد بیش از اندازه ازمحصولات نقره استفاده کند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

کشت برای غلظت‌های کم در طول موج ثابت $\boldsymbol{\lambda = 450\ nm}$ رسم شده است. برطبق این نمودار، دو ساعت و بیست و پنج دقیقه پس از شروع کشت، فاز تأخیر به پایان رسیده و فاز رشد باکتری آغاز می‌شود. هم‌چنین شش ساعت و چهل و پنج دقیقه پس از شروع کشت، باکتری به انتهای فاز رشد رسیده و وارد فاز سکون خود می‌شود.



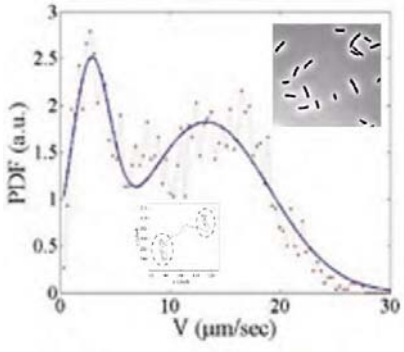
شکل۲: منحنی رشد باکتری ای‌کولای در طول ۱۲ ساعت کشت برای غلظت‌های کم در طول موج ثابت $\boldsymbol{\lambda = 450\ nm}$ زمان شروع فازهای رشد و سکون در شکل با خط‌چین قائم مشخص شده است.

آماده‌سازی نمونه

برای بررسی اثرات ضد باکتریایی شیشه تبادل شده، سوسپانسیون باکتری ای‌کولای به عنوان موجود زنده در میکروکانال‌ها که بسترشان شیشه‌های تبادل یون شده است تزریق شده و در یک بازهٔ زمانی ۶۰۰ ثانیه ای از باکتری‌ها فیلم برداری شده است. برای اطمینان از این‌که مجاورت باکتری‌ها با نمونهٔ شیشهٔ خام، تأثیری بر مرگ آن‌ها ندارد و تنها یون نقره یا نانوذرات نقره عامل کاهش فعالیت باکتری‌هاست، از نمونهٔ شیشهٔ تمیز به عنوان نمونهٔ کنترل استفاده شده است. برای مشاهدهٔ باکتری به صورت زنده، از میکروسکوپ نوری تباین فاز اولیمپوس (Olympus) مدل IX-71 و عدسی شیئی ۴۰ X استفاده کرده‌ایم. برای ثبت تصاویر، ازدوربین CCD ساخت شرکت سونی با سرعت فیلم‌برداری ۲۵ تصویر بر ثانیه با ابعاد تصویر ۵۷۶×۷۶۸ پیکسل بهره برده‌ایم. در تحلیل سرعت از روش ردیابی همزمان چند ذره در دو بعد استفاده شده است. برای تحلیل داده‌های تجربی و محاسبهٔ زمان مشخصهٔ $\boldsymbol{\tau_1/e}$ از ضریب $\boldsymbol{\beta}$ استفاده کرده‌ایم. $\boldsymbol{\beta}$ درصد باکتری‌های فعال در زمان t را نشان می‌دهد و به صورت نسبت تعداد باکتری‌های فعال $(\boldsymbol{v > v_c})$ به تعداد کل باکتری‌ها ضرب در ۱۰۰ تعریف می‌شود:

(۱)

سرعت بیشینهٔ باکتری‌های کم سرعت، v_c، در این نمونهٔ باکتری، $3\mu m/s$ است. ضریب β برمبنای توزیع سرعت باکتری‌ها یعنی $p(v,t)$ در زمان t محاسبه می‌شود. بنا به شکل ۳ نمودار توزیع سرعت باکتری‌ها شامل دو قله است که قلهٔ اول از راست مربوط به باکتری‌های فعالی است که در حال حرکت روبه‌جلو هستند. در حالی‌که قلهٔ دوم مربوط به باکتری‌های غیرفعال (با حرکت براونی تصادفی) یا باکتری‌های فعالیست که در حال حرکت رقص درجا هستند.

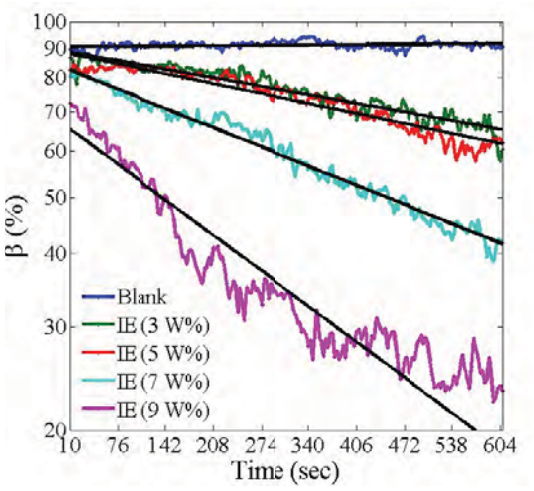


شکل۳: تابع توزیع سرعت باکتری (PDF)در بازهٔ زمانی۳ ثانیه.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

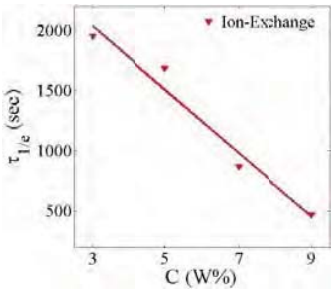
تغییرات زمانی باکتری ای‌کولای در مجاورت شیشهٔ تبادل یون شده با نمک نقره

شکل ۴، میانگین تحول زمانی β را در چهار آزمایش یکسان برای باکتری‌ها که در میکروکانال‌ها با بسترهای شیشه‌ای تبادل یون‌شده با درصدهای وزنی مختلف از نمک نیترات‌نقره قرار دارند، نشان می‌دهد. در این نمونه‌ها، با افزایش غلظت نمک، زمان غیرفعال شدن باکتری کاهش می‌یابد. میانگین تحول زمانی در این شکل نمودار برازش شده مربوط به هر غلظت رسم شده (منحنی مشکی)، و تابعی که برای برازش تحول زمانی β مورد استفاده قرار گرفته است به صورت $\beta(t) = \beta_0 e^{-\frac{t}{\tau_{\frac{1}{e}}}}$ است.



شکل ۴: نتیجهٔ محاسبهٔ تغییرات $\boldsymbol{\beta}$ برحسب زمان برای غلظت‌های مختلف نمک نیترات‌نقره در ۸ بار آزمایشو تابع خط برازش شده به منحنی‌های مربوط به هر غلظت در مدت زمان ۶۰۰ ثانیه برای نمونهٔ تبادل یون‌شده.

شکل ۵ نتایج تجربی به‌دست آمده برای بررسی تغییرات زمان مشخصهٔ $\tau_{\frac{1}{e}}$ برحسب درصدهای وزنی متفاوتِ نمک نیترات‌نقره را نشان می‌دهد. با توجه به شکل، با افزایش درصد وزنی نمک نیترات‌نقره برای تبادل یون، زمان مشخصهٔ $\tau_{\frac{1}{e}}$ کاهش می‌یابد؛ یعنی نمونه‌های با غلظت کم‌تر، دارای اثرات سمّی ضعیف‌تری نسبت به نمونه‌ها باغلظت‌های بالاتر هستند.



شکل ۵: تغییرات زمان مشخصهٔ $\boldsymbol{\tau_{\frac{1}{e}}}$ برحسب درصدهای وزنی متفاوت نمک نیترات‌نقره. با افزایش درصد وزنی نمک نیترات‌نقره، زمان مشخصهٔ $\boldsymbol{\tau_{\frac{1}{e}}}$ کاهش می‌یابد.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش ابتدا برای رسیدن به شرایط ایده آل رشد، ابتدا منحنی رشد باکتری ای‌کولای K-12 را با استفاده از روش چگالی اپتیکی به دست آوردیم. در گام بعدی نمونهٔ باکتری را پس از کشت دادن در شرایط مناسب، در اواخر فاز رشد در میکروکانال‌ها با بستر شیشه‌های تبادل یون شده تزریق کردیم. نتایج به‌دست آمده نشان داد که با افزایش غلظت نمک نقره، زمان مشخصهٔ $\tau_{\frac{1}{e}}$ کوتاه‌تر می‌شود. این در حالی است که اگر باکتری‌ها در میکروکانالی قرار بگیرند که بستر آن شیشهٔ تمیز است، حداقل تا ۱۵ دقیقه فعال بوده و ضریب β با در نظر گرفتن خطای آزمایش، ۹۰٪ به دست می‌آید.

مرجع‌ها

[۱] M. E. McAuliffe and M. J. Perry, “Are nanoparticles potential male reproductive toxicants? A literature review,” *Nanotoxicology*, vol. 1, no. 3, pp. 204–210, 2007.

[۲] B. S. Atiyeh, M. Costagliola, S. N. Hayek, and S. A. Dibo, “Effect of silver on burn wound infection control and healing: review of the literature,” *burns*, vol. 33, no. 2, pp. 139–148, 2007.

[۳] I. Sondi and B. Salopek-Sondi, “Silver nanoparticles as antimicrobial agent: a case study on E. coli as a model for Gram-negative bacteria,” *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 275, no. 1, pp. 177–182, 2004.

[۴] J. A. Myers, B. S. Curtis, and W. R. Curtis, “Improving accuracy of cell and chromophore concentration measurements using optical density,” *BMC Biophys.*, vol. 6, no. 1, p. 4, 2013.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و
فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۲۹-۱۰-A

تقویت موضعی میدان الکتریکی در طیف سنجی رامان تقویت‌شده با تیپ با استفاده از نور قطبیده خطی

عادله نوری، مریم بحرینی، سید هاشم عارف

دانشگاه قم، قم، ایمیل: a.noori1374@gmail.com

دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران، ایمیل: M_Bahreini@iust.ac.ir

دانشگاه قم، قم، ایمیل: h-aref@qom.ac.ir

چکیده – در این مقاله از محاسبات تفاضل محدود در حوزه زمان (FDTD) برای تخمین شدت و توزیع میدان الکتریکی بصورت موضعی تقویت شده در طیف سنجی رامان تقویت شده با تیپ (TERS) در مجاورت تیپ نقره ای به قطر ۱۰ نانومتر استفاده شده است. از شبیه سازی‌ها برای پیش بینی شدت و توزیع میدان الکتریکی بصورت تقویت شده موضعی در طیف سنجی رامان تقویت شده با تیپ (TERS) استفاده می‌شود. میدان الکتریکی تقویت شده ناشی از یک نور قطبیده خطی در دو پیکربندی (TERS) با زیرلایه و بدون زیرلایه در کنار هم مقایسه شده است. برای این‌منظور، یک منبع نور قطبیده خطی در مدل سازی FDTD بکار رفته است.علاوه بر این، تأثیر استفاده از یک لایه محافظ نازک آلومینا در میزان تقویت میدان الکتریکی بررسی شده است. نتایج نشان می‌دهد که استفاده از یک لایه نازک از جنس طلا به‌عنوان یک بستر برای اندازه‌گیری TERS، می‌تواند افزایش قابل‌توجهی در حساسیت به‌دست دهد. علاوه بر این، نتایج نشان می‌دهد که اضافه کردن یک لایه محافظ نازک به تیپ TERS، شدت میدان الکتریکی را کاهش می‌دهد.

کلید واژه- تقویت میدان الکتریکی، طیف سنجی رامان تقویت شده با تیپ، تفاضل محدود در حوزه زمان

Localized enhancement of electric field in tip-enhanced-Raman spectroscopy using linearly polarized light

AdelehNoori, Maryam Bahreini, Seyed Hashem Aref
Qom University, Qom, Email:a.noori1374@gmail.com
Iran University of Science and Technology, Tehran,Email:M_Bahreini@iust.ac.ir
Qom University, Qom, Email:h-aref@qom.ac.ir

Abstract-Finite-Difference Time-Domain (FDTD) calculations are used estimate the electric field in the vicinity of a sharp silver conewith an apex diameter of 10 nm. The simulations are utilized to predict the intensity and the distribution of the locally enhanced electric field in Tip-Enhanced Raman Spectroscopy (TERS). A side-by-side comparison of the enhanced electric field induced by a linearly polarized light in both gap-mode and conventional TERS setup is performed. For this purpose, a linearly polarized source is introduced and integrated into the FDTD modelling. Additionally, the optical effect of a thin protective layerof alumina on the enhancement of the electric field is investigated.Results show that by utilizing a thin film of as a substrate for TERSmeasurements, a considerable increase in the sensitivity can be achieved. Additionally, results show that adding a thin protective layer to the TERS tip decreases the intensity of the electric field.
Keywords: Electric Field Enhancement, Tip-Enhanced Raman Spectroscopy, Finite-Difference Time-Domain.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

توسعه طیف‌سنجی رامان تقویت شده با تیپ (TERS)[1]یک پیشرفت انقلابی در طیف‌سنجی ارتعاشی مواد و بیومواد استکه وضوح مکانی و حساسیت بالا را در مقیاس چند نانومتر ارائه می‌دهد. به طور خلاصه، در این روش یک تیپ SPM[2] تحت تابش نور لیزر متمرکز شده قرار می‌گیرد و شدت پراکندگی رامان از سطح نمونه در مجاورت تیپ می تواند به دو دلیل: ۱.تشدید پلاسمون سطحی موضعی[3] و ۲.اثر رعد و برق میله[4] تقویت شود. برای طراحی یک سیستمTERS بهینه،تمام عامل هایموثر بر دو ویژگی حساسیت آشکارسازی و قدرت تفکیک مکانی باید مورد توجه قرار گیرند. تقویت میدان الکتریکی درTERSبه پارامترهای مختلفی از جمله قطبش پرتو تحریکی، جنس فلز و هندسه تیپ فلزی و همچنین بستر نمونه بستگی دارد[۱]. تاکنون، مدل‌سازی تفاضل محدود در حوزه زمان (FDTD)[5] با موفقیت برای بهینه‌سازی پارامترهای TERS مانند طول و شعاع تیپ، جنس تیپ و فاصله تیپ-نمونه استفاده شده است[۲]. در این پژوهش،از روش FDTD برای تخمین دقیق تاثیر منبع نور قطبیده خطی درتقویت میدان الکتریکی استفاده شده است. در TERS، مولفه قطبش نور تابشی در امتداد محور تیپ باعث افزایش چگالی بار سطحی در لبه تیز تیپ فلزی می‌شود که یک شرط لازم برای تقویت‌های موضعی است. شبیه‌سازی‌های ارائه‌شده در طول‌موج مشخص۵۳۲ نانومتر برای تحریک LSPR تیپ نقره‌ای انجام شده‌است.

نتایج و بحث

رویکرد تفاضل محدود در حوزه زمان، یک روش موثر برای حل معادلات ماکسول در هندسه‌های پیچیده است.روش FDTD با ارائه اطلاعاتی در مورد الکترودینامیک سیستم، اطلاعات حوزه زمانی را ارائه می‌دهد. در FDTD، میدان الکترومغناطیسی و مواد ساختاری مورد نظر بر روی یک شبکه گسسته متشکل از سلولهائی به اصطلاحیی[6]توصیف می‌شوند. معادلات ماکسول مستقیماً در زمان حل می‌شوند و جایی که گام زمانی استفاده شده از طریق معیار پایداری[7] به اندازه مش مربوط می‌شود. این روش، یک نمایش دقیق از معادلات ماکسول می‌باشد در حدی که فاصله‌گذاری مش را به صفر می‌رساند. منطقه شبیه‌سازی به صورت یک سیستم سه‌بعدی توسط شرایط مرزی لایه کاملاً همسان[8] احاطه شده است تا تاثیر آن بر تشدید سیستم را محدود کند. برای شبیه‌سازی تیپ TERSاز یک مخروط گرد از جنس نقره با قطر تیپ ۱۰ نانومتر و زاویه مخروط ۲۵ درجه استفاده می‌شود. دامنه میدان الکتریکی موج فرودی ۱v/m در نظرگرفته می شود. این پارامترها بر اساس تصاویرSEM[9]از تیپ معمولی که در اندازه‌گیریTERSاستفاده می‌شوند تخمین زده می‌شود. برای نشان دادن هندسه‌های حالت شکاف[10]، بستری از جنس طلا با ضخامت ۵ نانومتر در داخل منطقه شبیه سازی معرفی شده و ۱ نانومتر در زیر راس مخروط قرار می‌گیرد. مش مکانی، ۰.۲ نانومتر تنظیم شده است که همگرایی عددی نتایج را تضمین می‌کند. از میدان پراکنده-میدان کل (TFSF)[11]برای جلوگیری از اتصال

[1]Tip-Enhanced Raman Spectroscopy (TERS)
[2]Scanning Probe Microscopy (SPM)
[3]Localized Surface Plasmon Resonance (LSPR)
[4]Lightening Rod Effect
[5]Finite-Difference Time-Domain

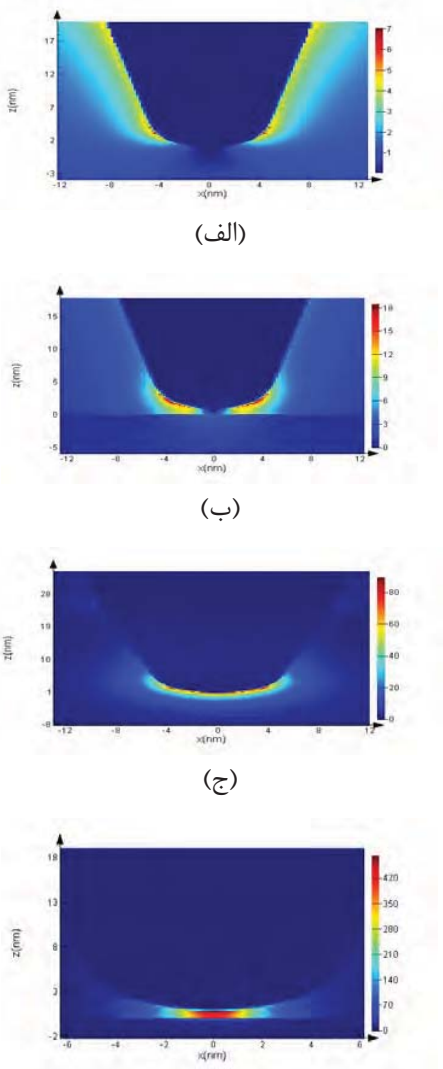
[6]Yee cell
[7]Stability Criterion
[8]Perfectly Matched Layer (PML)
[9]Scanning electron microscope
[10]gap-mode
[11]Total field scattered field

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

احتمالی با مرزهای منطقه شبیه‌سازی استفاده شده است. TFSFیک مورد خاص از موج تخت است که منطقه محاسبه را به دو منطقه مجزا تفکیک می‌کند. یکی شامل کل میدان است که مجموع میدان ورودی و میدان پراکنده است، در حالی که منطقه دوم فقط شامل میدان پراکنده است. نتایج مربوط به این شبیه‌سازی در شکل ۱ ارائه شده است.

شکل۱ (الف)، نشان‌دهنده تقویت میدان الکتریکی موضعی در راس تیپ برای قطبش خطی می‌باشد. یک نور قطبیده خطی در امتداد محور تیپ (تابش محوری) یا عمود بر آن (تابشاز کنار) بر نوک تیپ تابیده می‌شود. در تابش از کنار، نور در امتداد محور تیپ قطبیده خطی است، در حالی‌که در تابش محوری، قطبیدگی نور عمود بر محور تیپ (قطبش خطی) است. نتایج حاصل از این شبیه‌سازی‌ها در شکل ۱(الف) و ۱(ج) هنگامی که فقط تیپ در شبیه سازی نقش دارد و در شکل ۱(ب) و ۱(د) برای TERSحالت شکاف نمایش داده شده است. در حالت شکاف TERS، معمولاً از نانوپلاتهای[۱۲] طلای نازک و مسطح به عنوان بستر برای نمونه استفاده می شود. از آنجا که مولکول‌ها یا نانوذرات مورد نظر بین تیپ و نانوپلات فلزی قرار داده می‌شود، می‌توان به تقویت موضعی بزرگتری برای سیگنال رامان دست یافت[۳]. در شکل ۱(الف) و ۱(ب) که پرتو قطبیده خطی با پیکربندی تابش محوری می باشد، وجود تیپ باعث می شود که شدت میدان الکتریکی در راس تیپ برابر صفر شود.

هنگامی‌که نور قطبیده خطی از کنار به تیپ تابش می‌شود، میدان الکتریکی در سر تیپ محصور می‌شود (شکل۱(ج) و ۱(د)). تابش از کنار به طور خاص در هنگام بررسی نمونه‌های غیرشفاف (کدر) مفید است.در این حالت (تابش از

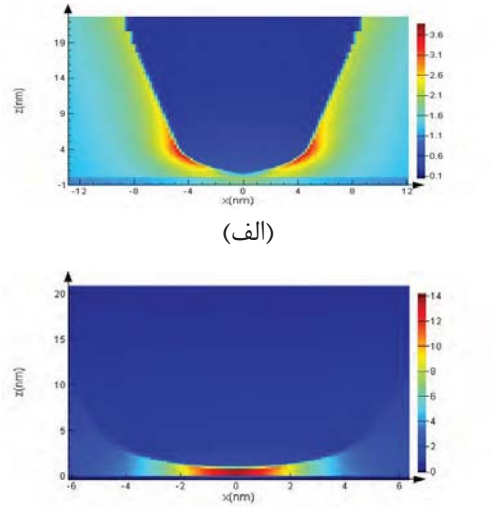


شکل ۱-توزیع میدان الکتریکی در راس تیپ نقره تحت تابش طول‌موج ۵۳۲ نانومتر توسط(الف) نور قطبیده خطی در امتداد محور تیپ(ب) نور قطبیده خطی در امتداد محور تیپ با فاصله ۱ نانومتر از یک بستر طلا، (ج) نور قطبیده خطی عمود بر محور تیپ و (د) نور قطبیده خطی عمود بر محور تیپ با فاصله ۱ نانومتر از یک بستر طلا.

[12]Nanoplates

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

کنار)، عدسی میکروسکوپ[13] با فاصله کاری بزرگ[14]، و درنتیجه توان تمرکز کم، در چیدمان تجربی استفاده می‌شود.



(الف)

(ب)

شکل۲- توزیع میدان الکتریکی در راس یک تیپ از جنس نقره با شعاع نوک ۱۰ نانومتر و لایه‌نشانی ۱ نانومتراز جنس Al2O3 واقع در فاصله ۱ نانومتری از یک بستر طلا. تیپ در طول موج ۵۳۲ نانومتر توسط (الف) نور قطبیده خطی در امتداد محور تیپ و (ب) نور قطبیده خطی عمود بر محور تیپ تحت تابش قرار می‌گیرد.

وجود لایه نازک فلزی به عنوان بستر (شکل ۱(ب) و ۱(د)) در مقایسه با چیدمان معمولی (TERS شکل۱(الف) و ۱(ج)) باعث می‌شود که یک ناحیه محصور موضعی‌تر در اطراف راس تیپ ایجاد شود. شبیه‌سازی‌ها افزایش شدت میدان الکتریکی را در محل اتصال بین تیپ و بستر فلزی نشان می‌دهد. اثر اپتیکی یک لایه محافظ دی‌الکتریک با افزودن یک لایه آلومینا به ضخامت ۱ نانومتر بر روی سطح مخروط فلزی همانطور که در شکل ۲(الف) و ۲(ب) نشان داده شده است، بررسی شده است[۴]. با توجه به شکل توزیع میدان به نظر می‌رسد میزان جایگزیده شدن انرژی هم با اضافه شدن لایه آلومینا تحت تاثیر می‌باشد. افزودن ۱نانومتر لایه محافظ دی‌الکتریک آلومینا به منظور کاهش اکسیداسیون و ساییدگی مکانیکی تیپ،میزان افزایش میدان الکتریکی تقویت‌شده راکاهش می‌دهد.کاهش مشاهده شده می‌تواند ناشی از تغییر در فرکانس تشدید پلاسمون سطحی باشد. اگر راس تیپ فلزی به عنوان یک نانو کره در نظر گرفته شود، شرایط تشدید پلاسمون شبه-استاتیک دوقطبی برای این تیپ عبارتست از

$$\varepsilon_{metal} = -2\varepsilon_{medium} \qquad (۱)$$

که در آن ε_{metal} و ε_{medium} به ترتیب گذردهی کره فلزی و محیطاطراف هستند. در نتیجه، افزودن یک لایه دی-الکتریک می‌تواند تشدیدپلاسمونی محل اتصال تیپ-بستر را تغییر دهد، بنابراین باعث کاهش تقویت میدان الکتریکی موضعی می‌شود. وجود لایه دی‌الکتریک آلومینا همچنین می‌تواند باعث تداخل مخرب نور ورودی و میدان الکتریکی پراکنده از پیکربندی‌های مختلف شود.

نتیجه‌گیری

هدف از این پژوهش بررسی تأثیر حضور یک بستر فلزی نازک در ساختار طیف‌سنجی تقویت شده با تیپ می‌باشد. نتایج نشان می دهد با استفاده از یک لایه نازک از جنس طلای شفاف به‌عنوان یک بستر برای اندازه‌گیریTERS، می‌توان افزایش قابل‌توجهی در حساسیت به‌دست آورد.برای قطبش فرودی خطی، تابش از کنار برتابش در امتداد با محور ترجیح داده می‌شود .همچنین تحریک به خواص اپتیکی محل اتصال تشکیل‌شده توسط تیپ فلزی و بستر بستگی دارد. محل اتصالی که توسط یک تیپ نقره-ای و یک بستر نازک از طلا تشکیل شده است، بسیار کارآمد است. علاوه بر این، نتایج نشان می‌دهد که اضافه کردن یک لایه محافظ نازک به تیپ TERS به‌منظور کاهش اکسیداسیون و ساییدگی مکانیکی، شدت میدان الکتریکی را کاهش می‌دهد.

مرجع‌ها

[1] J. Stadler, B. Oswald, T. Schmid, and R. Zenobi, "Characterizing unusual metal substrates for gap-mode

[13] Microscope objectives
[14] Long working distances

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

tipenhanced Raman spectroscopy", Raman Spectrosc,Vol. 44, No. 2, pp. 227–233, 2013.

[2] N. K. Zanjani, S. Vedraine, and F. Lagugné-Labarthet, "Localized enhancement of electric field in tip-enhanced Raman spectroscopy using radially and linearly polarized light", Opt. Exp, vol. 21, no. 21, pp. 25271-25276, 2013.

[3] T. Deckert-Gaudig and V. Deckert, "Ultraflat transparent gold nanoplates - ideal substrates for tip-enhanced Raman scattering experiments", Small,Vol. 5, No. 4, pp. 432–436, 2009.

[4] C. A. Barrios, A. V. Malkovskiy, A. M. Kisliuk, A. P.Sokolov, and M. D. Foster, "Highly stable, protected plasmonic nanostructures for tip enhanced Raman spectroscopy", Phys.Chem. C,Vol. 113, No. 19, pp. 8158–8161, 2009.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۲۵۲۳-۱۰-A

برپایی چیدمان بیناب نمایی رامان جابجایی فضایی تفکیک زمانی دوربرد به منظور شناسایی ترکیبات پوشش‌دار

مرضیه همتی فارسانی، سیدحسین امیری، ابوالحسن مبشری و سید محمدرضا دربانی

پژوهشکده علوم و فناوری اپتیک و لیزر، دانشگاه صنعتی مالک اشتر، اصفهان

ایمیل نویسنده مسئول: **m.hemati@mut.ac.ir**

چکیده - آشکارسازی مواد منفجره از راه دور یک مساله چالشی در صنایع دفاعی می‌باشد. این چالش زمانی که این مواد در پوشش دیگری بسته‌بندی شده باشد، پیچیده‌تر خواهد شد. در این پژوهش بیناب راه دور رامان نمونه انفجاری آمونیوم نیترات پنهان شده در پوشش پلی اتیلن چگالی بالا در دو رنگ سفید و کرمی در فاصله ۵ متری آشکارسازی شد. نتایج نشان می‌دهد که پنجره تاخیر زمانی استانداردی برای اعمال به کل نمونه‌ها وجود ندارد.

کلید واژه- بیناب نمایی رامان جابجایی فضایی تفکیک زمانی، بیناب نمایی رامان راه دور، آمونیوم نیترات، پلی‌اتیلن چگالی بالا.

Setting up Time Resolved Spatial Offset Stand-off Raman Spectroscopy to detection of concealed compounds

Marziyeh Hemati Farsani, Seyyed Hossein Amiri, Abolhasan Mobashery and Seyyed Mohammad Reza Darbani

Optics and Laser Science and Technology Research Center, Malek-Ashtar University of Technology, Shahin-shahr

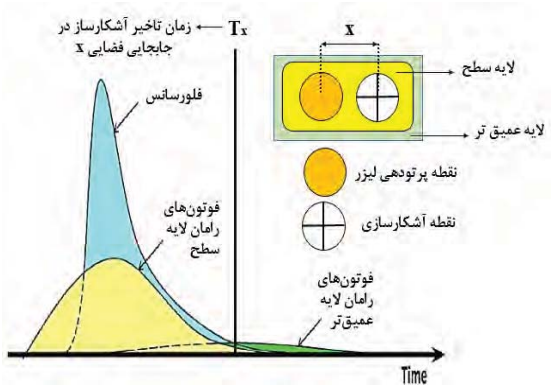
Abstract- Stand-off detection of explosives is a challenging issue in the defence industry. This challenge becomes more complicated when these materials packaged in another cover. In this work, explosive sample of ammonium nitrate that hidden in two various colours of HDPE covering (white and cream) was detected by stand-off Raman at 5 meters distance. The results show that there is no standard time delay gate to apply to all samples.

Keywords: TR-SORS, Stand-off Raman Spectroscopy, AN, HDPE.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

ماهیت استفاده از مواد انفجاری معمولا به این شکل است که آن‌ها اغلب از دید افراد معمول پنهان هستند. با توجه به خطرات و آسیب‌های ناشی از این مواد، یکی از مهمترین پارامترهای مورد بررسی در این حوزه برد سامانه آشکارسازی است. اگرچه آشکارسازی مواد منفجره دوربرد با پیچیدگی همراه است، اضافه شدن پوشش نیز این سختی و پیچیدگی را افزایش می‌دهد. در بین روش‌های آنالیز مولکولی، بیناب‌نمایی رامان با توجه به پیشینه موفق خود دارای عملکرد بالایی است[۱]. باوجود ویژگی‌های برجسته این روش یکی از ضعف‌های ذاتی آن ضعیف بودن سیگنال است و به دلیل اینکه اکثر بسته‌بندی‌ها به صورت پوشش پلاستیکی یا پلیمری هستند، بیناب فلورسانس شدیدی دارند که باعث سرکوب شدن بیناب رامان ماده هدف می‌شود. یکی از روش‌های معرفی شده برای رفع این مشکل، استفاده از تکنیک بیناب‌نمایی رامان جابجایی فضایی تفکیک زمانی[1] است[۲]. در روش رامان جابجایی فضایی[2]، با استفاده از چیدمان اپتیکی بین نقطه‌ای که لیزر تابیده می‌شود و نقطه‌ای که بیناب رامان جمع‌آوری می‌شود، جدایی فضایی ایجاد می‌شود. با دور شدن از نقطه برانگیختگی لیزر، سهم بیناب لایه‌های سطحی به سرعت کاهش و شدت بیناب لایه‌های عمق تا رسیدن به نقطه بهینه افزایش پیدا می‌کند. در تفکیک زمانی[3] با انتخاب پنجره تاخیر زمانی مناسب، می‌توانیم پس‌زمینه فلورسانس را کاهش دهیم. با ترکیب جابجایی فضایی به‌همراه تفکیک زمانی گزینش‌پذیری در شناسایی مواد پوشش‌دار چندین برابر می‌شود. همان‌طورکه در شکل (۱) مشاهده می‌شود، در روش TR-SORS در بخش تفکیک زمانی با تنظیم پنجره زمانی تاخیری در زمان T_x می‌توان فلورسانس و بیناب رامان سطح را تضعیف و بیناب لایه‌های عمیق‌تر را ثبت کرد[۳]. علاوه‌بر پنجره تاخیر زمانی، در فاصله X نیز جابجایی فضایی برای حذف فوتون‌های رامان سطح اعمال شده است. این روش بدلیل بالا بردن نسبت سیگنال به نوفه در چیدمان‌های راه دور کاربری زیادی دارد.



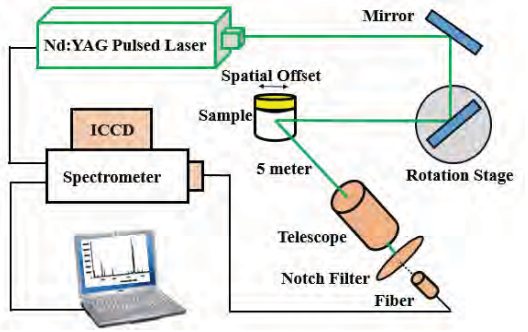
شکل۱: مقایسه نمایه زمانی فوتون‌های رامان سطح، لایه‌های عمیق‌تر و فلورسانس همزمان با اعمال جابجایی فضایی در روش (TR-SORS)

مواد و چیدمان تجربی

طرحواره چیدمان تجربی راه دور TR-SORS در فاصله ۵ متری در شکل (۲) شان داده شده است. در این چیدمان فاصله نمونه تا سیستم جمع آوری نور پراکنده شده ۵ متر است. برای هدایت پرتو لیزی به سمت نمونه از آینه استفاده شد. یکی از این آینه‌ها برای ایجاد جابجایی فضایی بر روی نمونه، روی یک صفحه انتقالی چرخان با دقت میکرومتر قرار دارد. از مشکلات چیدمان‌های راه دور کاهش شدت سیگنال دریافتی با افزایش فاصله است، بنابراین از تلسکوپ برای جمع آوری نور استفاده شد. نور جمع آوری شده از تلسکوپ توسط یک اپتیک جمع‌کننده روی دهانه فیبر جمع‌آوری شده و توسط دوربین ICCD ثبت و توسط سامانه نرم افزاری SOLIS شناسایی شد. برای تضعیف فوتون‌های ناشی از پراکندگی رایلی از یک فیلتر میان‌نگذر در مسیر نور برگشتی استفاده شده است.

[1] Time Resolved Spatial Offset Raman Spectroscopy (TR-SORS)
[2] Spatial Offset Raman (SORS)
[3] Time Resolved(TR)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

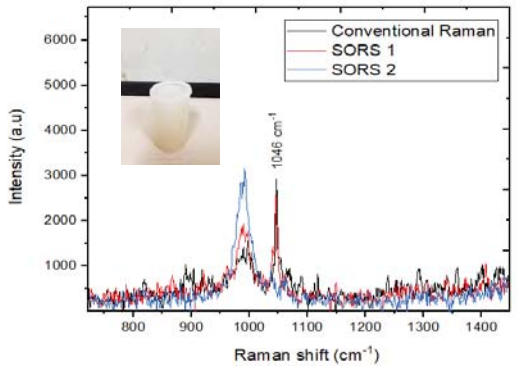


شکل۲: طرحواره چیدمان راه دور روش بیناب‌نمایی (TR-SORS)

ماده انفجاری انتخاب شده در این پژوهش آمونیوم نیترات[۴] (AN) پودری با فرمول شیمیایی NH_4NO_3 و با مد ارتعاشی شاخص در طول‌موج $1046 cm^{-1}$ می‌باشد. با توجه به رایج بودن بسته‌بندی با پوشش‌های پلیمری از پوشش پلی اتیلن چگالی بالا (HDPE) در دو رنگ سفید و کرمی با ضخامت ۲ میلی‌متر استفاده شده است.

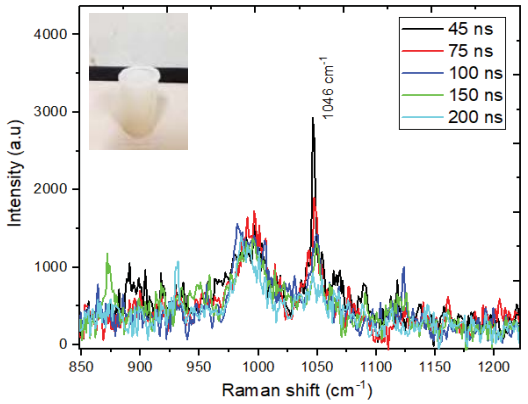
نتایج و تحلیل

در تمامی تست‌ها، اندازه‌گیری در مدت زمان ۲ثانیه، و به تعداد ۱۰ بار انجام و حاصل‌جمع سیگنال‌ها ثبت شد. ماده آمونیوم نیترات در پوشش HDPE سفید رنگ به ضخامت 2mm قرار داده شد. با توجه به کاهش شدید شدت سیگنال در چیدمان راه دور، ابتدا بدون جابجایی فضایی سیستم جمع کننده نور و اعمال تفکیک زمانی، بیناب رامان معمولی ماده در دو انرژی ۱۵ و ۳۰ میلی ژول در فاصله ۵ متری ثبت شد. دلیل اعمال تفکیک زمانی، فاصله بین منبع لیزری و ماده هدف است که منجر به تاخیر زمانی در اثر رفت و برگشت نور می شود. در انرژی بالاتر شدت سیگنال به دلیل افزایش فوتون‌های پراکنده شده بیشتر است، اما محدودیتی که وجود دارد، سوختگی پوشش پلیمری بر اثر افزایش انرژی است. بنابراین برای بررسی بیناب جابجایی فضایی آمونیوم نیترات با پوشش HDPE سفید رنگ در فاصله ۵ متری، در انرژی ۱۵ میلی ژول فوتون‌های پراکنده شده در دو جابجایی مختلف ثبت شد.



شکل۳: :بیناب رامان آمونیوم نیترات با پوشش (HDPE) سفید رنگ در چیدمان SORS

نتایج نشان داد که در جابجایی اول در فاصله ۲ میلی‌متری از نقطه برانگیختگی لیزر، سیگنال ماده منفجره شدتی تقریبا برابر با سیگنال رامان معمولی دارد و در اندازه‌گیری دیگر در جابجایی ۴ میلی‌متر به دلیل جابجایی زیاد و فقدان فوتون‌های پراکنده شده، سیگنال ماده AN از بین رفت. شکل (۳) بیناب SORS این پوشش را نشان می‌دهد.



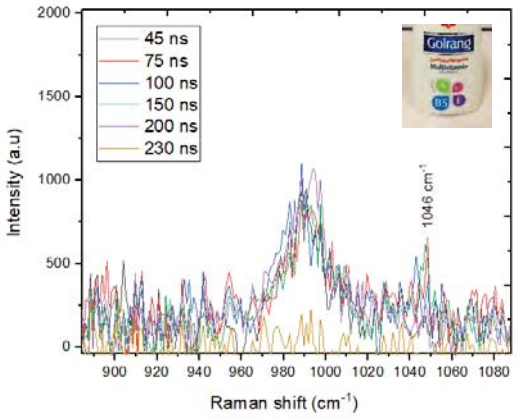
شکل ۴: بیناب TR-SORS آمونیوم نیترات با پوشش (HDPE) سفید رنگ در پنجره تاخیر زمانی‌های مختلف

همانطور که در شکل (۴) مشاهده می‌شود برای گرفتن بیناب در روش TR-SORS در جابجایی ۲ میلیمتری با اعمال پنجره تاخیر زمانی‌های مختلف بین ۴۵ تا ۲۰۰ نانوثانیه، بیناب آمونیوم نیترات پوشش‌دار آشکارسازی شد.

[4] Ammonium nitrate

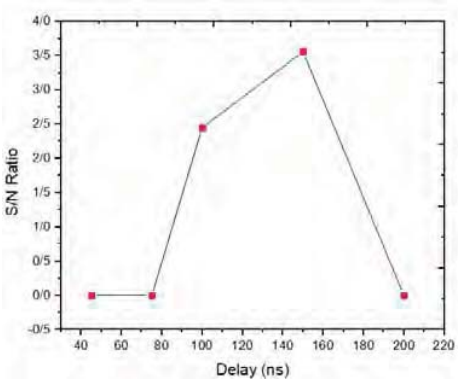
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

در این جابجایی فضایی، بهترین زمان تاخیر برای آشکارسازی سیگنال با شدت بالاتر ۴۵ نانوثانیه بود. آشکارسازی آمونیوم نیترات در پوشش HDPE کرمی رنگ نیز مورد بررسی قرار گرفت. با توجه به رنگی بودن این پوشش و تشدید فلورسانس ناشی از آن، برای تضعیف فلورسانس زمان تاخیرهای متفاوتی به سیستم آشکارسازی اعمال شد. در این پوشش نیز بهترین جابجایی فضایی در ۲ میلیمتری از نقطه تابشی لیزر بدست آمد. همان‌طور که در شکل (۵) ملاحظه می‌شود، سیگنال قابل قبولی می‌توان در محدوده ۱۰۰ و ۱۵۰ نانوثانیه بدست آورد.



شکل ۵: بیناب TR-SORS آمونیوم نیترات با پوشش پلی اتیلن چگالی بالا کرمی رنگ در زمان تاخیرهای مختلف

با محاسبه نسبت سیگنال به نوفه در زمان تاخیرهای اعمال شده در آمونیوم نیترات پنهان شده در پوشش HDPE کرمی رنگ در زمان تاخیر ۱۵۰ نانوثانیه می‌توان به سیگنالی با شدت قابل ملاحظه‌ای دست پیدا کرد که نتایج آن در شکل (۶) نشان داده شده است. همانطور که از نتایج این دو پوشش استنتاج می‌شود، هیچ پنجره تاخیر زمانی استانداردی برای اعمال به کل نمونه‌ها وجود ندارد. از پارامترهای تاثیرگذار در انتخاب پنجره تاخیر زمانی می‌توان فاصله تا نمونه، توان لیزر فرودی و ویژگی‌های نوری ماده بسته‌بندی را نام برد.



شکل ۶: نسبت سیگنال به نوفه خط مشخصه آمونیوم نیترات در بیناب TR-SORS با پوشش پلی اتیلن چگالی بالا کرمی رنگ در زمان تاخیرهای مختلف

نتیجه‌گیری

در این پژوهش بیناب راه دور رامان نمونه انفجاری آمونیوم نیترات پنهان شده در پوشش پلی اتیلن چگالی بالا در دو رنگ سفید و کرمی در فاصله ۵ متری آشکارسازی شد. نتایج نشان می‌دهد که هیچ پنجره تاخیر زمانی استانداردی برای اعمال به کل نمونه‌ها وجود ندارد. عواملی مانند مسافت تا نمونه، توان لیزر فرودی و ویژگی‌های نوری ماده بسته‌بندی از پارامترهای تاثیر گذار در این فاکتور هستند.

مرجع‌ها

[1] B. Zachhuber, G. Ramer, A. Hobro, E. T. H. Chrysostom, and B. Lendl, “Stand-off Raman spectroscopy: a powerful technique for qualitative and quantitative analysis of inorganic and organic compounds including explosives”, Anal Bioanal Chem, Vol. 400, No. 8, pp. 2439–2447, 2011.

[2] E. L. Izake, N, S. Sundarajoo, W. Olds, B. Cletus, E. Jaatinen, P. M. Fredericks, “Standoff Raman spectrometry for the non-invasive detection of explosives precursors in highly fluorescing packaging”, Talanta, Vol. 103, pp: 20–27, 2013.

[3] Sh. Sundarajoo, E. L. Izake, W. Olds, B. Cletus, E. Jaatinenb and P. M. Fredericks, “Non-invasive depth profiling by space and time-resolved Raman spectroscopy”, Journal of Raman Spectroscopy, Vol. 44, No. 7, pp. 949-956, 2013.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و
سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان، ایران،
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۷۹-۱۰-A

کنترل بهره تابش تراهرتز تولید شده توسط فرآیند تولید فرکانس اختلافی در موجبرهای غیرخطی

محمدامین همتیان، فاضل جهانگیری

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

چکیده -با بررسی مشخصات اپتیکی چند ماده غیرخطی مرتبه دوم، فرآیند غیر خطی تولید فرکانس اختلافی در بازه فرکانسی تراهرتز در موجبرهای ساخته شده از این مواد با هندسه یکسان را مورد شبیه‌سازی قرار داده‌ایم. به منظور مقایسه نتایج حاصل در این موجبرها، از یک معیار شایستگی مبنی بر توانایی سیستم موجبری در تبدیل فوتونی استفاده کرده‌ایم. نتایج مقایسه برای چهار ماده غیرخطی *ZnO*، *GaAs*، *InP* و *InP* ارائه شده است.

کلیدواژه- تابش تراهرتز،ترکیب سه موج،تولید فرکانس اختلافی، زینک مونواکسید،شبیه‌سازی

Controlling the efficiency of terahertz radiation generationviadifference frequency generation in nonlinear waveguides

Mohammad Amin Hemmatian, FazelJahangiri

Laser and Plasma Reasearch Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

Abstract- By investigating nonlinear optical parameters of some conventional second order nonlinear materials, the nonlinear process of difference frequency generationat terahertz frequency range is simulated in waveguides made of these materials with the same geometry. In order to compare the results obtained in these waveguides, we have employed a figure of merit, based on the ability of the structure to convert input frequencies to terahertz frequency. The comparative results are presented for ZnO, GaAs, InP, and InP .

Keywords: difference frequency generation, simulation, three-wave mixing, THz generation

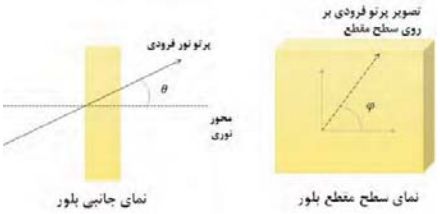
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

در میان روشهای متعدد مبتنی بر به کارگیری لیزر برای تولید تابش تراهرتز، فرآیند غیرخطی تولید فرکانس اختلافی یکی از شناخته شده‌ترین روشهای تولید تابش تراهرتز پالسی و پیوسته محسوب می‌شود. اما از مهم‌ترین عوامل محدودکننده بازده تولید در این فرآیند، در کنار جذب فونونی و فوتونی و نیز جذب غیرخطی ماده در بازه فرکانسی تراهرتز،می‌توان به عدم تطبیق سرعت بین دو موج فرودی و فرکانس تراهرتز تولید شده اشاره کرد که منجر به تقویت ناهمدوس تابش در طول کریستال و درنتیجه کاهش توان نهایی می‌شود [۱]. تطبیق فازی مدی، از جمله روشهای غلبه بر مسئله عدم تطبیق سرعت است که اولین بار در موجبرهای $GaAs$ برای تولید موج تراهرتز از لیزر CO_2استفاده شد [۲]و به صورت تئوری و نیز تجربی در موجبرهای سه‌بعدی مورد مطالعه قرار گرفت [۳-۵]. در این روش تطبیق فازی، با تغییر هندسه موجبر می‌توان ضریب شکست موثر برای تابش تراهرتز را تغییر داد و سرعت آن درون کریستال را برای دستیابی به تقویت همدوس کنترل کرد. در این مقاله، با استفاده از یک موجبر دارای سطح مقطع مستطیلی، به کنترل ضریب شکست موثر موج تراهرتز تولید شده در فرایند تولید فرکانس اختلافی می‌پردازیم و با انجام شبیه‌سازی، وابستگی بازده تولید به پارامترهای هندسی موجبر را استخراج می‌کنیم.

تئوری و شبیه سازی

مساحت موثر موجبر که به توزیع فضایی هر مد مرتبط است، می‌تواند با تغییر شدت باریکه برهمکنش کننده در فرآیند ترکیب سه موج، توان تولیدی تابش تراهرتز و درنتیجه بازده آن را تغییر دهد. از سوی دیگر، توان خروجی وابسته به خصوصیات غیرخطی ماده تشکیل دهنده موجبر است. در این مقاله ما از ماده ZnO برای این منظور استفاده کرده‌ایم.



شکل۱. نمایش زاویه θ و φ. اگر محور نوری کریستال در جهت نشان داده شده باشد، آنگاه زاویه نور فرودی با این محور را زاویه θ می‌نامیم.

تانسور پذیرفتاری غیرخطی مرتبه دوم ($\chi^{(۲)}$) برای ماده ZnO، سه عنصر مستقل و غیر صفر و تانسور مرتبه سوم فقط یک عنصر غیر صفر دارد[۶].$\chi^{(۲)}$با یک مجموعه عملیات ساده‌سازی به یک ماتریس۶×۳ تبدیل می‌شود که با عنوان ماتریسd شناخته می‌شود[۱]. حال با توجه به جهت‌گیری کریستال و نیز قطبش هرکدام از سه موج پمپ و سیگنال و تراهرتز به دست آمده و به هر کدام از حالات قرار گرفتن کریستال، ضریب غیرخطی موثر (d_{eff}) نسبت داده می‌شود[۷]. برای یک حالت کلی که در آن $\vec{\boldsymbol{E}}$یک میدان الکتریکی تصادفی به شکل$= \vec{\boldsymbol{E}}$ $E_0\begin{pmatrix} sin\theta cos\varphi \\ sin\theta sin\varphi \\ cos\theta \end{pmatrix}$باشد، قطبش به کمک رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = 2\epsilon_0 \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ d_{31} & 0 & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_yE_z \\ 2E_zE_x \\ 2E_xE_y \end{pmatrix}$$

$$= 2\epsilon_0 E_0^2 \begin{pmatrix} d_{15} sin2\theta cos\varphi \\ 0 \\ d_{31} sin^2\theta cos^2\varphi + d_{33} cos^2\theta \end{pmatrix} \quad (1)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

که در آن، θزاویه بین پرتو فرودی و محور اپتیکی کریستال وφ زاویه سمتی روی صفحه سطح مقطع کریستال است. حال اگر در ماتریس بالا $\theta = ۴۵^\circ$ $\varphi =$ ۹۰°وباشد، نور قطبیده خطی می‌شود و تنها یک عنصر باقی می‌ماند. در نتیجه رابطه (۱) به صورت زیر اصلاح می‌شود:

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = ۲\epsilon_0 E_0^۲ \begin{pmatrix} \cdot \\ \cdot \\ \frac{۱}{۲} d_{۳۳} \end{pmatrix} \qquad (۲)$$

بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که در این حالت خاص رابطه$d_{eff} = \frac{۱}{۲} d_{۳۳}$ برقرار می‌باشد. حال برای سطح مقطع موجبر در نقطه z، می‌توان میدان‌های الکتریکی را به شکل زیر در نظر گرفت[۸]:

$$E_q(x.y.z;t) = \frac{1}{۲}\sqrt{\frac{۲Z_{\cdot}\hbar ۱}{n_q\langle e_q|}}$$

(۳)

که در آن$e_q(x.y)$ توزیع‌های فضایی میدان الکتریکی،$\hbar$ ثابت پلانک، $Z_{\cdot}$ امپدانس خلأ،n_q ضریب شکست موثر سه مد در حال انتشار و $q(z;t) = u.v.w$ توابع کند تغییری در راستای z هستند. این توابع به نحوی بهنجار شده‌اند که توان دوم آن‌ها شار فوتونی برای هر مد (تعداد فوتون‌ها در واحد زمان) باشد.

با استفاده از تقریب کند تغییری [۹] معادلات ترکیب سه موج به شکل زیر خواهد بود:

$$\frac{du}{dz} = -i\xi v w e^{i\Delta k z} \qquad (۴-\text{الف})$$

$$\frac{dv}{dz} = -i\xi u w^* e^{-i\Delta k z} \qquad (۴-\text{ب})$$

$$\frac{dw}{dz} = -i\xi u v^* e^{-i\Delta k z} - \frac{\alpha}{۲} w \qquad (۴-\text{پ})$$

که $\Delta k \equiv k_u - k_v - k_w$ و همچنین در عبارات بالا از پارامتر ξ استفاده شده است که

$$\xi \equiv d_{eff}\sqrt{\frac{۲Z_{\cdot}\hbar w_u w_v w_w}{c^۲ n_u n_v n_w A_{DFG}}} \qquad (۵)$$

وc در آن سرعت نور است. در اینجابه منظور مقایسه نتایج از یک پارامتر ترجیحیFOMبه صورت زیر استفاده می‌کنیم[۱۰].

$$\mathcal{F} \equiv \frac{\xi^۲}{\alpha^۲} = \frac{۲\hbar w_u w_v w_w}{c^۲\epsilon_0 A_{DFG}} \times \frac{d_{eff}^۲}{n_u n_v n_w \alpha^۲} = \mathcal{F}_W \times \mathcal{F}_M$$

(۶)

این FOM معیاری از توانایی کل سیستم موجبری در تبدیل فوتونی است. $\mathcal{F}_W$ و $\mathcal{F}_M$ هم که به ترتیب به بخش موجبری و ماده مربوطاند نیز جزئی ازین معادله هستند. مزیت استفاده از این FOM ازین جهت است که اگر دو موجبر از دو ماده مختلف با فرکانس‌های خروجی تراهرتز متفاوت،FOM یکسانی داشته باشند به این معنی است که هر دو ماده توان تولید فرکانس یکسان دارند.

علاوه بر این، تطبیق فاز بین سه موج، از عوامل مهم و تاثیرگذار در خروجی فرآیند فوق‌الذکر است. تطبیق فازی مدی که در واقع روشی بر اساس هندسه و مشخصات اپتیکی موجبر بوده، باعث آزادی عمل بیشتری در انتخاب فرکانس تراهرتز خروجی و همچنین جنس ماده می‌شود. شیوه کار این روش بر پایه توانایی تغییر ضریب شکست موجبر با تغییر دادن هندسه و نوع ساختار آن است. با در اختیار داشتن این امکان، به ازای هر فرکانس خروجی تراهرتز، فرکانس اپتیکی مشخصی وجود دارد که با استفاده از آن تطبیق فازی برقرار خواهد بود. پس هندسه موجبر به عنوان یک درجه آزادی اضافه برای سیستم موجبری مطرح شد.[۱۰]

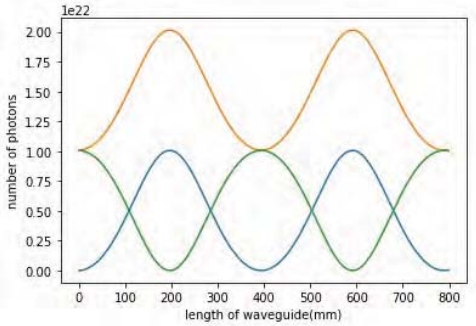
ZnO در فرکانس $۱\,THz$ ضریب جذبی حدودا برابر $۲\frac{۱}{cm}$ دارد [۱۱] و برای محاسبه ضریب شکست آن، می‌توان از رابطه سل‌مایر این ماده استفاده کرد. [۱۲]

اگر برای موجبر ZnO طولی برابر$۸۰۰\,mm$ و توان‌های پمپ و سیگنال برابر با$۲KW$ به عنوان توان ورودی در نظر گرفته شود ، طرح شکل۲ حاصل خواهد شد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

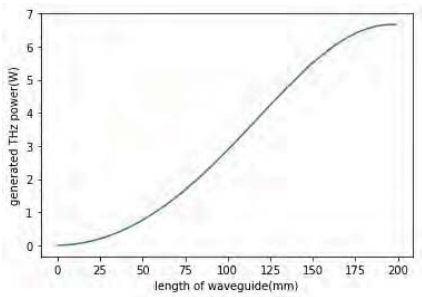
ماده	ارتفاع × عرض (μm)	λ	f	$\Im$	$\Re$	
InP	۱۱۵×۲۰۰	۱.۵۵۸	۱	۰.۶۱۳	۱.۶	۰.۹۸
GaP	۶۷.۴×۱۰۰	۱.۵۶۶	۲	۸.۹۲۹		
$GaAs$	۲۰۳.۸×۳۰۰	۱.۵۵۸	۱	۰.۲۶۶		
ZnO	۱۱۵×۲۰۰	۱.۰۰۳	۱	۱۵۶۲		

شکل۳.طولبهینهانتشار. بهازای $2KW$ توانفرودیازپرتوها،میتوانکمتر از W ۷ پرتو تراهرتز گرفت که نسبتاً بازدهی خوبی محسوب می‌شود.



شکل۲. نمایش تعداد فوتون‌های پمپ (سبز) و سیگنال (قهوه‌ای) و تراهرتز (آبی) بر اساس طول موجبر.

همانطور که مشاهده می‌شود، در لبه ابتدای کریستال شاهد تولید فرکانس اختلافی در ناحیه تراهرتز هستیم. به این معنا که هر فوتون پمپ در حال تبدیل شدن به یک فوتون سیگنال و یک فوتون تراهرتز است. این فرآیند تا جایی ادامه پیدا می‌کند که هیچ فوتون پمپی برای تبدیل وجود نداشته باشد. در این نقاط، فرآیند غیرخطی از DFGبهSFG یا همان تولید فرکانس مجموع تبدیل خواهد شد. در این حالت، از ترکیب دو فوتون سیگنال و تراهرتز، یک فوتون پمپ حاصل می‌شود. در این حالت بازده فرآیند کلی به طول موجبر وابسته است.



با تکرار محاسبات فوق برای سه موجبر دیگر ساخته شده از مواد $GaAs$ و InPوGaP، به مقایسه نتایج حاصل در این چهار موجبر پرداخته‌ایم. این مقایسه در جدول (۱) ارائه شده است. مشاهده می‌شود که ماده InP در مقایسه با سایر موجبرها از FOM بالاتری برخوردار است.

نتیجه‌گیری

در این مقاله تولید تابش تراهرتز با استفاده از فرآیند غیرخطی «تولید فرکانس اختلافی»، شبیه‌سازی شده است. همچنین با استفاده از تعریف یک FOM که معیاری برای مقایسه موجبرهای با هندسه و جنس متفاوتاست، ماده مد نظر در این مقاله یعنی ZnO از نظر توانایی تبدیل فوتونی با $GaAs$ و InP وGaPمقایسه شده است.مقدار عددی بدست آمده برای این موجبر در مقایسه با سایر موجبرها کمتر است فلذا اگر از ماده ZnO برای تولید تابش تراهرتز از طریق این فرآیند غیرخطی استفاده شود، بازدهی فوتونی کمتری حاصل خواهد شد. بازدهی فوتونی نسبت تعداد فوتون‌های تراهرتز تولید شده به تعداد فوتون‌های پمپ فرودی است.

مراجع

[۱] R. W. Boyd, nonlinear optics, New York: Academic Press, 2008.
[۲] D. E. T. a. P. D. Coleman, Trans. Microwave Theory Tech. MTT -22,pp. 995-1000, 1974.
[۳] V. B. a. C. Sirtori, Technol. 19,pp. 964-970, 2004.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

[۴] K. S. T. T. K. S. T. K. a. Y. O. J.-I. Nishizawa, Photonics,pp. 2008-2010, 2006.

[۵] A. A. H. C. a. A. N. W. Zhu, Express 16,pp. 8433-9, 2008.

[۶] D. H. A. B. M. B. F. S. P. G. M.C. Larciprete, Appl. Phys. B 82,pp. 431-437, 2006.

[۷] P. Y. A. Yariv, Optical waves in crystals, Hoboken: Wiley, 1984.

[۸] A. P. L. C. G. A. A. B. M. S. R.-S. A. C. a. A. P. S. Stivala, J. Opt. Soc. Am. B 24,pp. 1564-1570, 2007.

[۹] G. P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, New York: Academic, 1989.

[۱۰] A. T. A. C. B. R. L. O. S. B. A. C. C. S. S. S. R. S. a. C. L. M. Cherchi, IEEE J. Quantum Electron. 46(3),p. 368–376, 2010.

[۱۱] A. K. Azad, J. G. HanZhang, W. L. Appl. Phys. Lett.,p. 88, 2006.

[۱۲] Handbook of Optics, 3rd edition, Vol. 4., McGraw-Hill, 2009.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۸۷-۱۰-A

آشکارساز نور حساس فوتوترموالکتریک گرافنی در بازه تراهرتز

لیلی مسعودی، هادی صوفی

دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران
leili.masoodi97@ms.tabrizu.ac.ir, h.soofi@tabrizu.ac.ir

چکیده - پرتوهای تراهرتزدر کاربردهای مختلفی ، از امنیت تا پزشکی ، استفاده می شوند.بااین حال همواره آشکارسازی حساس امواج تراهرتز در دمای اتاق دشوار بوده است. گرافن به دلیل دینامیک سریع حامل های بار ماده ای ایده آل برای کاربردهای مختلف ازجمله آشکارسازی است. ضمن اینکه جذب گرافن در بازه وسیعی از فرکانس ثابت و برابر ۲.۳٪ است، لذا افزایش جذب گرافن برای استفاده درهر کاربردی ضروری است. برای رفع این مشکل میتوان از اثرات پلاسمونیک در مرزمشترک گرافن-فلز استفاده کرد؛ که با افزایش شدت میدان الکتریکی باعث افزایش قابل توجه جذب گرافن در فرکانس رزونانس حتی تا حدود ۸۰٪ میشود. اثر فوتوترموالکتریک در گرافن، یک مکانیزم آشکارسازی امیدوارکننده است؛ حاملهایبرانگیخته شده توسط نوربه دلیل اندرکنش های الکترون-الکترون قوی و ظرفیت گرمایی الکترونیکی پایین گرافن،به سرعت و به صورت قابل توجه گرم می شوند. در اینمقاله یک آشکارساز گرافنی در بازه تراهرتزبا استفاده از اثر فوتوترموالکتریک طراحی و مدل سازیشده است.

کلید واژه- آشکارساز نوری ، پلاسمونیک ، تراهرتز ، فوتوترموالکتریک ، گرافن

Sensitive THzgraphene photo-thermoelectric photodetector

Leili Masoudi, HadiSoofi

Faculty of Electrical and Computer Engineering, University of Tabriz, Tabriz, Iranleili.masoodi97@ms.tabrizu.ac.ir,h.soofi@tabrizu.ac.ir

Abstract- THz radiation has various applications from medical to security. However, sensitive detection of THz radiation at room temperature has complications. Graphene due to fast charge carrier dynamics is an ideal material for different applications like photodetection. Because of constant 2.3% absorption of graphene in a wide range of frequencies, increasing graphene absorption is necessary for any application. Plasmonic effects in graphene-metal interfaces can be used to solve this problem; which can improve graphene absorption in resonance frequency even to 80% with increasing electric field magnitude. Photo-thermoelectric (PTE) effect is aninspiringdetection mechanism in graphene. Photo-excited carriers thermalize rapidly due to strong electron-electron interactions and low electronic heat capacity of graphene. In this article a graphene based photo-detector in THz range have been designed and simulated benefiting photo-thermoelectric effect.

Keywords: photodetector, graphene, photo-thermoelectric, plasmonic, THz

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

گرافن یک لایه اتم کربن با آرایش شبکه لانه زنبوری است که به دلیل ویژگیهای جذاب مانند ساخت نسبتا آسان، تحرک بالای حامل ها و چگالی پایین الکترون در زمینه های گوناگونی به کار گرفته می شود[۱].

درحالیکه گرافن یک ماده امیدوارکننده در آشکارسازهای نوری سریع است، ولی جذب پایین ٪۲/۳ در بازه فرکانس مرئی تا فروسرخ، با کاهش پاسخ دهی نوری، کاربرد آن را در آشکارسازها محدود کرده است. روش های مختلفی تاکنون برای افزایش جذب یک لایه گرافن بکار گرفته شده اند. ادغام گرافن داخل ساختار ساندویچی فلز-دی الکتریک-گرافن (MDG)یکی از این روش های مطرح شده است که جذب قابل توجهی را در بازه وسیع فرکانسی نشان داده است[۲].

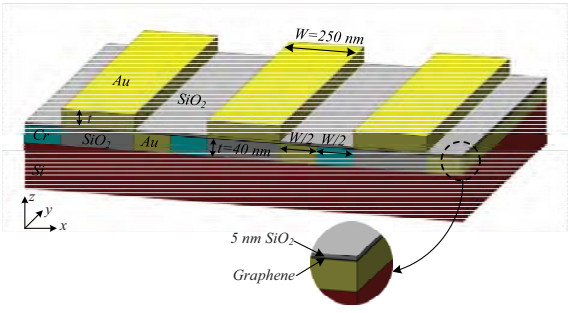
آشکارسازی نور متکی بر تبدیلسیگنال نوری جذب شده به یک سیگنال الکتریکی است.اثر فوتوترموالکتریک (PTE) مکانیزم مناسبی برای آشکارسازی حامل های داغ در آشکارسازهای مبتنی برگرافن است. اثر PTEبرپایه گرمای ایجادشده از نور جذب شده بوده و ولتاژ بدست آمده را می توان توسط اثر سیبک محاسبه کرد.ظرفیت گرمایی الکترونیکی پایین گرافن درمقایسه با سایر مواد، باعث ایجاد تغییر دمای بیشتر به ازای توان جذب شده یکسان میشود[۴,۳].

به دلیل اختلاف موجود بین توابع کار گرافن و فلز، در نواحی اتصال گرافن با فلز، الکترون ها و حفره ها مابین آن دو تبادل خواهند شد که درنتیجه آن پتانسیل شیمیایی گرافن در ناحیه اتصال تغییر خواهد کرد[۱]. چنانچه دو نوع فلزمختلف به عنوان الکترود انتخاب شوند، پتانسیل شیمیایی گرافن در دو طرف کانال متفاوت بوده و با ایجاد عدم تقارن در پروفایل ضریب سیبک، ولتاژ نهایی ایجاد شده در این شرایط غیرصفر خواهد بود[۴].

در این مقاله یک آشکارساز نور تراهرتز با ساختار مبتنی بر MDG که یک لایه گرافن درون آن جای گرفته است، طراحی شده و توسط روش تفاضل محدود (FDTD) شبیه سازی شده است. پلاسمون های گرافن که در اطراف مرز مشترک گرافن-دی الکتریک حبس شده‌اند، برانگیخته شده و اندرکنش بین نور و گرافن را بهبود می‌بخشند که موجب افزایش جذب گرافن و بهبود پاسخ دهی آشکارساز خواهد شد.

ساختار و روش ها

ساختار آشکارساز گرافنی مطرح شده در شکل۱ نشان داده شده است؛ که از ساندویچ فلز-دی الکتریک-گرافن ایجاد شده است. بستر سیلیکونی با ضخامت ۲/۵μm، که میتوان به عنوان گیت و برای اعمال ولتاژ جهت تنظیم تراز فرمی گرافن از آن استفاده کرد، در نظر گرفته شده است. هم چنین برای افزایش جذب، در پشت سیلیکون، لایه ای طلا با ضخامت ۱۵۰ nm در نظر گرفته شده است. نوارها با ضخامت ۴۰ نانومتر روی لایه عایق SiO_2 با ضخامت ۵ نانومتر قرار داده شده است که زیر آن تک لایه گرافن (بدون طرح) وجود دارد.



شکل ۱: ساختار مطرح شده مبتنی بر MDG و استفاده از طلا و کروم به عنوان فلزات کانتکت در اطراف کانال گرافن. (لایه زیرین طلا نشان داده نشده است)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

همانطور که قبلا توضیح داده شدبرای ایجاد ولتاژ غیرصفر بین کانتکت ها، از فلزات مختلف در دو طرف کانال گرافن استفاده شده است. برای ایجاد گرافن های نوع n و p از فلزات کروم و طلا میتوان به عنوان کانتکت استفاده کرد که هر کدام دارای ضخامت ۴۰ نانومتر هستند. با قرار دادن این ساختار روی سطح فلزی و بازتاب کننده، جذب ساختار افزایش خواهد یافت؛ چرا که نور بعد از عبور از لایهSiبه فلز زیر ساختار میرسد و بازتاب شده دوباره به داخل ساختار برمیگردد، که به این ترتیب فلز طلا زیر ساختار مانع موج از ترک ساختار می شود.

این ساختار به طور دقیق در [۲] توصیف شده است و شامل کاواک های فابری-پیرو است که از نوار SiO_2 مابین دو فلز که به عنوان دوقطبی الکتریکی عمل می‌کنند، تشکیل شده است. پلاسمون های برانگیخته شده گرافن که در مرزمشترک فلز-دی الکتریک حبس شده اند، در طول دی الکتریک در جهت های مخالف و به سمت هم منتشر میشوند و با هم تداخل می کنند؛ در نتیجه تداخل های سازنده پلاسمون های گرافن، امواج ایستا تشکیل خواهند شد که منجر به ایجاد رزونانسهای فابری-پیرو با پیک های جذب چندگانه میشود که برای کاربرد های آشکارسازی مناسب نیستند، ولی می توان با راهکارهایی مانند کاهش طول کاواک و یا انتخاب ترازهای فرمی کوچک برای گرافن تعداد پیک ها را در بازه فرکانس کاهش داد تا به یک پیک رسید.

مکانیزم این آشکارساز نوری مبتنی بر اثر فوتوترموالکتریک است که میتوان به صورت مختصر چنین توصیف کرد: بعداز قرارگرفتن ساختار در برابر نور تراهرتز، قسمت عمده نور در لایه گرافن جذب خواهد شد که باعث برانگیخته شدن الکترون ها و حفره ها شده و الکترون های داغ ایجاد میشوند که به دلیل وجود گرادیان دما و تحرک پذیری بالای حامل ها در گرافن، به سرعت به سمت کانتکت‌ها حرکت کرده و طبق اثر سیبک ولتاژ نوری ایجاد شده با رابطه $\nabla V(x) = - S(x)\ \nabla T(x)$بیان میشود، که در آن S ضریب سیبک و ∇Tگرادیان دمایی ایجاد شده پس از جذب نور و Vاختلاف پتانسیل ایجاد شده بین کانتکت هاست.

برای بدست آوردن پتانسیل شیمیایی محلی لایه گرافن در طول کانال میتوان از روابط پتانسیل الکترواستاتیکی ایجاد شده توسط فلز استفاده کرد[۱]:

$$V(x) = \mu_F + sign(\sigma)\sqrt{\left|\frac{V_B|V_B|}{x/l_s} - \mu_F|\mu_F|\right|} \qquad (1)$$

که در این رابطه μ_F پتانسیل شیمیایی کل سیستم و σ چگالی بار ایجادشده در گرافن وV_B،پتانسیل مرزی است که برای نواحی درکانتکت با طلا[۱]$0.33eV$ و کروم[۳]-$0.002eV$ فرض شده است. در رابطه بالا l_s $|V_B|=\hbar v/\pi\alpha$است که $\hbar v = 6.05\ eVA^{\circ}$ثابت$\alpha=2.38/\kappa$و ریزساختارگرافن و κثابت دی الکتریک موثر می باشد. با استفاده از این روابط میتوانپتانسیل شیمیایی محلی گرافن،$\mu(x)$ ، را محاسبه کرد[۱]:

$$\mu(x) = \mu_F - V(x) \qquad (2)$$

به این ترتیب ضریب سیبک را میتوان بدین صورت محاسبه نمود[۴]:

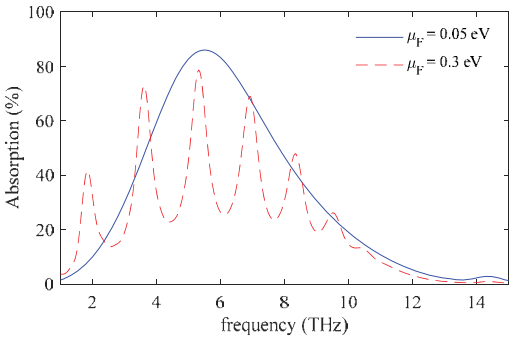
$$S = -\frac{2\pi^{3/2}k_B^2 T}{3q\hbar\upsilon_f}\frac{(n-p)\sqrt{|n-p|}}{(n+p)^2} \qquad (3)$$

کهK_B ثابت بولتزمن ، T دما و برابر ۳۰۰ کلوین ،q بار واحد الکترون،$\hbar$ثابت پلانک کاهش یافته و$\upsilon_f=10^6\ m/s$سرعت فرمی در گرافن است. pوn چگالی الکترون وحفره در واحد سطح هستند که با استفاده از$\mu(x)$محاسبه می شوند[۴].

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

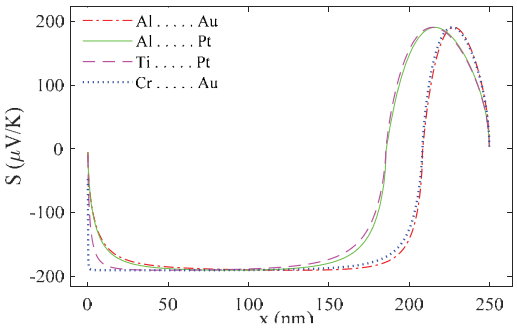
نتایج و بحث

درصد جذب که برابر درصدی از توان برخوردی به ساختار است که توسط لایه گرافن جذب شده، در شکل۲ نشان داده شده است که همانطور که مشاهده میشود در تراز فرمی بالاتر چندین پیک جذب ناشی از رزونانس فابری-پیرو وجود دارد و برای آشکارساز بایدگرافن دارای تراز فرمی کوچک باشد.



شکل ۲: نمودار جذب ساختار دارای تناوب یک میکرومتر در راستای x به ازای تراز فرمی 0.05eV و 0.3eV گرافنبرحسب فرکانس

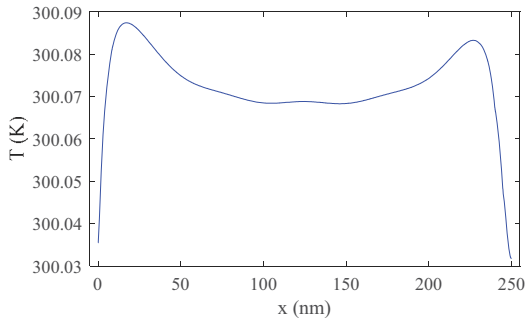
ضریب سیبک توسط روابط بیان شده در قسمت قبل برای زوج فلزات مختلف در دو طرف کانال گرافن دارای تراز فرمی 0.05eV محاسبه شده و در شکل ۳ نشان داده شده است.



شکل ۳: نمودار ضریب سیبک در طول کانال گرافن با فرض ساختار دارای تناوب ۵۰۰ نانومتر و کانال گرافن ۲۵۰ نانومتر

برای استخراج پروفایل دما در طول کانال طبق شکل ۴ از نرم افزار Deviceاستفاده شده است که از روش المان محدود برای شبیه سازی استفاده میکند.

طبق رابطه بیان شده اثر سیبک، ولتاژ نوری تولید شده در فرکانس رزونانس برابر 12.77µVو پاسخ دهی برای ساختار با عرض یک میکرومتر در راستای yبرابر 12.77V/Wخواهد شد.



شکل ۴: پروفایل دما بر حسب کلوین در طول کانال گرافن به ازای نور برخوردی با توان یک میکرو وات روی یک تناوب از ساختار به طول 500nm در راستای x و عرض 1µm در راستای y در فرکانس رزونانس ۸ تراهرتز

نتیجه‌گیری

دراین مقاله با استفاده از ساختار MDG یک آشکارساز نوری براساس اثر فوتوترموالکتریک در بازه تراهرتز طراحی و شبیه سازی شده است. که دارای پاسخ دهی 12.77V/W برای ساختار با عرض یک میکرومتر در راستای y می باشد. این پاسخ دهی نسبت عکس با عرض ساختار دارد، به عبارت دیگر با کاهش عرض ساختار در راستای y میتوان پاسخ دهی را افزایش داد، به نحوی که ساختار با عرض 10nm دارای پاسخ دهی قابل توجه 1277V/W خواهد بود.

مرجع‌ها

[1] P. Khomyakov, A. Starikov, G. Brocks, and P. J. Kelly, "Nonlinear screening of charges

induced in graphene by metal contacts," *Physical Review B,* vol. 82, no. 11, p. 115437, 2010.

[2] Z. Wang and Y. Hou, "Ultra-multiband absorption enhancement of graphene in a metal-dielectric-graphene sandwich structure covering terahertz to mid-infrared regime," *Optics express,* vol. 25, no. 16, pp. 19185-19194, 2017.

[3] X. Cai *et al.*, "Sensitive room-temperature terahertz detection via the photothermoelectric effect in graphene," *Nature nanotechnology,* vol. 9, no. 10, p. 814, 2014.

[4] A. Amirhosseini and R. Safian, "Photo-thermoelectric current enhancement in graphene-based photodetectors using plasmonic nanostructures," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics,* vol. 24, no. 2, pp. 1-7, 2017.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۶۷-۱۰-A

تولید امواج تراهرتز در موجبر پلاسمونی پیوندی

مرضیه اسدنیای فرد جهرمی، سمیه زارع

پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، امیرآباد شمالی، تهران

Kh.asasdnia@gmail.com

چکیده - طراحی منابع تولید تراهرتز در ابعاد کوچک از اهمیت زیادی برخوردار است. به منظور استفاده بهینه از امواج تراهرتز این امواج باید به روشی تولید شوند که پیوسته و همدوس باشند به همین در دلیل بیشتر دستگاه‌های تولید تراهرتز از روش تولید تفاضل بسامدی (DFG) استفاده می‌شود. در این مقاله تولید و انتشار امواج با روش فرکانس تفاضلی در فلز- هوا- فلز (MAM) انجام گرفته است و نشان داده شده است که ضمن دستیابی به بهره‌ی بالا، کاربردهای امواج تولید شده نیز بیشتر است همچنین نشان داده می‌شود که در این ساختار نیز جورشدگی فاز مطلوب، اتلاف کم و بهره بالا حاصل می‌شود.

کلید واژه- امواج تراهرتز- موجبر پلاسمونیک- ثابت انتشار

Terahertz wave generation in coupled plasmonic waveguide

Marzieh Asadniayefardejahromi, SomayeZare

Laser and Optics Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute

Kh.asadnia@gmail.com

Abstract- Designing terahertz resources on a small scale is of great importance. In order to make the best use of terahertz waves, these waves must be generated in a way that is continuous and coherent. For this reason, most terahertz generation devices use the frequency difference generation (DFG) method. In this paper, the generation and propagation of waves by differential frequency method in metal-air-metal (MAM) has been done and it has been shown that while achieving high efficiency, the applications of generated waves are also more. In this structure, the desired phase sorting, low loss and high gain are achieved.

Keywords: Terahrtz waves- Plasmonic waveguide

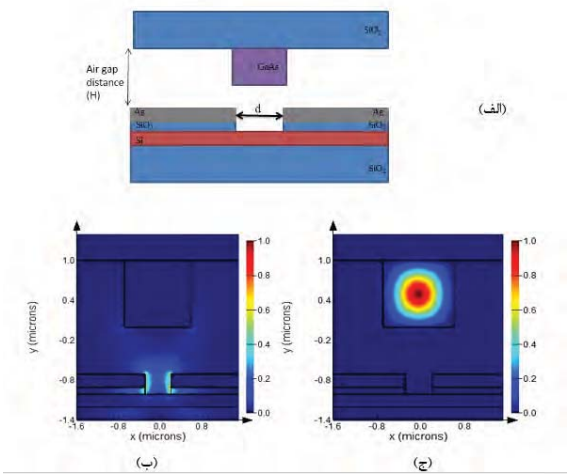
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

امواج تراهرتز (THz) دارای کاربردهای فراوانی در زمینه-های مختلف پزشکی، صنعت، ارتباطات و تصویربرداری است. از این رو طراحی منابع تولید تراهرتز در ابعاد کوچک از اهمیت زیادی برخوردار است. به منظور استفاده بهینه از امواج تراهرتز این امواج باید به روشی تولید شوند که پیوسته و همدوس باشند به همین در دلیل بیشتر دستگاه‌های تولید تراهرتز از روش تولید تفاضل بسامدی (DFG) استفاده می‌شود. در این روش دو پرتو لیزری پیوسته با بسامدهای ω_1و ω_2 در یک بلور غیرخطی مخلوط می شوند تا بسامد تراهرتز از رابطه-یω_{THz}،$\omega_1-\omega_2$=حاصل شود. در این روش، شرط جورشدگی فاز لازمه‌ی تولید موج تفاضلی است. تولید این امواج از طریق روش DFG در کریستال‌های حجیم نظیرGaAs، LiNbO3 و ZnTe نیز حاصل شده است، اما استفاده از موجبرها موجب کسب توان تولید بسامدی بیشتر و در نتیجه بهره‌ی بالاتر می‌شود. در این مقاله راجع به طراحی، شبیه سازی و مشخصه‌یابی میکرو و نانو موجبرهای نوری که با طراحی مناسب ابعاد موجبر و انتخاب صحیح جنس قطعات تشکیل دهنده دارای پاسخ غیر خطی هستند و می‌توانند شرایطی را برای تولید امواج THz فراهم کنند، می‌پردازیم. شبیه‌سازی و بدست آوردن داده‌های اصلی مانند ضرایب شکست و پاشندگی موجبرها با روش FDTD انجام می‌شود و در تمام محاسبات موج دمش تخت در نظر گرفته می‌شود و از شرط مرزیPML استفاده می‌شود.

محاسبات عددی و مدل‌سازی

در سالهای اخیر تلاش‌های زیادی برای یافتن روش‌های نوین تولید و انتشار امواج در فرکانس تفاضلی در فلز-هوا- فلز[1](MAM) انجام گرفته است [۱] و نشان داده شده است که ضمن دستیابی به بهره‌ی بالا، کاربردهای امواج تولید شده نیز بیشتر است [۲و۳]. در این مقاله محاسبات بر روی ساختار موجبرپلاسمونی پیوندی، به منظور بررسی نحوه‌ی تولید و انتشار این امواج در MAM ، انجام می‌گیرد و نشان داده می‌شود در این ساختار نیز جورشدگی فاز مطلوب، اتلاف کم و بهره بالا حاصل می-شود. شکل ۱ سطح مقطع موجبر معلق پلاسمونی پیوندی را نشان می‌دهد. این موجبر شامل دو تیغه سیلسکونی است که در فاصله H از هم واقع شده‌اند. بلور غیر خطی GaAs به تیغه بالایی متصل است و هدایت موج اپتیکی و فعالیت غیرخطی را بر عهده دارد. بر روی قطعه سیلیکونی پایینی, نوار سیلیس و پیوند فلز-سیلیکون قرار دارد و هدایت موج تراهرتز در آن صورت می‌گیرد. توزیع شدت موج اپتیکی در ۱/۵۵ mμ و موج تراهرتز در ۰/۶۱ THz در شکل ۱ نشان داده شده است.



شکل ۱: الف) سطح مقطع موجبر معلق پلاسمونی پیوندی ب) توزیع شدت موج اپتیکی در ۱.۵۵ mμ ج) موج تراهرتز در ۰/۶۱ THz

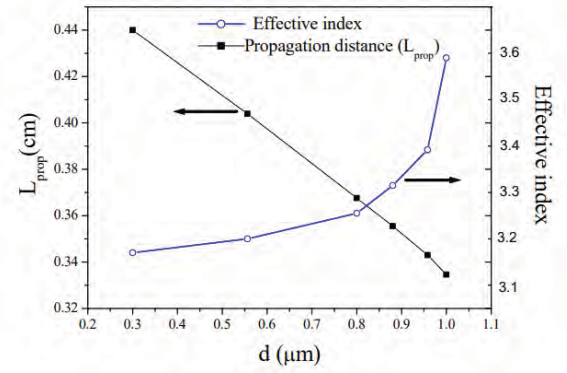
همانطور که گفته شد هدف از طراحی این موجبر بررسی نحوه‌ی تولید و انتشار این امواج در MAM است به

[1]Metal-air-metal

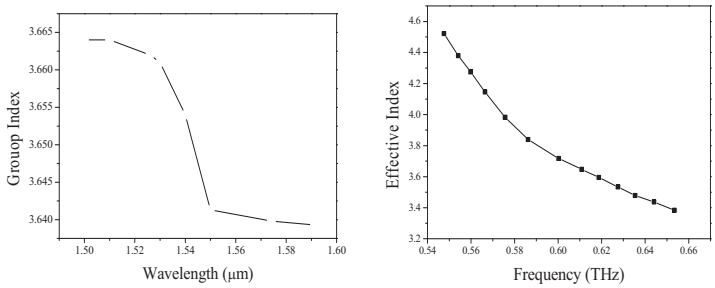
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

همین منظور از نحوه پیکربندی موجبرهای پیوندی بهره می‌گیریم. برای هدایت موج دمش بلور GaAs در نظر گرفته می‌شود و مکان قرارگیری آن اصولاً باید در نزدیکی محل انتشار موج تراهرتز باشد تا بدین ترتیب عامل همپوشانی عدد بزرگتری بدست آید اما مشکلی که پیدا می‌شود این است که در اینصورت حضور فلز موجب القای اتلاف در انتشار موج دمش می‌شود. برای کاهش اتلاف، ابعاد بلور غیر خطی را در اندازه‌ای انتخاب می‌کنیم که موج دمش کاملاً در آن محدود شود و اتلاف ناشی از فلز به حداقل مقدار ممکن برسد. ضخامت فلز $\mu 200\,m$ در نظر گرفته می‌شود و محاسبات بر روی بررسی شرایط جور شدگی فاز انجام می‌شود. جهت کریستال GaAs را نیز به گونه‌ای تنظیم می‌کنیم که جهت [۱ ۱ ۰] آن در راستای محورyوجهت [۰ ۰ ۱] آن در راستای محور xباشد. در این حالت قطبش میدان الکتریکی امواج تراهرتز درجهتx می شود و از مؤلفه‌ی $\chi^{(2)}$ تانسور $d_{14} = 46.1 \frac{pm}{v}$ گالیم آرسنایدبرای تولید بسامد تفاضلی استفاده می‌شود.

پس از انتخاب هندسه و ابعاد موجبر، محاسبات برروی مشخصه‌های انتشار دو موج نوری و تراهرتز به روش FDTD انجام می‌شود. محاسبات نشان می‌دهد ناحیه‌ی مدی مؤثر اپتیکی $A_{Optical}^{eff} = 0.702(\mu m)^2$ و موج تراهرتز $A_{THz}^{eff} = 4.201(\mu m)^2$ است. همانطور که گفته شد این ساختار به گونه‌ای طراحی شده است که مد اپتیکی به طور مؤثر در GaAs هدایت شود و موج تراهرتز در موجبر پایینی هدایت شود. مزیت این ساختار این است که به منظور کاهش اتلاف در ناحیه تراهرتز، طراحی به گونه‌ای انجام گرفته که موج تراهرتز در فلز و هوا منتشر شود. فاصله‌ی انتشار L_{prop} و ضریب شکست مؤثر این موجبر بر حسب فاصله دو پیوند در شکل ۲ رسم شده است. شکل ۳ تغییرات ضریب شکست گروه اپتیکی بر حسب طول موج و همچنین تغییرات ضریب شکست مؤثر موج تراهرتز را بر حسب بسامد نشان می‌دهد. در شکل۳ دیده می‌شود که منحنی تغییرات ضریب شکست مؤثر نسبت به بسامد تراهرتز روند غیر خطی دارد. از آنجایی که تغییرات این ضرایب مرتبط با تغییرات پاشندگی است پاسخ را می‌توان در رفتار پاشندگی موج تراهرتز جستجو کرد. قسمت حقیقی ثابت پاشندگی برای موج‌های دمش و تراهرتز در شکل ۴ رسم شده است. نتایج بدست آمده با روش FDTD نشان می‌دهد که تغییرات ثابت پاشندگی برای موج دمش خطی است در حالی که برای موج تراهرتز این تغییرات غیر خطی است.



شکل ۲: فاصله‌ی انتشار و ضریب شکست مؤثر موجبر پلاسمونی پیوندی



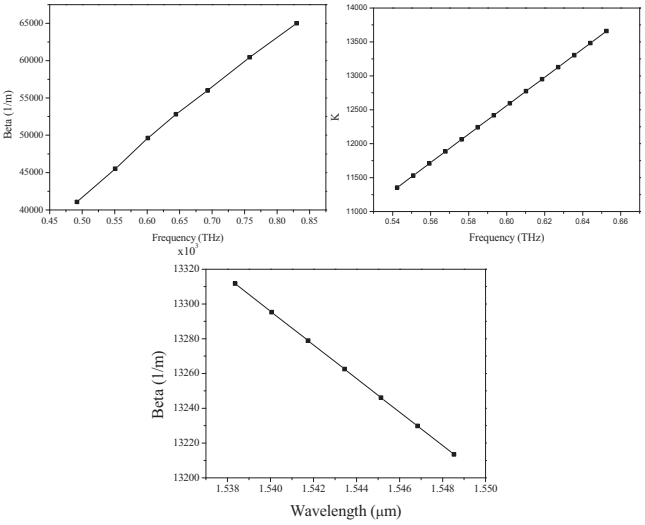
شکل ۳: الف) تغییرات ضریب شکست گروه اپتیکی بر حسب طول موج ب) تغییرات ضریب شکست مؤثر موج تراهرتز بر حسب بسامد

بعد از انجام محاسبات لازم، به بررسی شرط جورشدگی فاز می‌پردازیم. به عنوان مثال هنگامی که فاصله دو پیوند ۳۰۰nm باشد برای تولید بسامد ۰/۶ THz ضریب

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

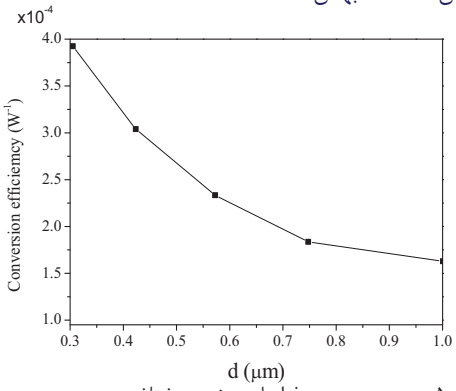
شکست مؤثر برابر با n_{THz}=۳/۵۶ است که باید با ضریب شکست گروه اپتیکی n_g برابر باشد و این مقدار ضریب شکست گروه در طول موج مرکزی λ=۱/۵۴ μm دیده می‌شود. با در نظر گرفتن اینکه تفاضل بسامدهای دو طول موج باید ۰/۶ THz باشد مقدار دقیق دو طول موج دمش λ_1=۱/۵۴۲ μm و λ_2=۱/۵۴۷ μm بدست می‌آید.

نمودار پاشندگی موج تراهرتز در خلاء و در موجبر و همچنین نمودار پاشندگی موج اپتیکی در شکل ۴ رسم شده است.



شکل ۴ الف) نمودار پاشندگی موج تراهرتز در موجبر ب) نمودار پاشندگی موج تراهرتز در خلاء ج) نمودار پاشندگی موج اپتیکی در موجبر پلاسمونی پیوندی

در شکل ۵نتایج محاسبه مقدار بهره نمایش داده شده است و دیده می‌شود که در این وسیله به بیشترین مقدار بهره $\eta = 3.95\times10^{-4}(W^{-1})$ می‌توان دست یافت. همچنین در فواصل پیوندی بزرگتر، همانطور که قبلاً هم گفته شد، بدلیل اینکه میزان اتلاف افزایش می‌یابد میزان بهره نیز کاهش می‌یابد.



شکل ۵: بهره‌ی موجبردر فواصل پیوندی مختلف

نتیجه‌گیری

در این مقاله نحوه تولید امواج تراهرتز در ساختار فلز-هوا-فلز در یک موجبر کم اتلاف پیوندی محاسبه و بررسی شده است. مشخصه‌های نوری موجبر مانند ضریب شکست و ضریب گروه و فاصله انتشار با روش FDTD محاسبه و نمایش داده شده است و در نهایت با بررسی جورشدگی فاز موجبر، بهره برای فواصل مختلف پیوندی محاسبه شده است و و دیده می‌شود که در این وسیله به بیشترین مقدار بهره $\eta = 3.95\times10^{-4}(W^{-1})$ می‌توان دست یافت.

مرجع‌ها

[1] Hamid Reza Zangeneh and Marzieh AsadniaFardJahromi, "Terahertz wave generation by nanoconfinement of light," Appl. Opt. 53, 1826-1831 (2014)

[2] Zhang, Q., Qi, J., Wu, Q. et al. Surface enhancement of THz wave by coupling a subwavelength $LiNbO_3$ slab waveguide with a composite antenna structure. Sci Rep 7, 17602 (2017).

[3] Montasir Qasymeh" Terahertz Generation in Nonlinear Plasmonic Waveguides," IEEE Journal of Quantum Electronics 52(4):1-1(2019)

[4] R. C. Dunn, "Near-Field Scanning Optical Microscopy" hem. Rev. 99

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک
و فوتونیک ایران و سیزدهمین
کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان وبلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۲۴۶۷-۱۰-A

تولید امواج تراهرتز در نانوموجبر پلاسمونیک

مرضیه اسدنیای فرد جهرمی، سمیه زارع

پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، امیرآباد شمالی

Kh.asasdnia@gmail.com

چکیده - در این مقاله طراحی و شبیه سازی منحصر به فرد از یک نانو موجبر پلاسمونیک با محدود سازی نور در ابعاد نانومتری، به منظور تولیدامواج تراهرتز تنظیم‌پذیر معرفی می‌گردد. محاسبات انجام شده با روش تفاضل محدود نشان می‌دهد که نانو موجبر حاضر، قادر به تولید امواج تراهرتز با بهره $\eta_p = 6.1\times10^{-5}W^{-1}$ است. این مقدار ۵ برابر بیشتر از موجبرهای دی‌الکتریک میکرومتری است.

کلید واژه- امواج تراهرتز- موجبر دی الکتریک- امواج پلاسمونیک

Terahertz generation in nonlinear plasmonic nano-waveguide

Marzieh Asadniayefardejahromi, SomayeZare

Laser and Optics Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, I. R. I

Kh.asadnia@gmail.com

Abstract- In this paper, a unique design and simulation of a plasmonic nano waveguide with limitation of light in nanometer dimensions in order to produce adjustable terahertz waves is introduced. Calculations performed with the Finite Difference Time method show that the present nano waveguide is able to generate terahertz waves with gain. This is 5 times more than micrometer dielectric waveguides.

Keywords: Terahrtz waves- Dielectric waveguide- Plasmonic waves

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

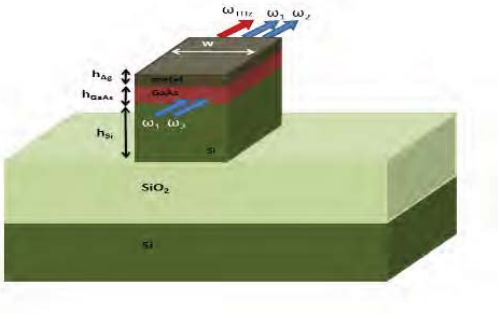
مقدمه

امواج تراهرتز (*THz*) دارای کاربردهای فراوانی در زمینه-های مختلف پزشکی، صنعت، ارتباطات و تصویربرداری است. از این رو طراحی منابع تولید تراهرتز در ابعاد کوچک از اهمیت زیادی برخوردار است. ساخت منابع تولید امواج تراهرتز با بهره‌گیری از مزیت محدود سازی نور در ابعاد نانومتری، علاوه بر اینکه شرایط لازم را برای یک منبع در ابعاد کوچک فراهم می‌سازد، بهره‌ی تولید امواج تراهرتز را نیز به میزان قابل توجهی افزایش می‌دهد.چالش تولید بسامد تفاضلی در این نوع موجبر تنها شرط جورشدگی فاز نیست بلکه باید شرایطی در موجبر فراهم شود که موج نوری بتواند در ابعاد بسیار کوچک متمرکز شود ضمن اینکه موج تراهرتز تولید شده نیز بتواند با حداقل اتلاف منتشر شود. محدود شدن و هدایت نور در ابعاد بسیار کوچک نانومتری اخیراً مورد توجه بسیاری از محققان قرار گرفته و در ساختارهای مختلفی مورد بحث و بررسی قرار گرفته است[۳-۱]. محدود سازی نور در ابعاد نانومتریکی از پدیده های مرتبط با مبحث اپتیک میدان نزدیک است که براثر برهمکنش پلاسمونی نور و فلز ایجاد می‌شود. در مبحث اپتیک میدان نزدیک پدیده های نوینی که امواج الکترومغناطیسی میرا در ابعاد زیر طول موجی بر جای می‌گذارند، بحث می‌شود[۴].

در این مقاله، شبیه‌سازی و داده‌های اصلی مانند ضرایب شکست و پاشندگی موجبرها با روش *FDTD* انجام می-شود و در تمام محاسبات موج دمش تخت در نظر گرفته می‌شود و از شرط مرزی*PML* استفاده می‌شود.

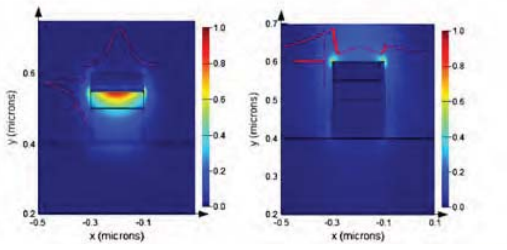
مدل‌سازی و شبیه‌سازی

شکل ۱ سطح مقطع موجبر پلاسمونی پیشنهاد شده برای تولید امواج *THz* همدوس با استفاده از متمرکز کردن موج نوری را نشان می‌دهد. موجبر شامل یک نوار سیلیکون بر روی عایق است که بر روی آن یک لایه*GaAs* با سرپوش فلز نقره قرار دارد.



شکل ۱: سطح مقطع موجبر پلاسونیک $h_{Si}=100nm$, $h_{GaAs}=50nm$, $w=100nm$.

نحوه انتخاب ابعاد موجبر به شرح زیر است. محدود سازی و هدایت نور در ابعاد نانومتری عمدتاً تحت تأثیر ابعاد *GaAs* و فلز قرار دارد بنابراین ابتدا به تعیین ابعاد این دو می‌پردازیم. هنگامی که ضخامت نقره $h_{Ag}=100nm$ در نظر گرفته شود و ضخامت *GaAs* بیشتر از ۵۰ *nm* باشد مد نوری اصلی در *Si* محدود می‌شود و موجبر رفتاری مانند یک موجبر معمولی خواهد اشت. اما هنگامی که ضخامت کمتر از *50 nm*باشد فلز باعث متمرکز شدن نور در *GaAs* می‌شود. محاسبات ما نشان می‌دهد هنگامی که ضخامت فلز بیشتر از ۱۰۰ *nm* باشد کیفیت تمرکز نور در *GaAs* کاهش می‌یابد. شکل (۲) توزیع شدت را در موجبر برای هر دو موج نوری و *THz* نشان می‌دهد.

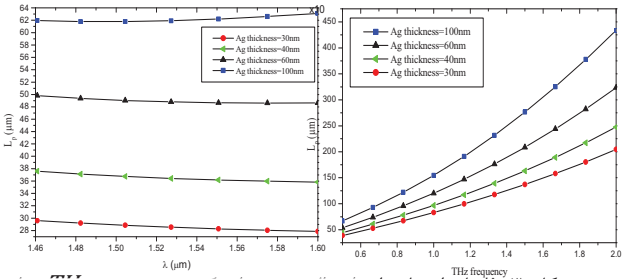


شکل ۲: توزیع شدت برای الف) مد نوری در $\lambda=1/5\ nm$ ب)مد تراهرتز در THz ۰/۸ ، هنگامی که $hAg=100\ nm$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

پس از انتخاب هندسه و ابعاد موجبر، محاسبات برروی مشخصه‌های انتشار دو موج نوری و تراهرتز به روش *FDTD* انجام می‌گردد. یکی از مشخصه‌هایی که در موجبرهای پلاسمونی مورد بررسی قرار می‌گیرد فاصله انتشار است که آن را با *Lp* نشان می‌دهند و به صورت $L_p = \frac{1}{n_{im}K_0}$ تعریف می‌شود که در آن n_{im}قسمت موهومی ضریب شکست مؤثر و K_0 عدد موج در خلاء است. موجبرهای پلاسمونی معمولی فاصله انتشار حدود چند میکرون دارند اما دراین ساختار دیده می‌شود فاصله انتشار را می‌توان تا چند ده میکرون افزایش داد. شکل ۳ فاصله انتشار را برای هر دو موج اپتیکی و *THz* برای ضخامت‌های مختلف فلز نقره نشان می‌دهد.

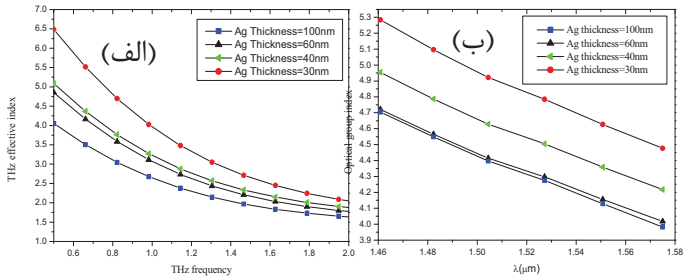
(ب) (الف)



شکل ۳: فاصله انتشار را برای الف) موج اپتیکی و ب) موج *THz* برای ضخامت‌های مختلف نقره

بررسی جور شدگی فاز

جهت گیری بلور *GaAs* مانند قبل در نظر گرفته می¬شود و فرض می‌شود دو موج نوری در راستای *y* قطبیده باشند در نتیجه موج *THz* تولید شده مطابق با جورشدگی فاز نوع *I* در راستای *x* خواهد بود و ضریب غیر خطی $d_{eff}=d_{14}$ مورد استفاده قرار می‌گیرد. به منظور رسیدن به بیشترین مقدار بهره در تبدیل بسامد، لازم است شرط جورشدگی فاز برقرار شود به عبارت دیگر $n_g=n_{THz}$که در آن $n_{THz} = c\beta_3/\omega_3$. ضریب شکست گروه نوری و ضریب شکست مؤثر موج *THz* در ضخامت‌های مختلف فلز نقره در شکل ۴ نشان داده شده است.



شکل ۴: الف) ضریب شکست گروه نوری و ب) ضریب شکست مؤثر موج *THz* برای ضخامت‌های مختلف فلز نقره

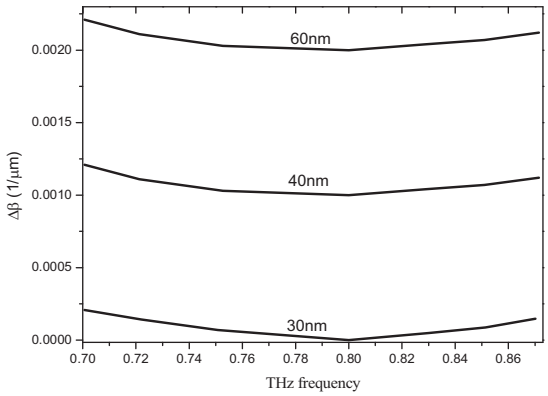
همانطور که در شکل ۴الف، دیده می‌شود برای ضخامت-های ۶۰ nm و بیشتر مقدار ضریب شکست گروه نوری تقریبا یکسان است. دلیل این امر آن است که در این ضخامت‌ها تمرکز نور به طور مؤثرتر صورت می‌گیرد(موج دمش بیشتر در ابعاد نانو محدود می‌شود) و در نتیجه ضریب شکست گروه در این ضخامت‌ها دچار تغییرات قابل مشاهده‌ای نمی‌شود. در شکل ۴ ب، دیده می‌شود که با افزایش ضخامت نقره ضریب شکست مؤثر کاهش می‌یابد. دلیل این کاهش آن است که هنگامی که ضخامت فلز کم باشد موج *THz* در اطراف فلز ، هوا، *Si*وGaAs منتشر و دچار افت شدت می‌شود و در نتیجه میزان اتلاف بالاست. اما هنگامی که ضخامت به اندازه کافی زیاد باشد برانگیزش دسته جمعی پلاسمون‌ها به حدی می‌رسد که می‌تواند این موج را طور عمده در اطراف فلز متمرکز نگه دارد و در نتیجه ضریب شکست مؤثر آن تحت تأثیر هوا و فلز قرار می‌گیرد و مقدار آن کمتر از حالت قبل می‌شود.

در شکل ۵ دیده می‌شود که پاشندگی موجبر در هر دو رژیم نوری و تراهرتز تحت تأثیر فلز نقره قرار دارد. با استفاده از اطلاعات به‌دست آمده، نمودار شبه جور شدگی فاز $\Delta\beta$ برای ضخامت‌های مختلف فلز نقره در بسامد مرکزی λ=۱/۵۲μm رسم شده است.

توان خروجی از موجبر هنگامی که جورشدگی فاز کامل برقرار نباشد از رابطه (۱) محاسبه می‌شود:

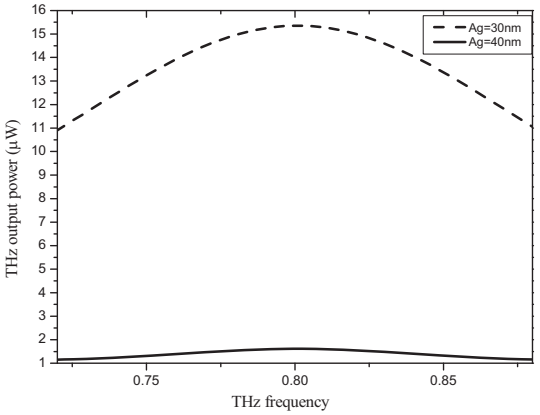
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$$P_{THz}=\frac{A_{THz}^{eff}}{(A_{optical}^{eff})^2}(d\Gamma)^{\frac{3}{2}}\frac{P_1P_2\Omega_{THz}^2}{n_1n_2n_{THz}}\left(\frac{e^{\frac{-\alpha_{THz}L}{2}+i\Delta\beta L}-1}{\frac{\alpha_{THz}}{2}+i\Delta\beta}\right)^2$$



شکل ۵: نمودار شبه جورشدگی فاز $\Delta\beta$ برای تولید THz ۰/۷ تا THz ۰/۸۶ در طول موج مرکزی μm ۱/۵۵ در ضخامت‌های مختلف نقره.

نمودار توان تراهرتز خروجی طبق رابطه(۱)در شکل ۶ رسم شده است و دیده می‌شود در ضخامت‌هایی که مقدار جور ناشدگی کمتر است میزان توان خروجی بیشتر است.



شکل ۶: نمودار توان تراهرتز خروجی.$p_1=p_1=50\mu W$

بهره تبدیل بسامداز رابطه $\eta_p=P_3/(p_1p_2)$ به‌دست می‌آید و مقدار برای موجبر طراحی شده برابر با $\eta_p=6.1\times10^{-5}W^{-1}$ است. این مقدار ۵ برابر بیشتر از موجبرهای دی‌الکتریک میکرومتری است.

نتیجه گیری

در اینمقاله نحوه‌یمحدود سازی نور در ابعاد نانومتر و تولید امواج THzبا روش تولید فرکانس تفاضلی، بحث و شبیه-سازیشده است. این نوع موجبر، ضمن انتقال نور در فرکانس‌هایمتفاوت، مولد فرکانس THz نیز هست و از آن می‌توان به عنوان منبع تولید امواج THzهمدوس و عمدتاً کوک‌پذیر در ابعاد بسیار کوچک استفاده نمود. پارامترهای اپتیکی موجبر نظیر ثابت انتشار، پاشندگی و اتلاف از طریق روش تفاضل متناهی در حوزه زمان مشخصه‌یابی شده‌اند و دیده می‌شود که انتخاب صحیح جنس اجزای موجبر و همچنین هندسه و ابعاد اجزای موجبر و نیز نحوه چیدمان آنها از جمله عامل‌های مهم و تعیین کننده در پاسخ موجبر به نور فرودی است.

مرجع‌ها

[1] Hamid Reza Zangeneh and Marzieh AsadniaFardJahromi, "Terahertz wave generation by nanoconfinement of light," Appl. Opt. 53, 1826-1831 (2014).

[2] Montasir Qasymeh" Terahertz Generation in Nonlinear Plasmonic Waveguides," IEEE Journal of Quantum Electronics 52(4):1-1

[3] Zhang, Q., Qi, J., Wu, Q. et al. Surface enhancement of THz wave by coupling a subwavelength $LiNbO_3$ slab waveguide with a composite antenna structure. Sci Rep **7,**17602 (2017)

[4] R. C. Dunn, "Near-Field Scanning Optical Microscopy" hem. Rev. 99

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۹۶-۱۰-A

بررسی تابع توزیع انرژی الکترون ها در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون میدانی

زهره دهقانی[۱]،محمد جعفر جعفری[۱*]،الناز خلیل زاده[۱]، امیر چخماخچی[۱]، سمیه رضایی[۱]

۱- سازمان انرژی اتمی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته ای

چکیده - در این مقاله، اثر یونیزاسیون بر روی طیف انرژی الکترون ها در برهمکنش پالس قوی لیزر با اتم های هیدروژن، با استفاده از کد شبیه سازیPIC بررسی شده است. نتایج بررسی ها نشان می دهد که برای پالس هایی با زمان خیزش طولانی (در اینجاfs ۶۰ و ۷۵)، الکترون ها به انرژی های بالاتری در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون میدانی، نسبت به پلاسمای پیش فرض، دست پیدا می کنند که این می تواند به دلیل تولید تابش های رامان رو به عقب قویتر در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون میدانی باشد. این تابش ها، به دلیل نوسانات چگالیتولید می شوند که باعث رخ دادن سریع آشوب شده و الکترون ها را از طریقسازوکار کیاتیکی، شتابدار می کنند.

کلید واژه- انرژی الکترون ها، برهمکنش لیزر با گاز، تابع توزیع، یونیزاسیون میدانی.

The investigation of the energy distribution function of electrons in field ionized plasma produced

Z. Dehghani[1],M. J. Jafari[1*], E. Khalilzadeh[1],A. Chakhmachi[1], S. Rezaei[1],

[1]Plasma and Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOI, P.O.BOX: 14395-836, Tehran, Iran

Abstract: In this paper, the effect of ionization on the energy spectrum of electrons produced in the interaction of a laser with hydrogen atoms is investigated using the PIC simulation code. The results show that at longer rise-time pulses (here 60 and 70 fs), electrons achieve higher energies in the field-ionized plasma than in the case of pre-plasma. In this case, because of density fluctuations in the field-ionized plasma, the Raman backscattered radiations are seeded by a strong initial noise at the earlier times and the Mendonca condition for chaos threshold is met sooner. Therefore, the electrons gain more energy through the stochastic mechanism that is in agreement with chaotic nature of the motion.

Keywords: Electron energy, Interaction between laser and gas, Electron energy distribution function, Field-ionized plasma.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

یکی از جالب‌ترین ویژگیها در فیزیک لیزر–پلاسما،توانایی برهم کنش تابش شدید لیزر با پلاسما در تولید الکترون‌های بسیار پرانرژی است که امروزه به دلیل کاربردهای زیادی از جمله شتاب یونی ، تولید اشعه ایکس و تولید پوزیترون، توجهات زیادی را به سمت خود جلب کرده اند [۱-۳]. در این برهمکنش، سازوکارهای مختلفی مانند شتاب میدان عقبه، شتاب لیزر مستقیم و گرمایش تصادفی برای توصیف شتاب الکترون ها در این سیستم وجود دارد. این موضوع، تاکنون در بسیاری از کارها به صورت تحلیلی، عددی و تجربی مورد بررسی قرار گرفته است. در میان این سازوکارها، گرمایش تصادفی نقش اساسی در شتابدهی الکترون ها در پلاسما دارد.

در بسیاری از مطالعات مربوط به برهم کنش پالس قوی لیزر (پالس های کوتاه نانو و پیکو ثانیه) با پلاسما، به دلیل اینکه در ابتدای پالس لیزر و قبل از رسیدن بخش اصلی پالس یونیزاسیون اتفاق می‌افتد، مرحله یونیزاسیون و تشکیل پلاسما بواسطه برخورد لیزر با ماده جامد یا گاز در نظر گرفته نمی‌شود[۴]. در حالی که در این بررسی‌ها، نشان داده شده است که اثرات پیش پالس و انرژی که صرف یونیزاسیون میدانی می‌شود، نیز می‌تواند بر روی شدت انتشار پالس اصلی، تاثیرگذار باشد. ویژگی میدان‌های عقبه، که توسط پالس‌های لیزر در پلاسماهاییونیزه شده با میدان لیزر، تولید شده‌اند، به صورت تحلیلی و عددی در کارهای قبلی مورد بررسی قرار گرفته است.

بعلاوه، برخی از کارهای اخیر بر گسترش انرژی برای فرآیند تزریق یونیزاسیون در محیط گاز متمرکز شده است. که در این کارها، کیفیت الکترونهای شتابدار با توزیع چگالی و طیف انرژی، برای این الکترونها مشخص شده است. علاوه بر این، اثر تزریق ناشی از یونیزاسیون، با تنظیم ترکیبیک گاز هدف، بر عملکرد خود مدولاسیون و شتاب میدان عقبه لیزر مورد مطالعه قرار گرفت[۵-۷].

هدف از این کار، بررسی اثر نوسانات چگالیبا در نظر گرفتنیونیزاسیون، بر روی طیف نهایی انرژی الکترونها است. همان طور که می دانید،یونیزاسیون به دلیل تولید نیروی پاندروموتیو می‌تواند باعث تولید تابش شود بنابراین انتظار می رود بر روی انرژی الکترونها تاثیرگذار باشد. در این راستا شبیه سازیهای مختلفی با ۲ پالس به طولfs ۳۰۰ و با زمان های خیزش مختلفfs ۶۰ و ۷۵ به صورت نمونه انجام گرفت. نتایج بررسی ها نشان می داد که برای پالس هایی با زمان خیزش طولانی (در اینجاfs ۶۰ و ۷۵)، الکترون ها به انرژی های بالاتری در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون میدانی، نسبت به پلاسمای پیش فرض، دست پیدا می کنند.

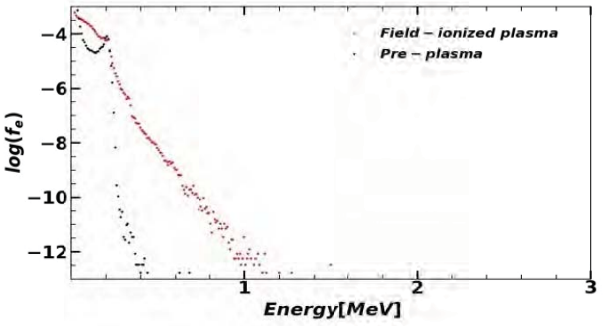
شبیه‌سازی مساله و نتایج آن

برای جلوگیری از تکرار شدن پارامترهای شبیه‌سازی در تمام این بخش، این پارامترها قبل از ارائه نتایج شبیه‌سازی بیان می‌شوند.شبیه‌سازی‌ها با استفاده از کد شبیه‌سازی اسمایلی که تک بعدی در مکان و سه بعدی در سرعت می‌باشد، انجام شده است. پالس لیزر دارای طول موج $\lambda = 1\mu m$ و دامنه میدان الکتریکی بی‌بعد شده $a_0 = 1$ است که $a_0^2 = I\lambda_\mu^2 / 1.37\times10^{18}$. برای تمامی نتایج شبیه‌سازی، پلاسما با پروفایل اولیه پله‌ای در محدوده $x = [85 - 220]\mu m$ در نظرگرفته شده است. برای داشتن وضوح و دقت قابل قبول در شبیه‌سازی، در هر طول موج لیزر، ۲۷۰۰۰ سلول شبیه‌سازی که داخل هرکدام ۴۸ ابر ذره وجود دارد قرار دارد. طول مکانی هر سلول شبیه‌سازی در حدود $DX / \lambda_D \approx 0.01$ می‌باشد. در

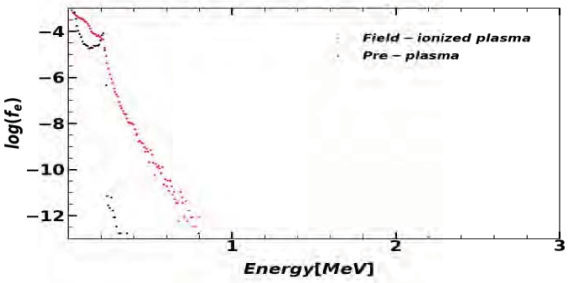
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

تمام این کار، مقادیر، موقعیت (x) و میدان الکتریکی طولی (E_x) به ترتیب به λ و $\omega_0 m_e c/q_e$ نرمالیزه شده اند (q_e و ω_0 به ترتیب، بارالکترونی و فرکانس لیزر می‌باشد).

برای بررسی تأثیر یونیزاسیون بر طیف انرژی الکترون ها در برهم کنش پالس لیزر با اتم های هیدروژن، شبیه سازی های مختلفی با پالس لیزری با زمان خیزش fs ۶۰ انجام گرفت. شکل های ۱ و ۲، طیف انرژی الکترون ها را برای دو پالس [۶۰ ، ۱۸۰ ، ۶۰] و [۷۰ ، ۱۶۰ ، ۷۰] fsدر چگالی اتم هیدروژن،$n_0 = 0.02n_{cr}$و$a_0=1$در زمان fs ۶۵۰ به ترتیب نشان می دهند.



شکل ۱: طیف انرژی الکترون ها را برای پالس [۶۰ ، ۱۸۰ ، ۶۰] در چگالی اتم هیدروژن،$n_0 = 0.02n_{cr}$و$a_0=1$ودر زمان fs ۶۵۰.

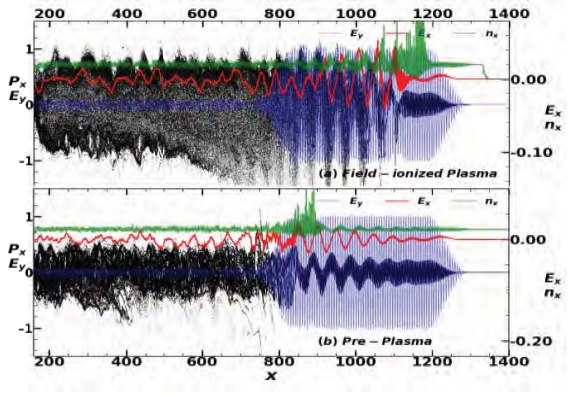


شکل ۲: طیف انرژی الکترون ها را برای پالس [۷۰ ، ۱۶۰ ، ۷۰] fs در چگالی اتم هیدروژن،$n_0 = 0.02n_{cr}$و$a_0=1$و در زمان fs ۶۵۰.

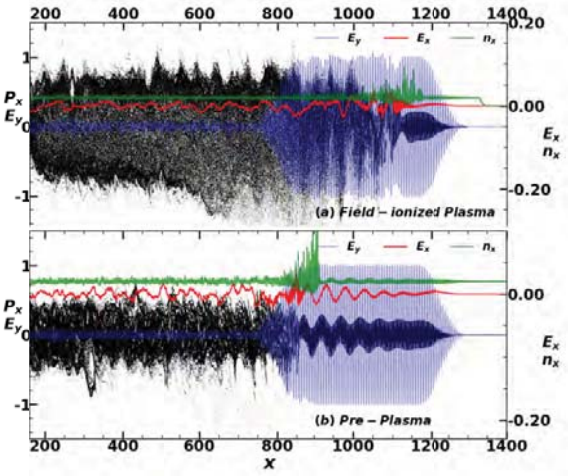
در هر یک از این شکل ها، طیف انرژی الکترون ها برای دو حالت پلاسمای میدان یونیزه و پیش پلاسما مقایسه می شود. نتایج نشان می دهد که، الکترون ها در شرایطی که از پلاسمای حاصل از یونیزاسیون میدانی استفاده می شود، نسبت به پلاسمای پیش فرض، با انرژی بیشتری تولید میشوند. این در حالی است که در حالت پلاسمای پیش فرض، حداکثر انرژی الکترون ها به کمتر از MeV ۰/۴ می رسد، در حالی که در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون میدانی، این مقدار دو برابر می گردد. علاوه بر این، در این زمان های خیزش، برای پلاسمای حاصل از یونیزاسیون میدانی، توزیع الکترونی گسترده تر است و با شیب نرمی کاهش میبابد، در حالی که در پلاسمای پیش فرض به صورت ناگهانی افت می کند. این بدان معناست که بیشینه انرژی الکترونی و دمای آنها، برای حالتی که از پلاسمای حاصل از یونیزاسیون میدانی استفاده می شود، بیشتر است.

برای مطالعه بیشتر این موضوع، نمودار میدان الکتریکی و فضای فاز الکترون ها، برای ۲ پالس مطرح شده در بالا، مورد بررسی قرار گرفت. میدان عقبه تولیدی (E_x)، میدان الکتریکی عرضی لیزر (E_y)، اندازه حرکت (p_x) و چگالی الکترون (n_x) در زمان fs ۶۰۰، برای چگالی اتم های هیدروژن$n_0 = 0.02n_{cr}$و$a_0=1$ برای ۲ پالس [۶۰ ، ۱۸۰ ، ۶۰] و [۷۰ ، ۱۶۰ ، ۷۰] fs، در شکل (۳)و (۴) نشان داده شده است. هر شکل از دو صفحه تشکیل می شود: (الف) انتشار پالس لیزر در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون میدانی و (ب) انتشار پالس لیزر در پلاسمای پیش فرض. همانطور که در این شکل ها دیده می شود، عملکرد منحنی های میدان الکتریکی و فضای فاز، در دو محیط متفاوت می باشند. نتایج تحقیقات قبلی[۴و۸]نشان می داد که برای افزایش به نرمی پالس، تابش های رامان رو به عقب در زمان های اولیه برهمکنش لیزر و محیط تولید می شود.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل ۳: میدان عقبه تولیدی (E_x)، میدان الکتریکی عرضی لیزر (E_y)، اندازه حرکت (p_x) و چگالی الکترون (n_x)،در زمان fs ۶۰۰، برای چگالی اتم های هیدروژن $n_0 = 0.02n_{cr}$ و $a_0=1$ و برای پالس [۶۰ ، ۱۸۰ ، ۶۰] fs.



شکل ۴: میدان عقبه تولیدی (E_x)، میدان الکتریکی عرضی لیزر (E_y)، اندازه حرکت (p_x) و چگالی الکترون (n_x)،در زمان fs ۶۰۰، برای چگالی اتم های هیدروژن $n_0 = 0.02n_{cr}$ و $a_0=1$ و برای پالس [۷۰ ، ۱۶۰ ، ۷۰] fs.

در این حالت، اگر دامنه این تابش های رامان عقبی از حد آستانه مندونکا فراتر رود، آشوب رخ می دهد. در شکل (۳)، به دلیل پالس با زمان خیزش بلند، الگوی آشوب در منحنی فضای فاز کاملاً واضح است. همانطور که در این شکل نشان داده شده است، آشوب در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون میدانی زودتر اتفاق افتاده است. با توجه به آنچه در بالا ذکر شد، به نظر می رسد که به دلیل نوساناتی که در طیونیزاسیون گاز در چگالی رخ می دهد، میدان عقبی رامان افزایش بیشتری یافته و معیار مندونکا زودتر ارضا می گردد. این می تواند به این دلیل باشد که ناپایداری های پارامتری مانند رامان، می توانند توسطنوسان چگالی تغذیه شوند. در نتیجه، تابش رامان رو به عقب به دلیل یونسزاسیون می تواند از یک اختلال سطح بالا رشد کرده و به سرعت به محدوده مورد نیاز برای وقوع آشوب برسد. سازوکار مشابهی نیز برای پالسی با زمان خیزش fs ۷۰ سازگار است (شکل ۴).

نتیجه‌گیری

در این کار، تأثیر نوسانات چگالی در طیونیزاسیون بر روی طیف انرژی الکترون ها بررسی شده است. همانطور که می دانید ، فرآیندیونیزاسیون می تواند چندین نوع تشعشع را به دلیل تولید نیروی پاندرماتیو و شیب دار تولید کند و انتظار می رود که بر روی انرژی الکترون ها تأثیر بگذارد. در این راستا ، شبیه سازی های مختلف با ۲ پالس با زمان خیزش fs ۶۰ و ۷۰و طول fs ۳۰۰ مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان می دهد ، برای پالس هایی با زمان خیزش طولانی (در اینجا fs ۶۰ و ۷۵)، الکترون ها به انرژی های بالاتری در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون میدانی، نسبت به پلاسمای پیش فرض، دست پیدا می کنند.

مرجع‌ها

1. Strickland, D. and G. Mourou. Optics communications, 1985. **56**(3): p. 219-221.
2. Mourou, G.A., C. Barty, and M.D. Perry. 1997, Lawrence Livermore National Lab., CA (United States).
3. d'Humières, E., et al.,. Physics of plasmas, 2005. **12**(6): p. 062704.
4. Khalilzadeh, E., A. Chakhmachi, and J. Yazdanpanah. Optik, 2020. **218**: p. 165249.
5. Andreev, N., et al. Plasma Physics Reports, 2000. **26**(11): p. 947-959.
6. Kumar, P., et al.. Physics of Plasmas, 2019. **26**(8): p. 083106.
7. Lin, M.-W., et al. Physics of Plasmas, 2020. **27**(1): p. 013102.
8. Khalilzadeh, E., A. Chakhmachi, and J. Yazdanpanah. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2017. 59(12): p. 125004.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021), and the 13th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021).University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021

کد مقاله : ۱-۲۵۹۹-۱۰-A

تحلیل اثر نقص استون-ولز روی خواص نوری نانونوار گرافنی با لبه آرمچیر

وحید فرامرزی،وحید احمدی

دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، ایران

چکیده- در این مقاله، اثر اعمال نقص استون-ولز روی هدایت نوری و طیف جذب آشکارساز نوری ساخته شده از نانونوار گرافن آرمچیر بررسی شده است. با استفاده از روش تقریب تنگ‌بست و با در نظر گرفتن همسایه اول، ساختار انرژی نانونوارها محاسبه شده است. با استفاده از ساختار انرژی بدست آمده، چگالی حالت‌های دوگانه را محاسبه کرده و با استفاده از محاسبات فوق و با بکارگیری قانون طلایی فرمی، هدایت نوری نانونوار آرمچیر محاسبه شده است. طیف جذب و هدایت نوری نانونوارها در حالت‌های مختلف بررسی و مقایسه شده است. نتایج حاصل از تحلیل‌های عددی نشان می‌دهد که اعمال نقص به نانونوارهای گرافن فلزی با لبه آرمچیر می‌تواند باعث افزایش تعداد گذرهای مجاز و در نتیجه وسیع‌تر شدن طیف جذب نوری و همچنین افزایش هدایت نوری آشکارساز نوری در گستره انرژی‌های تابشی فروسرخ شود.

کلید واژه-**تقریب تنگ‌بست، چگالی حالت‌های دوگانه، نانونوار گرافنی، نقص استون-ولز، هدایت نوری**

The Role of Stone-Wales Defect on the Optical Properties of Armchair Graphene Nanoribbon

Vahid Faramarzi[a], Vahid Ahmadi[a]

[a]Department of Electrical and Computer Engineering, TarbiatModares University, Tehran, Iran.

v.faramarzi@modares.ac.ir, v_ahmadi@modares.ac.ir

Abstract-In this study, the effect of Stone-Wales defect on the optical properties of the armchair graphene nanoribbon (GNR) including joint density of states and optical absorption spectra is investigated. By using the tight binding approximation,the energy band structure of nanoribbon is computed byconsidering the first neighbor sites. Using the energy band structure, the joint density of states calculated by Fermi's golden rule and band energy structures. By calculating the optical matrix elements and interband transition rule, the optical conductivity of the GNR is calculated. optical conductivity of nanoribbon is analyzed in the presence of Stone-Wales defects within different locations in GNR structure and compared with GNR with no defect state. The numerical result shows that by applying defect to the metallic type of the armchair GNR, the number of allowed optical interband transitions can be increased resulting in a broader range of optical absorption and also increasing the optical conductivity in the infrared range of incident energies.

Keywords: Graphene nanoribbon, Tight-binding, Stone-Wales Defect, Joint density of state, optical conductivity

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)
The 12th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)
University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021.

1. Introduction

Graphite and its derivatives havereceived extensive research attention due to theirunique electrical, optical and mechanical properties. Among them, grapheneshows promising in the area of electronic and photonics [1]. The excellent electrical conductivity, ultra-high mobility of massless fermions, and flexibility make graphenethe ideal material to potentially use in various material/device applications, including optical waveguide [2], field effect transistors [3-4], and sensors [5-6]. Graphene is a gapless material with a linear dispersion relationship showing metallic like behavior with unique transport properties. However, it cannot be used in pristine form for semiconductor photonic and nano-electronic applications. Therefore, it is crucial to create a finite gap in the energy dispersion at the Dirac point.Graphene nanoribbon (GNR) is a popular form of monolayer material which shows extraordinary electronic and optical properties depending on the edge of the GNR [7]. GNRs with armchair edge can be semiconductor or metallic depending on the width of the ribbons.

The optical properties of carbon nanotubes and GNRshave been investigated with armchair edges, and the inter-band transition rules for these nanoribbons arecalculated [8]. The optical conductivity of graphene nanoribbon with zigzag edges and carbon nanotubes has been calculated using tight-binding approximation and it has beenproven that although these two carbon-based materialspossess the same atomic structure, theirelectronic structure,andeigenstates symmetryare quite different. Hence, this leads to the different optical responses of these carbon-based materials.In this paper,we study the effect of the Stone-Wales lattice defect on the optical properties of armchair GNR.The tight-binding method has been employed to calculate the electronic band-structure and optical responses, including the joint density of states and optical conductivity of GNR.

2.Material and Methods

To model the electronic structure, the tight-binding approximation has been widely used. The tight-binding Hamiltonian H is written as [9]

$$H = \sum_i \varepsilon_i \left(c_i c_i^{\dagger}\right) + \sum_{i,j} t_{ij} \left(c_i c_j^{\dagger} + c_j c_i^{\dagger}\right) \quad (1)$$

where$c_i\left(c_i^{\dagger}\right)$ denotes the creation (annihilation) operators of an electron at site i, and indices i and j, include all atoms in the unit cell. ε_i is the in-suitepotential and t_{ij} is the hoping parameter between the carbon atoms.By applying the defect to graphene nanoribbons, the position of the atoms in the network and energy bands structure will changerelative to the perfect atomic state leading to a variation in the selection transition rule and optical response. Stone-Wales defects (5-7-7-5)are formed by linking two 5-7 defects [10]. The length of atomic bonds between carbon atoms will change due to the displacement and relaxation of the atoms. Using Quantum Espresso software, the length of the new bonds between atomsis obtained in the network after relaxation. By changing the bond length between the carbon atoms, the hoping parameter is varied between neighboring atoms. The hoping parameter for different lengths can be obtained from:

$$\gamma(l) = \gamma_0 e^{-3.37\left(\frac{l}{a_0}-1\right)} \quad (2)$$

In Figure (1) theStone-Wales defect is shown and the length of the atomic bonds around the defect is calculatedin the GNR plane after relaxation process.

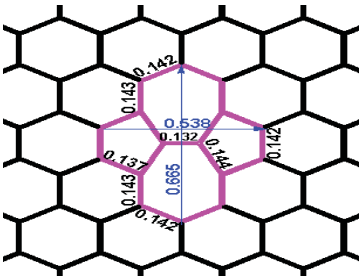


Figure 1: The bonds' length between the atoms around defect Stone-Wales after the relaxation of atoms. The atomic lengths are in nanometers.

To study the optical excitation properties of graphene nanoribbons which have been affected by the incident radiation from an external source two quantities are important:The joint density of states ($D_j(\omega)$) and the optical conductivity ($\sigma(\omega)$).

The joint density of states (JDOS) can be obtained from the nanoribbon band structure as [8],

$$D_j(\omega) = \frac{2}{W}\sum_{n,n',k}\left[f\left(E_{n,k}\right) - f\left(E_{n',k}\right)\right] \times \delta\left(E_{n',k} - E_{n,k} - \hbar\omega\right) \quad (3)$$

where$W$is the width of nanoribbon, ω is the frequency of photons which, n and n ' are the index of sub-bands for the valence and the conduction bands respectively, and f ($E_{n,k}$) is the function of the Fermi-Dirac distribution.The real part of the

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

optical conductivity is directly related to the absorption of the incident photon energyand determinedusing perturbation theory in the weak electric field as [8],

$$\sigma_1(\omega) = \frac{2\pi e^2}{{m_0}^2 \omega W} \sum_{n,n',k} \left[f(E_{n,k}) - f(E_{n',k})\right] \times |\langle n,k|P_x|n',k\rangle|^2 \delta(E_{n',k} - E_{n,k} - \hbar\omega) \quad (4)$$

wherem_0 and e is the electron mass and charge, respectively.⟨n,k | P_x | n',k⟩ is the optical matrix elements.

3. Results

We consider armchair nanoribbon with N_0=17 atoms in width and analyze different cases in terms of the frequency and location of the defects. Since the armchair nanoribbons by N_0=17 is metallic, the energy bandgap is zero.According to this Figure by applying the defect,abandgap is created in the energy band structure of nano-ribbons and also increases the number of spectral peaks in the JDOS and optical conductivity. The size of the gap for different conditions of applying the defects is presented in Table 1.

Table(1): Energy bandgaps for different defect states.

Defect	
One defect in width	
Two defects at center	
Two defects at edge	
Two defects in width	

By considering the case with two defect states in GNR, if the lateral distance between the defects is decreased, the energy gap will increase. The maximum bandgap is achieved for the GNR with two defects connected at the centre of ribbon. By applying defect, the number of allowedinterband optical transitions is increased, therefore,the optical conductivityspectrum is broadened, and the absorption peak is decreased to the lower energy ranges, as seen in Fig. 2d. The optical conductivity in the infrared region of the spectrum increases due to the increased JDOSthrough the applying defects. As can be observedin Fig. 2, in the case of one defect in the nanoribbon, the second peak in optical conductivityappears at $\hbar\omega$=1.24eV (corresponding to the energy difference between the valance band with energy 0.5eV and the conduction band with energy 0.74eV at k_x=0).This peak, compared to the first peak of the GNR with no defect, is appeared for an incident photon with lower energy and shows higher photoabsorptionintensity. Also, due to applying the defect and opening the bandgap in the energy range $\hbar\omega$< 0.75eV, the JDOS of the GNR is increased, compared to that without any defect state. (Fig. 2c)).By applying two defect states in the GNR network, two peaks can be observed at higher photon energy range, compared to that of with one defect at centre of GNR. This results from higher energy bandgap of the GNR structures with two defect states.

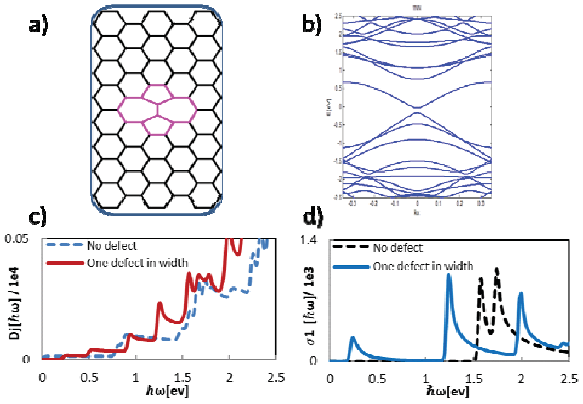


Figure 2: a) Armchair GNR17with asymmetrical defect inthe middle. b) The energyband structure, c) Joint density of states, and d)Real part of the optical conductivity of the GNR. Dashed lines indicate the GNR with no defect.

For example, for the GNRwith two defectssymmetricallyspaced from the GNR edge two peaks in the JDOSin energy range $\hbar\omega$< 0.8eVappear, as seen in Fig. 3b-d.Also, twopeaksin the optical conductivity at energy $\hbar\omega$=0.52eV (corresponding to the energy difference between the first valance band with energy -0.18eV and the first conduction band with energy 0.34eV at k_x= 0) and $\hbar\omega$=0.96eVappear.

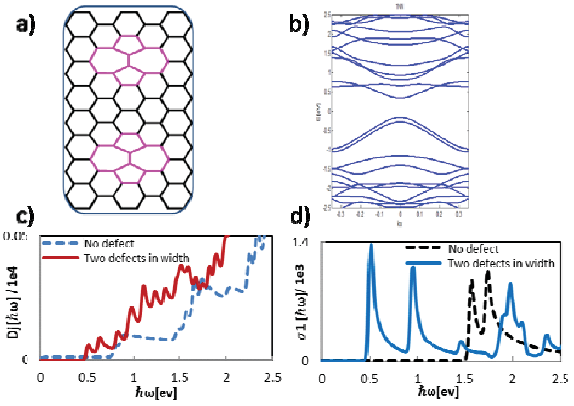


Figure 2: a) Armchair GNR17 with two symmetrical defectsin the middle with the same distance from the edges. b) The energy band structure, c) Joint density of states, and d) Real part of the optical conductivity of the GNR.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

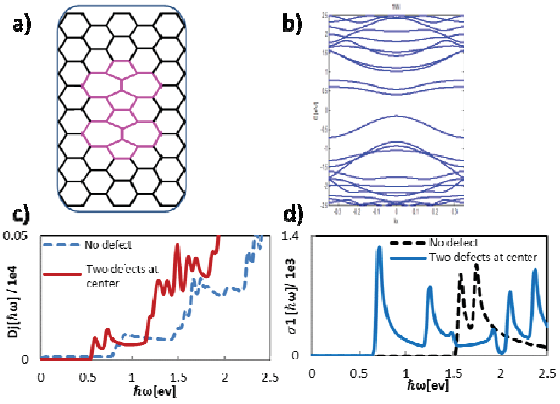


Figure 3: a) Armchair GNR17 with two symmetrical defectsat the center of GNR. b) The energy band structure, c) Joint density of states, and d) Real part of the optical conductivity of the GNR.

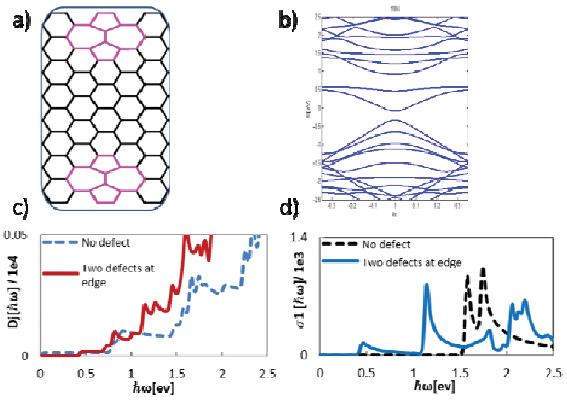


Figure 4: a) Armchair GNR17 with two symmetrical defectsat the edges. b) The energy band structure, c) Joint density of states, and d) Real part of the optical conductivity of the GNR.

Compared to the first two peaks in the GNR with no defect and GNRs with one and two defect states within the width of the ribbon, the intensity of both peaks is increased, which results fromthe higherJDOS in the energy range of $\hbar\omega$< 1eV (Fig. 3c). The same analysis can be done for the GNRs with two defects at the center (Fig. 3) and at the edge of the ribbons (Fig. 4).

4. Conclusion

In this paper, the effect of Stone-Wales defect on the energy band structure, joint density of states, and the optical conductivity of armchair graphene nanoribbon (GNR) was investigated using the tight binding approximationapproach.Results showed thatby applying defect to nanoribbon the absorption peaks intensity in the optical conductivity spectrum can be increasedin low incident energy range (infrared energy region) and photon absorption arises in a broader incident energy range. Due to bandgap opening of the GNR in the presence of defect states the interband transition events move toward the infrared energy range.

References

[1] J. Appenzeller, "Carbon nanotubes for high-performance electronics—Progress and prospect," Proc. IEEE,Vol. 96, pp. 201-211, 2008.

[2] V.Faramarzi, V.Ahmadi, F. G. Golmohamadi, and B. Fotouhi, "A biosensor based on plasmonic wave excitation with diffractive grating structure", SCI IRAN,Vol. 24, pp. 3441–3447, 2017.

[3] M. T.Hwang, M.Heiranian, Y. Kim, S. You, J.Leem, A.Taqieddin, V. Faramarzi, Y. Jing, I. Park, A. M. van der Zande, S. Nam, N. R. Aluru and R. Bashir,"Ultrasensitive detection of nucleic acids using deformed graphene channel field effect biosensors",Nat. Commun,Vol. 11, pp. 1543, 2020.

[4] A. Ganguli, V. Faramarzi, A. Mostafa, M. T. Hwang, S. You and R. Bashir, "High Sensitivity Graphene Field Effect Transistor-Based Detection of DNA Amplification", Adv. Funct. Mater, Vol. 30, pp. 2001031, 2020.

[5] V. Faramarzi, V. Ahmadi, B. Fotouhi and M. Abasifard, "A potential sensing mechanism for DNA nucleobases by optical properties of GO and MoS2 Nanopores", Sci. Rep,Vol. 9, pp. 6230, 2019.

[6] B.Fotouhi, V. Ahmadi, and V.Faramarzi, "Nano-plasmonic-based structures for DNA sequencing", Opt. Lett,Vol. 41, pp. 4229-4232, 2016.

[7] Y. Kobayashi, K. Fukui, T.Enoki, K. Kusakabe, and Y.Kaburagi, "Observation of zigzag and armchair edges of graphite using scanning tunneling microscopy and spectroscopy", Phys. Rev. B, Vol. 71, pp. 193406, 2005.

[8] H. Hsu and L. Reichl, "Selection rule for the optical absorption of graphene nanoribbons", Phys. Rev. B Condens. Matter, Vol. 76, pp. 045418, 2007.

[9] G. Seol and J. Guo, "Bandgap opening in boron nitride confined armchair graphene nanoribbon", Appl. Phys. Lett, Vol. 98, pp. 143107, 2011.

[10] L.A.Openov, A.I. Podlivaev,"Interaction of the Stone-Wales defects in graphene". Phys. Solid State, Vol. 57, pp.1477–1481, 2015.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۲۴-۱۰-A

بررسی خواص اپتیکی گرافن محلول در آب با غلظت‌های مختلف سنتز شده به روش لایه‌برداری الکتروشیمیایی

میرجواد حسینی شفیع[۱و۲و*]، محمد جمالی[۱و۳]، سید محمد حسین خلخالی[۱و۲]، سلمان مهاجر مازندرانی[۱و۳]

[۱]دانشگاه خوارزمی، دانشکده فیزیک، [۲]آزمایشگاه ماده چگال، [۳]آزمایشگاه فوتونیک

Std_javadhosseini@khu.ac.ir,m_khalkhali@khu.ac.ir, mohajer@khu.ac.ir, mohamadj76@yahoo.com

چکیده-در این پژوهش ضرایب اپتیکی گرافن در غلظت‌های مختلف با تکنیک جاروب محوری اندازه گیری شده است. ابتدا گرافن بوسیله روش لایه برداری الکتروشیمیایی تولید شده و سپس غلظت‌های مشخصی از آن در آب آماده شده است. نتایج به دست آمده نشان می‌دهد که با افزایش غلظت گرافن ضریب جذب خطی افزایش و ضریب شکست غیرخطی کاهش می‌یابد.این مقادیر به ترتیب از مرتبه $10^{+1}(m^{-1})$ و $10^{-7}(\frac{cm^2}{w})$است.

کلید واژه- گرافن، لایه برداری الکتروشیمیایی، روش جاروب محوری z

Investigation of optical properties of water soluble graphene with different concentrations synthesized by electrochemical exfoliation method

M.JavadHosseiniShafi[1,2], Mohammad Jamali[1,3], SeyedMohammadhosseinKhalkhali[1,2], Salman MohajerMazandarani[1,3]

[1]Kharazmi Universiry, Physics Department, [2]Condensed Matter Laboratory, [3]Photonics Laboratory

Std_javadhosseini@khu.ac.ir,m_khalkhali@khu.ac.ir, mohajer@khu.ac.ir,mohamadj76@yahoo.com

Abstract- In this research, the optical coefficients of graphene at different concentrations have been measured by the Z-scan technique. First, graphene is produced by electrochemical exfoliation method and then certain concentrations of graphene are prepared in water. The results show that with increasing graphene concentration, the linear absorption coefficient increase and the nonlinear refractive index decrease. These values are of the order $10^{+1}(m^{-1})$and $10^{-7}(\frac{cm^2}{w})$,respectively.

Keywords: graphene, electrochemical exfoliation, Z-scantechnique

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

آثار غیرخطی نور به دلیل اعمال نور شدید باعث ایجاد قطبش غیرخطی در مواد می‌شود. قطبش غیرخطی پارامترهای میکروسکوپی را تغییر داده و می‌تواند طیف گسترده‌ای از پدیده‌های نوری را ایجاد نماید. از پدیده‌های نوری غیرخطی مانند جذب غیرخطی، ضریب شکست غیرخطی، پراکندگی غیرخطی و پدیده‌های تبدیل فرکانس نوری می‌توان برای بررسی ویژگی‌های غیرخطی مواد استفاده شود. آثار اپتیک غیرخطی از برهمکنش‌های میدان نوری با الکترون‌ها و فونون‌ها ناشی می‌شود. به طور خاص، میدان الکتریکی با الکترون‌های پوسته بیرونی اتم‌های کربن تشدید می‌شود و ابر الکترونی را با توجه به هسته جا به جا می‌کند و موجب پیدایش یک دوقطبی خالص لحظه‌ای می‌شود که رابطه مستقیم با میدان ورودی دارد[1]. بنابراین می توان از این آثار برای مطالعه خواص فونونی مواد دوبعدی مانند گرافن استفاده نمود.

گرافن یکی از دگرشکل‌های کربن است که اتم‌های کربن بصورت دوبعدی با ضخامتی به اندازه یک اتم کربن با هیبریداسیون sp^2 کنار هم قرارگرفته‌اند. هر اتم کربن به سه اتم کربن همسایه توسط پیوند σ که یک پیوند کووالانسی قوی است، متصل شده است و یک ساختار شش گوشی ایجاد کرده‌اند[2].در سال۲۰۰۴ یک مطالعه‌ی متفاوت وساده توسط نووسلوف و همکارانش برای اولین بار منجر به ساخت گرافن شد. یک صفحه‌ی منفرد از گرافیت سه بعدی با استفاده از روشی به نام ورقه ورقه شدن میکرومکانیکی بدست آمد[3]. لایه برداری الکتروشیمیایی گرافیت در سال ۲۰۰۸ به یک رویکرد بسیار امیدوار کننده برای تولید گرافن در مقیاس بزرگ می باشد. یکی از ویژگی های گرافن، تحرک الکترونی بالای آن است. گرافن رساناترین ماده در دمای اتاق با رسانایی $10^6\ S/m$ است و این ناشی از تحرک الکترونی آن به اندازه $2\times10^5\ cm^2/V.s$ می باشد[4].

تکنیک‌های اندازه‌گیری ویژگی‌های غیرخطی نوری ابزار مناسبی برای بررسی و مشخصه‌یابی مواد است. این تکنیک‌ها می‌تواند اطلاعات زیادی از ویژگی‌های نور و فرآیندهای دینامیکی را فراهم کنند تا بتوان ویژگی‌های ساختاری مواد را بهتر درک کرد[5].یکی از این تکنیک ها جاروب محوری است. با استفاده از تکنیک جاروب محوری که اولین بار توسط شیخ بهایی ابداع شد، اندازه‌گیری ویژگی‌های غیرخطی مواد از طریق روش روزنه بسته مورد بررسی قرار می‌گیرد[6].

در این پژوهش خاصیت اپتیکی گرافن با غلظت‌های مختلف در حلال آب، با استفاده از چیدمان خطی برای اندازه‌گیری ضریب جذب خطی و چیدمان جاروب محوری برای اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی و ارتباط آن با پذیرفتاری الکتریکی و درنتیجه هدایت الکتریکی گرافن گزارش شده است.

تئوری

برای اندازه‌گیری جذب خطی با استفاده از قانون بیر-لامبرت رابطه بین شدت نور ورودی و جذب شده در ماده بیان می‌شود.

$$\log\frac{I_0}{I}=\alpha L \qquad (1)$$

با توجه به شیب نمودارهای شکل ۳ مقدار $\frac{I_0}{I}$ را برای هر کدام به دست می‌آید و از روی لگاریتم آن مقدار ضریب جذب α را برای غلظت‌های مختلف گرافن محاسبه می‌شود. در حالت غیرخطی با استفاده از روابط تغییر فاز و شدت عبوری نرمال شده، ضریب شکست غیرخطی نمونه در حالت روزنه بسته از رابطه ۲ به دست می‌آید[7]:

$$\frac{n_2}{\lambda\Delta T_{pv}}=\frac{1}{2\pi L_{eff}(0.406)(1-s)^{0.25}} \qquad (2)$$

در این رابطه، s شدت نور عبوری از روزنه به شدت کل نور رسیده به صفحه روزنه و L_{eff} طول موثر است که از رابطه ۳محاسبه می‌شود:

$$L_{eff}=\frac{(1-e^{-\alpha L})}{\alpha} \qquad (3)$$

در معادله ۲، I_0 شدت بیشینه در کانون و از رابطه

$$I_0=\qquad (4)$$

به $\frac{2P_0}{\pi W_0^2}$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

دست می‌آید که در آن P_0توان ورودی و W_0 شعاع کمره پرتو$(40\mu m)$ است.

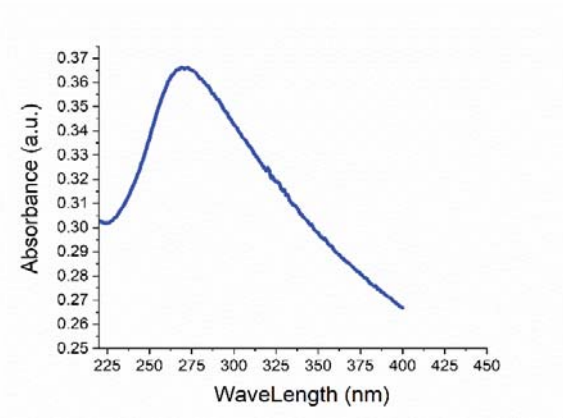
مواد و روش‌ها

لایه برداری الکتروشیمیایی (آندی) توسط دو الکترود شاملیک قطعه ورق گرافیت با خلوص بالا به ابعاد ۳cm×۶به عنوان الکترود کارکننده و یک میله گرافیتی به عنوان الکترود شمارنده که بصورت موازی به فاصله ۲cm ازهم قرار گرفته‌اند، انجام شد. هر دو الکترود در یک محلول الکترولیت آبی ۱۵۰ml ترکیبی ازNa_2SO_4 به میزان0.1M بعنوان الکترولیت اصلی و KClبا غلظت ۰.۵M ، به عنوان افزودنی به منظور جلوگیری از اکسید شدن گرافن در حین لایه برداری، غوطه‌ور شدند. برای ایجاد لایه لایه‌شدگی گرافیت، با استفاده از منبع تغذیهDC، ولتاژ۱۰V+ به الکترود ورق گرافیت اعمال شد. در طی فرآیند الکترولیز، لایه های بیرونی الکترود گرافیت متورم شده و از الکترود جدا می‌شوند. پس از آن، این قطعات با مقادیر زیادی آب دیونیزه شستشو داده شده و در فشار پایین خشک شد.ماده حاصل در آب دیونیزه ریخته و در دستگاه التراسونیک حمامی به مدت سه ساعت همگن سازی شد و درنهایت به مدت ۲۰ دقیقه با نرخ ۴۰۰۰ دور در دقیقه برای بدست آوردن محلول کلوئیدی از صفحات گرافنی، سانتریفیوژ شد[8].



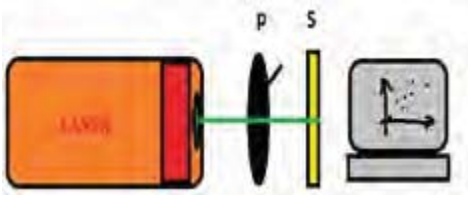
شکل ۱. محلول گرافن در آب با غلظت $45\ ^{mg}/_{ml}$

نمودار شکل ۲ طیف مرئی-فرابنفش نمونه را نشان می‌دهد که در ناحیه طول موجی ۲۷۰nm دارای طیف جذبی است که تایید کننده وجود گرافن می باشد[9].



شکل ۲. طیف جذبی مرئی-فرابنفش گرافن

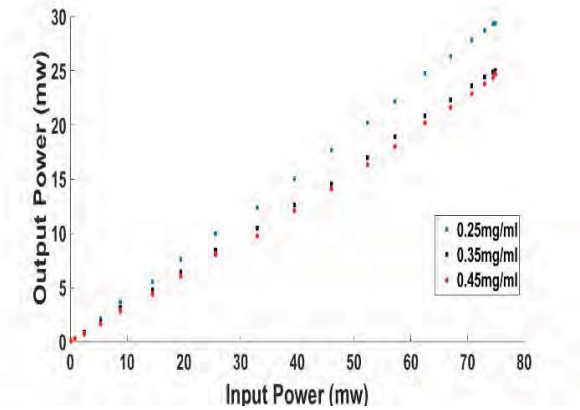
برای اندازه‌گیری جذب خطی از چیدمان شکل۳ استفاده می‌شود. باید توجه داشت که برای رساندن پراکندگی به حداقل مقدار ممکن باید آشکارساز در کمترین فاصله‌ی ممکن تا نمونه قرار بگیرد. همان طور که در شکل ۴ نشان داده شده است با افزایش توان ورودی، توان خروجی بصورت خطی افزایش می‌یابد و با توجه به شیب نمودار، میزان جذب خطی نمونه از قانون بیر-لامبرت اندازه‌گیری می‌شود.



شکل ۳. چیدمان اپتیکی برای اندازه‌گیری ضریب جذب خطی

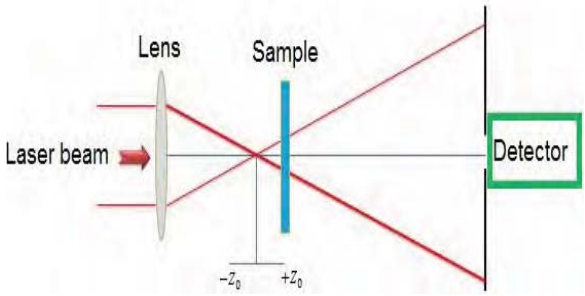
برای اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی در غلظت‌های گوناگون، برای گرافن از منبع نور لیزر Nd:YAG (طول موج$532nm$و بیشینه توان $50mW$) استفاده می‌شود. فاصله نقطه کانونی تا روزنه $80cm$ است. همچنین از یک لنز همگرا با فاصله کانونی $8cm$ استفاده شده و نور در راستای محور اپتیکی به نمونه تابیده می‌شود. در تکنیک جاروب محوری با استفاده از روزنه بسته، قطر دهانه روزنه $5mm$است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

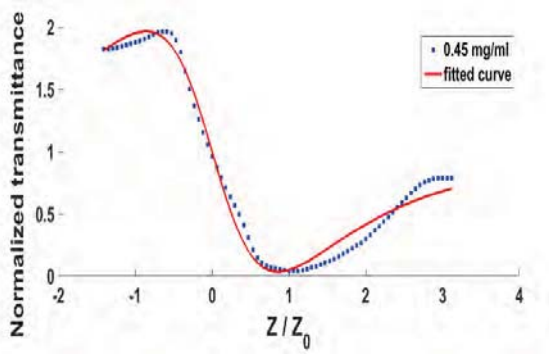


شکل ۴. نمودار خطی توان خروجی برحسب توان ورودی گرافن

با توجه به نمودارهای شکل 6 به دلیل ایجاد قله در ابتدای نمودار، علامت ضریب شکست غیرخطی همواره منفی است و با در نظر گرفتن ضریب جذب خطی برای هر غلظت، مقادیر n_2 متفاوت‌اند که در جدول۱ مشاهده می‌شود.



شکل ۵. چیدمان جاروب محوری



شکل ۶. نمودار شدت نرمال شده عبوری نشان‌دهنده رفتار غیرخطی گرافن

غلظت گرافن $(\frac{mg}{ml})$		
0.25	-1.6623	0.99425
0.35	-1.6510	1.10292
0.45	-1.1145	۱.۱۲۲۷۰

جدول ۱. مقادیرکمیت‌های اپتیکی اندازه‌گیری شده

نتیجه گیری

در این پژوهش نشان داده شده است که گرافن با غلظت‌های مختلف دارای خاصیت غیرخطی می‌باشند. افزایش غلظت موجب ازدیاد مراکز جذب نور در داخل محلول شده و در نتیجه مقدار ضریب جذب خطی افزایش پیدا کرده است. اما از طرف دیگر ضریب شکست غیرخطی با افزایش غلظت گرافن کاهش یافته است. ضریب جذب خطی از مرتبه $10^{+1}(m^{-1})$و ضریب شکست غیرخطی منفی و از مرتبه $10^{-7}(\frac{cm^2}{w})$است.

مرجع‌ها

[1] P. P. Banerjee, *Nonlinear optics: theory, numerical modeling, and applications*. CRC Press, 2003.

[2] G. Yang, L. Li, W. B. Lee, and M. C. Ng, “Structure of graphene and its disorders: a review,” *Sci. Technol. Adv. Mater.*, vol. 19, no. 1, pp. 613–648, 2018, doi: 10.1080/14686996.2018.1494493.

[3] K. S. Novoselov *et al.*, “Electronic properties of graphene,” *Phys. status solidi*, vol. 244, no. 11, pp. 4106–4111, 2007.

[4] Z. Zhen and H. Zhu, “Structure and properties of graphene,” in *Graphene*, Elsevier, 2018, pp. 1–12.

[5] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of photonics*. john Wiley & sons, 2019.

[6] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T.-H. Wei, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland, “Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, no. 4, pp. 760–769, 1990.

[7] R. Boyd, *Contemporary nonlinear optics*. Academic Press, 2012.

[8] J. M. Munuera, J. I. Paredes,et al., *Appl. Mater. Today*, vol. 11, pp. 246–254, 2018.

[9] Q. Lai, S. Zhu, X. Luo, M. Zou, and S. Huang, “Ultraviolet-visible spectroscopy of graphene oxides,” *Aip Adv.*, vol. 2, no. 3, p. 32146, 2012.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین
کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۲-۱۹۵۴-۱۰-A

رامان ارتقایافته سطحی اکسید گرافن بر پایه نانو ذرات نقره تولیدشده با پلاسما

علیرضا مظلومی و مهدی شریعت*

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه ولی‌عصر(عج)، رفسنجان، m.shariat@vru.ac.ir

چکیده –در این مقاله به کامپوزیت‌های اکسید گرافن (GO) پوشیده شده با نانو ذرات نقره (AgNPs) به‌عنوان یک عامل مؤثر بر رامان ارتقایافته سطحی (SERS) پرداخته می‌شود. این کامپوزیت‌ها به‌خوبی با روش جت پلاسمایی غیرتعادلی تولید می‌شوند. مشخصات این نانو مواد با کمک میکروسکوپ الکترونی روبشی گسیل میدانی(FESEM)، تفرق پرتو ایکس و طیف‌نگاری رامان بررسی شد. تصاویر FESEM نشان می‌دهد که نانو ذرات نقره روی سطوح اکسید گرافن را پوشانده‌اند. طیف رامان اکسید گرافن دارای باندهای بسیار ضعیف D و G در $1355cm^{-1}$ و $1590cm^{-1}$ است. شدت این باندها به‌وسیله AgNPs پوشانده شده روی سطوح GO به‌شدت افزایش می‌یابد.

کلید واژه- پراکندگی رامان ارتقایافته سطحی، جت پلاسمای غیر تعادلی، اکسید گرافن، نانو ذرات نقره

Surface enhanced Raman scattering of graphene oxide decorated by silver nanoparticles produced using plasma

Alireza Mazlumi and Mahdi Shariat*

Department of Physics, Faculty of Science, Vali-e-Asr University of Rafsanjan, Iran

Abstract- In this paper, we synthesized graphene oxide (GO) loaded with silver nanoparticles (AgNPs) composite structure as an effectivesurface enhanced Raman scattering (SERS) substrate via nonequilibrium plasma jet method. The hybrid materialswere characterized by field emission scanning electron microscopy (FESEM), X-ray diffraction (XRD) and Raman spectroscopy.The FESEM images confirm that graphene oxide surfaces were decorated by AgNPs. GOexhibits distinctive Raman scattering for its D and G band, which are at $1355cm^{-1}$ and $1590cm^{-1}$, respectively, but are too week for sensitive quantitation purpose. By deposition AgNPs on the surface of GO. Both D and G bands of GO getenhanced.

Keywords: surface enhanced Raman scattering, none equilibrium plasma jet, graphene oxide, silver nanoparticles.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

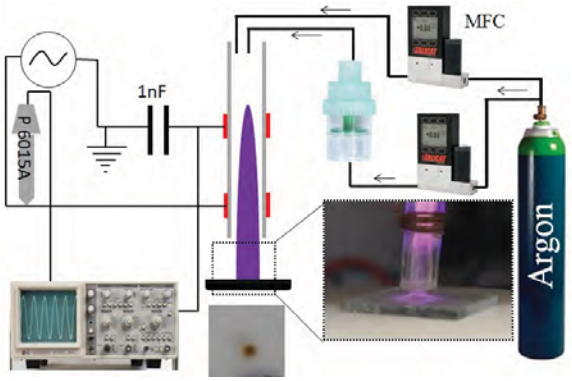
مقدمه

پدیده پراکندگی رامان ارتقا یافته سطحی (SERS) اولین بار توسط فلیزچمن در سال ۱۹۷۴ کشف شد[۱]. بعد از تقریباً چهار دهه، در زمینه‌های زیادی ازجمله حسگرهای بیوشیمیایی، ایمنی غذا و ارزیابی محیطی مورد استفاده واقع‌شده است[۲-۳]. این پدیده منحصربه‌فرد بهره‌وری بستر مورد نظر را به‌شدت افزایش می‌دهد. فلزات نجیب مانند نانو مواد نقره (Ag) و طلا(Au) با ترکیب، اندازه و شکل متفاوت برای افزایش فعالیت SERS بسترهای مختلف استفاده شده است. با توسعه روزافزون فناوری نانو، SERS بسترهایی از نانو مواد مختلف ازجمله مواد متخلخل، ذرات مغناطیسی و نیم‌رساناها به‌طورگسترده در حال توسعه است[۳]. اکسید گرافن (GO) و گرافن در مقایسه با دیگر مواد مزیت‌هایی زیادی مانند افزایش پایداری، سطح بزرگ برای جذب بیشتر نانو ذرات، فعالیت شیمیایی بالا و خاموشی فلورسانس مولکولی دارد [۴]. کامپوزیت نقره-اکسید گرافن (GO-Ag) بستر فعالی برای شناسایی رامان ارتقایافته سطحی ایجاد می‌کند.جت‌های پلاسمایی اتمسفری غیرتعادلی در سال‌های اخیر برای رسوب‌گذاری نانو ساختارها از محلول کلوئیدی در بسترهای مختلف مورد توجه محققان قرارگرفته است. محیط پلاسما به دلیل دارا بودن گونه‌های فعال همچون یون‌ها، الکترون‌ها، رادیکال‌ها و فوتون‌های پرانرژی شرایط لازم برای پیشبرد واکنش‌های شیمیایی و فیزیکی جهت تولید نانو مواد ایجاد می‌کند[۵].

در این کار از یک جت پلاسمایی تخلیه سد دی‌الکتریک برای پلاسما استفاده‌شده است. محلول پیش ماده نقره و اکسید گرافن به صورت آئروسل به این پلاسما تزریق می‌شود که در نهایت کامپوزیت GO-Ag روی زیر لایه رسوب‌گذاری می‌کند. و SERS این ساختار مورد مطالعه قرار می‌گیرد.

مواد و روش کار

شکل ۱ جت پلاسمایی غیرتعادلی برای لایه نشانی را نشان می‌دهد. در این جت با پیکربندی تخلیه سد دی‌الکتریک کار می‌کند که دارای دو الکترود مسی که روی سطح لوله کوارتز به فاصله ۱ سانتی‌متر از یکدیگر پیچیده شده است. این لوله کوارتز با قطر داخلی ۳ میلی‌متر و قطر خارجی ۴ میلی‌متر به عنوان دی‌الکتریک در این جت پلاسمایی استفاده می‌شود. گاز پلاسما به همراه گاز حامل آئروسل داخل این لوله کوارتز شارش می‌یابد. برای تولید پلاسما این الکترودها به یک منبع تغذیه ولتاژ بالا، بین ۵ تا ۱۰ کیلو ولت و فرکانس کاری ۲۰ کیلوهرتز متصل می‌شوند و ولتاژ اعمالی به پلاسما به‌وسیله یک پروب ولتاژ بالا و اسیلوسکوپ اندازه‌گیری می‌شود. الکترود دوم به فاصله ۵ میلی‌متر از انتهای لوله کوارتز قرار دارد، در این سیستم از گاز آرگون به عنوان گاز پلاسما و گاز حامل آئروسل استفاده می‌شود. نرخ جریان شارش گاز پلاسما ۲ و گاز حامل ۱.۵SLPM می‌باشد. گاز حامل بعد از عبور از نبولایزر پنوماتیکی، آئروسلی از قطر اتم حلول نیترات نقره و اکسید گرافن ایجاد کرده و به گاز پلاسما اضافه می‌شود و همراه با آن به لوله کوارتز جت پلاسمایی شارش می‌یابند. این گاز پس از عبور از فاصله بین دو الکترود پلاسما شده و به سطح زیر لایه تابیده می‌شود. سطح زیر لایه‌هایی شیشه‌ای قبل از لایه نشانی با استون، اتانول و آب دییونیزه به‌طور کامل تمیز و عاری از هرگونه آلودگی می‌شود. برای تهیه محلول پیش ماده دو محلول نیترات نقره و اکسید گرفن تهیه شد.



شکل ۱: شمایی از جت پلاسمایی و سطح لایه نشانی شده

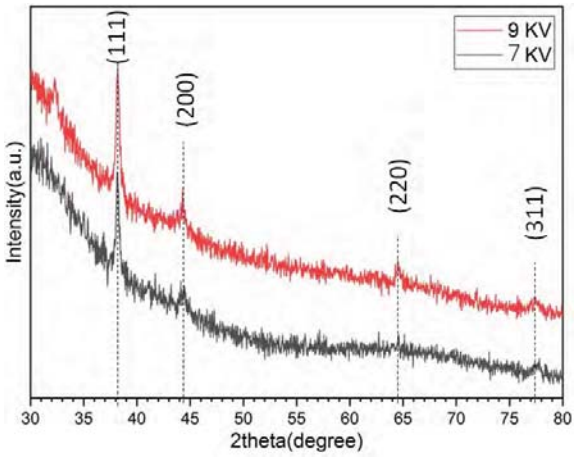
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

محلول اول شامل ۰.۰۶گرم اکسید گرافن در ۲۰cc آب دی یونیزه است. محلول دوم شامل ۰.۲گرم نیترات نقره در ۱۰cc آب دی یونیزه است. ۳cc از هر یک از این محلول‌ها مختلف با یکدیگر مخلوط شده تا محلول نهایی پیش ماده آماده شود. طیف سنجی رامان با دستگاه مدل TakRam انجام شد.

بحث و نتایج

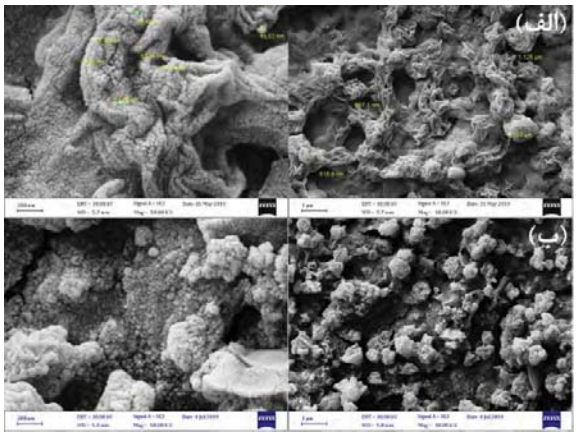
از آنالیز XRD به منظور تشخیص تشکیل نانو ساختارهای خالص نقره و بررسی لایه‌های چاپ شده استفاده شد. شکل ۲ طرحXRDلایه‌های کامپوزیت نقره اکسید گرافن در ولتاژهای ۷ و ۹KV را نشان می‌دهد. این نمودار نشان می‌دهد که ساختار نقره به‌خوبی تشکیل شده است قله‌ها در زاویه 2θ، ۳۸.۱، ۴۴.۳۴ و ۷۷° نشان از تشکیل ساختار مکعبی مرکز دار در نانو ذرات نقره دارد. قله تیز و با شدت بالای در زاویه ۳۸.۱° نشان از تشکیل کریستال‌های بسیار خالص نقره در کامپوزیت نقره اکسید گرافن دارد. همچنین این شکل نشان می‌دهد که افزایش ولتاژ باعث افزایش قله منحنی XDR می‌شود. از طرفی دیگر، با استفاده از معادله دبای-شرر می‌توان اندازه AgNPs را که در حدود ۳۹.۸۶nm برای ۷KV و ۳۷.۸۲nm برای ۹KV است، محاسبه کرد. با توجه به اینکه اندازه نانو بلورک‌ها با ولتاژ کاری پلاسما تغییر چندانی ندارد می‌توان دریافت که افزایش تولید تراکم تعداد نانو ذرات باعث افزایش شدت قله‌هایXRD در ولتاژ ۹KV شده است.

شکل ۳ تصاویر FESEM از نمونه‌ای تهیه شده با ولتاژهای مختلف ۷ و ۹KV را نشان می‌دهد. این تصاویر به خوبی نشان می‌دهند. نانوذرات Ag روی سطح لایه‌های GO را پوشانده است و توده‌های مچاله شده‌ای را تشکیل داده است. با افزایش ولتاژ، افزایش اندازه و تراکم تعداد نانو ذرات نقره را نشان می‌دهد. ازآنجاکه انرژی الکترون‌های پلاسما با افزایش ولتاژ افزایش می‌یابد بنابراین غلظت الکترون‌های حل شده در سطح قطره آئروسل معلق افزایش می‌یابد که این منجر به افزایش نقره احیاشده و به طبع افزایش اندازه و تراکم نانو ذرات رسوب‌گذاری شده در سطوح اکسید گرافن می‌شود.



شکل۲: طرح XRDنمونه‌های تولید شده با پلاسما

همانطور که در تصاویر مشهود است در ۹KV تراکم نانو ذرات روی لایه‌های گرافن به حدی زیاد شده که به‌صورت توده‌های کروی شکلی درآمده‌اند.

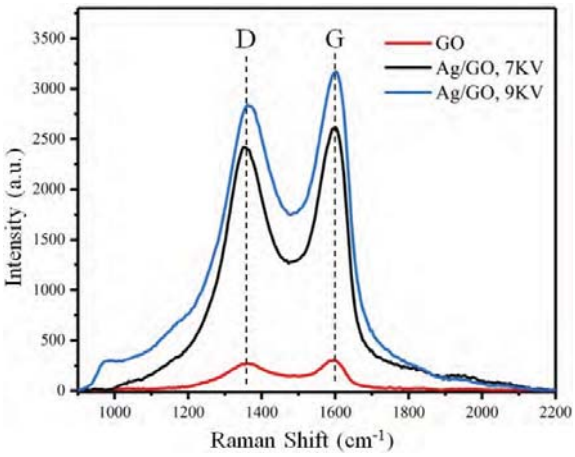


شکل۳: تصاویر FESEM از کامپوزیت‌های نقره اکسید گرافن در (الف) ۷KV و (ب) ۹KV

در شکل ۴ طیف رامان از اکسید گرافن خالص و اکسید گرافن پوشیده شده با نانو ذرات نقره مشاهده می‌شود. طیف رامان GO دارای قله G در حدود $1590\ cm^{-1}$ مشخصه پیوند کربن-کربن و قله D در حدود $1355cm^{-1}$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

نشان‌دهنده عیوب در شبکه کربنی سطوح اکسید گرافن می‌باشد. در کامپوزیت GO-Ag شدت پراکندگی رامان برای باند GوD بسیار بیشتر از GO خالص است. شدت رامان نسبی رامان قله‌هایD و G برای GO در حدود ۲۷۴ و ۳۰۸counts است درحالی‌که شدت نسبی این باندها برای GO-Ag حتی در ولتاژ ۷KV به ترتیب در حدود ۲۴۱۷ و ۲۶۱۲counts است. $EF_{D,G}$ به‌عنوان نسبت شدت D(D(I)) یا G(G(I))اکسید گرافن پوشیده شده با نانو ذرات نقره به اکسید گرافن خالص تعریف می‌شود[۳].



شکل ۴: طیف رامان اکسید گرافن خالص و اکسید گرافن پوشیده شده با نانو ذرات نقره

برای ولتاژ کاری ۷KV، مقدار EF_G در حدود ۸.۴۸ است که می‌تواند مربوط به افزایش میدان الکتریکی به‌وسیله رزونانس پلاسما (LSPR) باشد. علاوه بر این EF_D در حدود ۸.۸۴ و بیشتر از باند G است. که این نشان از آن دارد که باند D برای SERS مستعدتر است زیرا افزایش قله D هم مربوط به اثر نواقص ساختار GO و هم افزایش الکترومغناطیسی نانو ذرات نقره است درحالی‌که افزایش قله G تنها مربوط به افزایش الکترومغناطیسی نانو ذرات Agاست. با افزایش ولتاژ پلاسما به دلیل افزایش تراکم تعداد نانو ذرات نقره در سطوح گرافنشدت قله‌های D و G افزایش می‌یابد.

نتیجه‌گیری

کامپوزیت اکسید گرافن پوشیده شده با نانو ذرات نقره توسط جت پلاسمایی غیرتعادلی به‌خوبی رسوب‌گذاری شد. نانو ذرات نقره با بلوره‌های خالص در ساختار مکعبی مرکزدار روی سطوح اکسید گرافن شکل‌گرفته و سطوح گرافنی را درهم‌تنیده‌اند. در مطالعه رامان این کامپوزیت‌ها، اثر رامان ارتقا یافته سطحی بر روی باند G و Dتوسط پلاسمون سطحی نانو ذرات نقره به‌خوبی مشاهده شد.

سپاسگزاری

این کار با پشتیبانی همکاران جناب آقای دکتر مسعود کریمی‌پور و دکتر مهدی ملایی در پژوهشکده نانو دانشگاه ولی‌عصر (عج) رفسنجان انجام شد.

مرجع‌ها

[1] Fleischmann, Martin, Patrick J. Hendra, and A. James McQuillan, “Raman spectra of pyridine adsorbed at a silver electrode.” Chemical physics letters, Vol.26, No. 2, pp.163-166, 1974.

[2] Chen, Li-Miao, and You-Nian Liu. “Surface-enhanced Raman detection of melamine on silver-nanoparticle-decorated silver/carbon nanospheres: effect of metal ions.”ACS applied materials & interfaces, Vol. 3, No. 8, pp. 3091-3096, 2011.

[3] Zhang, Xiaolei, et al. “Surface-enhanced Raman scattering activities of carbon nanotubes decorated with silver nanoparticles.” Analyst, Vol. 141, No. 19, pp. 5527-5534,2016.

[4] Ding, Guihong, et al. “Graphene oxide-silver nanocomposite as SERS substrate for dye detection: Effects of silver loading amount and composite dosage.” Applied Surface Science. Vol.345, pp. 310-318,2015.

[5] Dey, Avishek, et al. “Plasma jet printing and in situ reduction of highly acidic graphene oxide.” ACS nano, Vol. 12, No. 6, pp. 5473-5481,2018.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۱۶۸۴-۱۰-A

ساخت و بررسی پایداری سلول‌های خورشیدی پروسکایت معکوس

زهرا باقری[*]، احمد مشاعی[*]، آلدو دی‌کارلو[+]

[*]دانشکده فیزیک، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، ایران

[+] دانشکده مهندسی برق- دانشگاه تورورگاتا، رم، ایتالیا

zahrabagheri@modares.ac.ir, moshaii@modares.ac.ir, Aldo.dicarlo@uniroma2.it

چکیده - در مسیر تجاری سازی سلول‌های خورشیدی پروسکایت علاوه بر بازدهی بالای سلول، عملکرد پایدار آنها نیز بسیار ضروری است. در این پژوهش، پایداری سلول خورشیدی پروسکایت معکوس با لایه‌های انتقال بار آلی بررسی شده است. بررسی پایداری لحظه‌ای سلول معکوس با بازدهی٪۱۹، با میزان پسماند ناچیز محاسبه شده از رفتار J-V سلول در توافق است. همچنین سلول ساخته شده تحت تابش نوری پیوسته به مدت ۲۵۰h پایداری تابشی قابل قبولی را ارایه می‌دهد. پایداری طولانی مدت سلول‌های ساخته شده در شرایط محیطی با رطوبت نسبی متوسط ٪۵۰، نشان می‌دهد که سلول ٪۷۵ از عملکرد اولیه خود را پس از ۱۵۰۰h، حفظ می‌کند. افت عملکرد سلول‌ها در این مدت زمان، بیشتر متاثر از افت میزان J_{sc} (جریان مدار کوتاه) سلول‌ها است. میزان V_{oc} (ولتاژ مدار باز) و همچنین FF (عامل پرشوندگی) سلول‌ها در این دوره زمانی تقریباً پایدار است.

کلید واژه- پایداری، پروسکایت،ساختار معکوس، سلول خورشیدی

Stability Investigations on Inverted Perovskite Solar Cells

Zahra Bagheri[a], Ahmad Moshaii[a],Aldo Di Carlo[b]

[a]Department of physics, Tarbiat Modares University, Tehran, *Iran*
[b] Department of Electronic Engineering, University of Rome Tor Vergata, Rome, Italy

Abstract- The Stability of solar cells is an important issue for commercial applications. In this study, the stability issue of inverted perovskite solar cells with organic charge transfer layers has been investigated. The Instant stability test of the inverted perovskite solar cell (PSK) with a (power conversion efficiency) PCE of 19% is in agreement with the small hysteresis estimated from the J-V behavior. The fabricated solar cells are stable against 250h continuous radiation of simulated sunlight. The long-term stability test indicates that the cells retain 75% of its original efficiency after 1500h shelf time in ambient conditions with an average relative humidity of 50%. The decreased performance is mostly due to the reduction in the J_{sc} (short circuit current) of the cells. The V_{oc} (open circuit voltage), as well as the FF (filling factor) of the cells, are almost constant.

Keywords: Stability, Perovskite, Solar cell, Invert structure

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

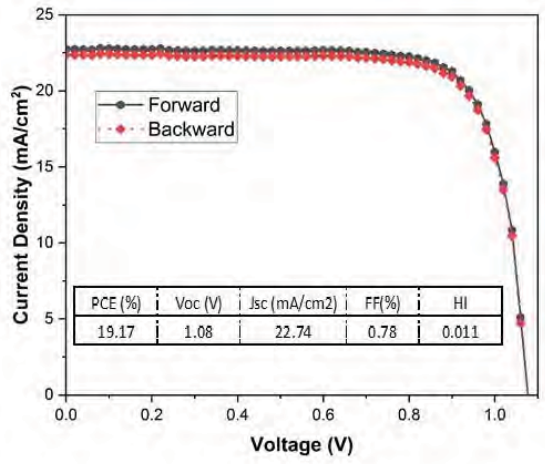
مقدمه

سلول خورشیدی از یک لایه پروسکایت جاذب نور ساندویچ شده در بین لایه‌های انتقال دهنده الکترون (ETL) و حفره(HTL) ساخته شده است. جذب نور توسط لایه پروسکایت، الکترون و حفره ایجاد می‌کند. سپس این بارهای برانگیخته‌شده، از پروسکایت به لایه انتقال دهنده مربوطه منتقل می‌شوند. لایه‌های انتقال‌دهنده بار به ترتیب به الکترودهای مربوطه وصل می‌شوند تا مدار الکترونیکی کامل شود. در ساختارp-i-n به عکس ساختار مرسوم n-i-p، که نور ابتدا از ETL عبور می‌کند، نور فرودی ابتدا از لایه HTL می‌گذرد. اخیراً، سلول‌های خورشیدی پروسکایت با ساختار p-i-n به دلیل پایین‌تر بودن دمای پردازش، انعطاف‌پذیری[۱]، هزینه تولید کمتر و امکان‌سنجی تولید انبوه توجه بیشتری را به خود جلب کرده است[۲.۳]. تا کنون تلاش‌های وسیعی در جهت بهبود بازدهی سلول‌های خورشیدی پروسکایت انجام شده است، اما در مسیر تجاری‌سازی این نوع سلول‌هاعلاوه بر بازدهی بالای سلول، عملکرد پایدار آنها نیز بسیار ضروری است. در این پژوهش،پایداری سلول‌های خورشیدی پروسکایت معکوس ساخته شده بررسی شده است. در اینجا پایداری به عنوان توانایی حفظ بازده اولی هدر شرایط عملکردی سلول تعریف می-شود.

روش آزمایش

زیرلایه‌های ITOلایه برداری شده با الگوی تعیین شده، باروش تمیزکاری التراسونیک به ترتیب با مایع شوینده، آب دیونیزه، استون و دو پروپانول به دقت شستشو شدند و در معرض لامپ UV قرار گرفتند. محلول لایه انتقال دهنده حفره یعنیPTAA با غلظت mg/ml ۲ در حلال بدون آب تولوین به مدت ۳۰ s و با سرعت rpm ۶۰۰۰ بر روی نمونه‌های تمیز به‌طور چرخشی لایه‌نشانی شدند. بالافاصله نمونه‌ها به مدت min ۱۰ روی حرارت یکنواخت °C ۱۲۰ در شرایط محیط قرار گرفتند. پس از نور درمانی لایه‌های پلیمری[۴]، نمونه‌ها به گلاوباکس انتقال داده شدند. محلول پروسکایت سه کاتیونی در حلال مخلوط DMF/DMSO، با روش گفته شده در [۵] تهیه شد. محلول نهایی پروسکایت با ترکیب $Cs_{0.05}(MA_{0.17}FA_{0.83})_{0.95}Pb(I_{0.83}Br_{0.17})_3$ روی نمونه‌های ITO/PTAA تهیه شده با سرعت چرخشی rpm ۴۰۰۰به مدت s ۳۵ لایه‌نشانی شدند. ازکلروبنزن به عنوان ضدحلال استفاده کرده ایم. سپس لایه‌های تهیه شده به مدت حداقل min ۱۵در دمای°C ۱۰۰ آنیل شده اند. تمامی‌این مراحل در شرایط گلاوباکس انجام گرفت. لایه‌های انتقال دهنده الکترونC_{60}با ضخامت nm ۱۶ با روش تبخیر در خلا لایه‌نشانی و بالافاصله محلول(mg/ml ۰/۵) BCP در ۲-پروپانول با سرعت rpm ۴۰۰۰ به مدت (۳۰ s) لایه‌نشانی چرخشی شد. با لایه نشانی تبخیر گرمایی نقره به عنوان الکترود پشتی ساخت سلول‌های پروسکایت معکوس کامل می‌شود.

بحث و نتیجه گیری

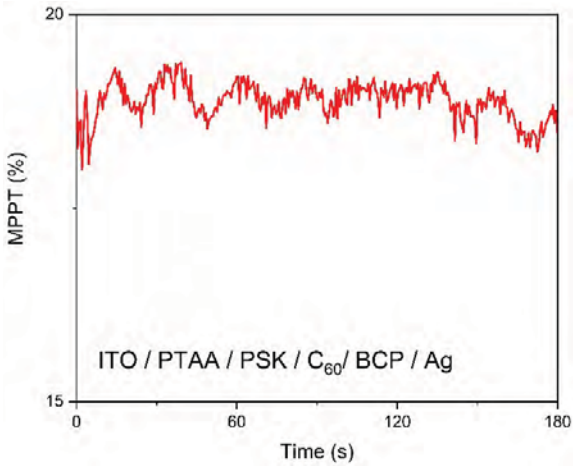


شکل۱: رفتارجریان- ولتاژ سلول بهینه در دو جهت جاروب مستقیم و معکوس ولتاژ ، و پارامترهای فوتولتایی استخراج شده تحت تابش باشدتAM1.5

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

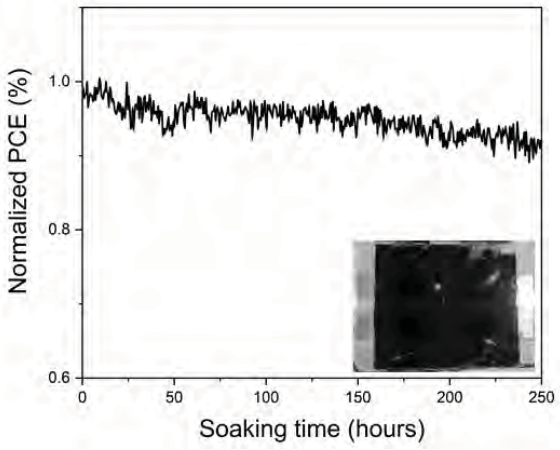
سلول‌های خورشیدی پروسکایت مورد بررسی به ترتیب دارای لایه‌های انتقال دهنده بار ITO/ PTAA/ PSK/C_{60}/ BCP/ Ag است.

تغییرات چگالی جریان در اثر جاروب ولتاژ اعمال شده به سلول بهینه، در شکل ۱ نشان داده شده است. پارامترهای فوتولتایی استخراج شده از نمودار در جدول پیوست آورده شده است. بازدهی (*PCE*) قابل قبول ٪۱۹، بررسی میزان توانایی حفظ بازده اولیه آنهادر شرایط عملکردی را جذاب‌تر می‌کند.



شکل۲: رفتار MPPT سلول بهینه در شرایط تابش استاندارد شبیه ساز خورشیدی در محیط.

به دلیل اثرات پسماند مشهور در منحنی‌های J-Vنه تنها کارآیی حاصل از جاروب رو به جلو ولتاژ (یعنی از ۰ ولت تاV_{OC}) بامقدار آن در جاروب معکوس ولتاژ (یعنی ازV_{OC} تا ۰ ولت) متفاوت است، بلکه تمام پارامترهای فتوولتایی نیز به سرعت جاروب ولتاژ و شرایط اولیه مانند پیش بایاس[۶] و دمای سلول[۷،۸] بستگی دارد. اگرچه بیشتر جاروب‌های J-V گزارش شده با طیف خورشیدی شبیه سازی شده AM1.5تحت شرایط استاندارد انجام می‌شوند، اما پسماند تحت تأثیر بایاس نوری است، به عبارت دیگر رفتار سلول تحت تأثیر شدت و طیف نور ورودی قرار می‌گیرد[۹]. همچنین در سلول‌های مبتنی بر کاتیون‌های چندگانه پروسکایت سرعت جنبش یونی بیشتر گزارش شده است. از این رو، فراهم آوردن شرایط دقیق آزمایش اندازه‌گیری J-V برای سلول خورشیدی پروسکایت و تکمیل مشخصه یابیJ-V سلول با خروجی توان تثبیت شده، که از ردیابی بیشینه توان سلول (MPPT) سلولبرای چند دقیقه استخراج می‌شود، بسیار مهم است. در شکل ۲ رفتار پایدار خروجی سلول ساخته شده تحت تابش مداوم نور استاندارد در مدت زمان ۳min نشان داده شده است. که با میزان پسماند *(HI)* ناچیز۰/۰۱۱استخراج شده از شکل ۱ درتوافق است.

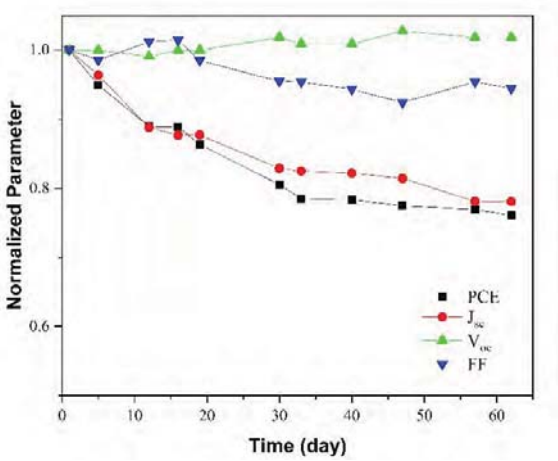


شکل۳: تغییرات میزان بازدهی بهنجار شده در شرایط تابش پیوسته ۰/۸Sun نور LED در مدت زمان ۲۵۰ h در محیط اتمسفر.

بررسی تغییرات عملکرد سلول‌ها تحت تابش مداوم نور شبیه سازی در شرایط MPP، بیانگر میزان پایداری نوری سلول‌های بهینه تحت تابش مستمر نور است. شکل ۳ رفتار تقریباً یکنواخت بازدهی بهنجار شده سلول‌های بهینه ساخته شده، در شرایط تابش پیوسته ۰/۸Sun نور شبیه ساز در مدت زمان ۲۵۰ hرا نشان می‌دهد. به وضوح مشخص است که بازدهی سلول‌ها پس از این مدت، به میزان اندکی کاهش پیدا کرده است. شکل ظاهری سلول تحت تابش مستمر پس از این مدت در شکل نمایش داده شده است. سرانجام پایداری طولانی مدت سلول‌های ساخته در شرایط محیطی با رطوبت نسبی متوسط ٪۵۰، مورد توجه قرار گرفته اند. تغییرات عملکرد این سلول‌ها در

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

فاصله‌های زمانی چند روز از هم، در شرایط بدون حفاظ و در شرایط اندازه‌گیری کاملا یکسان، در مدت زمان بیشتراز دو ماه مورد بررسی قرار گرفت.



شکل۵: پایداری بلند مدت سلول ساخته شده برای مدت زمان ۱۵۰۰h، در شرایط دمایی ۳۰°C و رطوبت نسبی ٪۵۰

شکل ۴ میزان تغییر پارامترهای فتوولتایی سلول با عملکرد بهینه را نشان می‌دهد. نتایج نشان می‌دهد که سلول‌ها ٪۷۵ از عملکرد اولیه خود را پس از ۶۰ روز (۱۵۰۰h)، در شرایط محیطی با رطوبت نسبی متوسط ٪۵۰، حفظ می‌کنند. افت عملکرد سلول‌ها در این مدت زمان، بیشتر متاثر از افت میزان J_{sc}(جریان مدار کوتاه) سلول‌ها است. میزان V_{oc}(ولتاژ مدار باز) و همچنین FF(عامل پرشوندگی) سلول‌ها در این دوره زمانی تقریباً پایدار است.

نتیجه‌گیری

بررسی پایداری لحظه‌ای سلول خورشیدی پروسکایت معکوس با بازدهی٪۱۹، با میزان پسماند ناچیز محاسبه شده از رفتار J-V سلول در توافق است. همچنین سلول ساخته شده تحت تابش نوری پیوسته به مدت ۲۵۰h پایداری تابشی قابل قبولی را ارایه داد. پایداری طولانی مدت سلول‌های ساخته شده در شرایط محیطی با رطوبت نسبی متوسط ٪۵۰ نشان می‌دهد که سلول ٪۷۵ از عملکرد اولیه خود را پس از ۶۰ روز (۱۵۰۰h)، حفظ می‌کند. افت عملکرد سلول‌ها در این مدت زمان، بیشتر متاثر از افت میزان J_{sc}(جریان مدار کوتاه) سلول‌ها است. میزان V_{oc}(ولتاژ مدار باز) و همچنین FF(عامل پرشوندگی) سلول‌ها در این دوره زمانی تقریباً پایدار است.

مرجع‌ها

[1] L. Meng, Y. Zhang, X. Wan, C. Li, X. Zhang, Y. Wang, X. Ke, Z. Xiao, L. Ding, R. Xia, "Organic and solution-processed tandem solar cells with 17.3% efficiency", Science, 361 (2018) 1094-1098.

[2] W. Chen, Y. Wu, Y. Yue, J. Liu, W. Zhang, X. Yang, H. Chen, E. Bi, I. Ashraful, M. Grätzel, "Efficient and stable large-area perovskite solar cells with inorganic charge extraction layers", Science, 350 (2015) 944-948.

[3] Y. Deng, E. Peng, Y. Shao, Z. Xiao, Q. Dong, J. Huang, "Scalable fabrication of efficient organolead trihalide perovskite solar cells with doctor-bladed active layers", Energy Environ. Sci., 8 (2015) 1544-1550.

[4] Z. Bagheri, F. Matteocci, E. Lamanna, D. Di Girolamo, A.G. Marrani, R. Zanoni, A. Di Carlo, A. Moshaii, "Light-induced improvement of dopant-free PTAA on performance of inverted perovskite solar cells, Sol. Energy Mater and Sol. Cells", 215 (2020) 110606.

[5] M. Saliba, J.-P. Correa-Baena, C.M. Wolff, M. Stolterfoht, N. Phung, S. Albrecht, D. Neher, A. Abate, "How to Make over 20% Efficient Perovskite Solar Cells in Regular (n–i–p) and Inverted (p–i–n) Architectures", Chem. Mater., 30 (2018) 4193-4201.

[6] P. Calado, A.M. Telford, D. Bryant, X. Li, J. Nelson, B.C. O'Regan, P.R. Barnes, "Evidence for ion migration in hybrid perovskite solar cells with minimal hysteresis", Nat. Commun., 7 (2016) 1-10.

[7] D. Bryant, S. Wheeler, B.C. O'Regan, T. Watson, P.R. Barnes, D. Worsley, J. Durrant, "Observable hysteresis at low temperature in hysteresis free organic–inorganic lead halide perovskite solar cells", J. Phys. Chem., 6 (2015) 3190-3194.

[8] L.K. Ono, S.R. Raga, S. Wang, Y. Kato, Y. Qi, "Temperature-dependent hysteresis effects in perovskite-based solar cells", J. Mater. Chem. A, 3 (2015) 9074-9080.

[9] M. Pazoki, T.J. Jacobsson, S.H. Cruz, M.B. Johansson, R. Imani, J. Kullgren, A. Hagfeldt, E.M. Johansson, T. Edvinsson, G. Boschloo, "Photon Energy-Dependent Hysteresis Effects in Lead Halide Perovskite Materials", J. Phys. Chem. C, 121 (2017) 26180-26187.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۱ ۲۶۰-۱۰-A

بررسی خواص اپتیکی لایه مزومتخلخل دی اکسید تیتانیوم آلاییده با Cr-MOF به منظور استفاده در سلول خورشیدی پروسکایتی

حجت امراللهی بیوکی[۱]، احمد مشاعی[۱] و محمود برهانی زرندی [۲]

[۱] گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، a.hojjat@modares.ac.ir
[۲] گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، moshaii@modares.ac.ir
[۳] گروه اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، یزد، mborhani@yazd.ac.ir

چکیده - در این تحقیق نانوذرات کروی چارچوب آلی-فلزی بر پایه کروم (Cr-MOF) با مرفولوژی یکنواخت تحت شرایط حلال گرمایی سنتز شده و به عنوان افزودنی در لایه نشانی TiO_2 در لایه انتقال‌دهنده الکترون سلول خورشیدی پروسکایتی استفاده شد. در اثر بازپخت ترکیب لایه TiO_2 با چارچوب آلی-فلزی در محیط هوا، قسمت آلی Cr-MOF حذف شده و ساختار متخلخل Cr-TiO_2 به دست آمد. نتایج بررسی خواص اپتیکی و ساختار بلوری لایه متخلخل Cr-TiO_2 نشان داد اثر آلایش Cr-MOF، جذب اپتیکی لایه Cr-TiO_2 در ناحیه طول موج Uv-Vis را افزایش داده و گاف نواری آن به محدوده ۲/۷۵ eV تغییر داده است. بررسی‌های طیف فوتولومینسانس نشان از افزایش انتقال الکترونی و کاهش بازترکیب و در نتیجه افزایش بازدهی تبدیل توان سلول‌های خورشیدی پروسکایتی، در مقایسه با سلول‌هایی که تنها از mp-TiO_2 تجاری استفاده شده بود، دارد.

کلید واژه- اصلاح سطح، بهبود عملکرد فوتوولتائیک، پروسکایت، چارچوب‌های نانوساختار آلی-فلزی، سلول خورشیدی

Optical Properties of porous Cr-doped TiO_2 Based on Metal-Organic Frameworks as an Electron Transport Layer in Perovskite Solar Cells

Hojjat Amrollahi Bioki[1], Ahmad Moshaii[2], and Mahmood Borhani Zarandi[3]

[1]Department of Physics, Tarbiat Modares University, Tehran, Email: a.hojjat@modares.ac.ir
[2]Department of Physics, Tarbiat Modares University, Tehran, Email: moshaii@modares.ac.ir
[3] Department of Physics, Yazd University, Yazd, Email: mborhani@yazd.ac.ir

Abstract- In this study, Chromium metal organic framework (Cr-MOF) nanosphere crystals with homogenous morphology was synthesized using a solvo-thermal method as an organic framework to form the porous Cr-doped TiO_2 for electron transport layer in perovskite solar cells. By thermally decomposing the Cr-doped TiO_2 paste in air, the framework template was removed, and porous Cr-doped TiO_2 was obtained. The results of optical properties of crystal structure of porous Cr-doped TiO_2 layer showed that doping with Cr remarkably improved the absorption ability of Cr-TiO_2 layer toward the Uv-Vis region with band gap energy of 2.75 eV. The photoluminescence spectroscopy was conducted to illustrate the improvement of electron transfer in the doped material further. The power conversion efficiency of solar cells using Cr-doped TiO_2 was found to improve in comparing that of solar cells using commercial mp-TiO_2.

Keywords: Enhancing photovoltaic performance, Nanostructure metal-organic frameworks, Perovskite, Solar cells, Surface modification.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

در ساختار سلول‌های خورشیدی مزومتخلخل، پروسکایت که به عنوان جاذب نور و تولید کننده الکترون و حفره عمل می‌کند بر روی لایه نانوساختار متخلخل مانند TiO_2، ZnO ، Al_2O_3، ZrO_2 و یا SnO_2 قرار گرفته و مجموعه آن‌ها بر روی لایه اکسید رسانای شفاف به عنوان آند قرار می‌گیرد. مرسوم‌ترین لایه‌ی انتقال دهنده‌ی الکترون در سلول‌های خورشیدی پروسکایتی TiO_2 می‌باشد، که گاف انرژی آن تقریباً ۳/۳ eV است که در محدوده اشعه ماوراء بنفش قرار دارد. این گاف انرژی نسبتاً زیاد باعث کاهش برانگیختگی و تزریق الکترون به نوار رسانش آن شده و در نتیجه تحرک‌پذیری و رسانندگی آن کاهش می‌یابد [۱]. یکی از راه های کاهش گاف انرژی نیمه‌رساناهایی همچون TiO_2 استفاده از یون‌های فلزی می‌باشد که باعث افزایش جذب نور و همچنین افزایش انتقال الکترون از پروسکایت به لایه TiO_2 می‌شود. علاوه بر این آلایش TiO_2 با یون‌های آلی-فلزی منجر به کاهش نرخ بازترکیب زوج الکترون–حفره در اثر ایجاد تله‌های سطحی در تراز الکترونی TiO_2 می‌شود. بر این اساس در این تحقیق اثر ترکیب بلورهای چارچوب آلی–فلزی Cr-MOF بر خواص اپتیکی و ساختاری نانوذرات متخلخل TiO_2 مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان می‌دهد که استفاده از ۲٪ وزنی Cr-MOF در ساختار لایه انتقال‌دهنده الکترون سلول خورشیدی پروسکایتی بر پایه TiO_2 می‌تواند باعث افزایش تولید زوج الکترون–حفره، مانع از بازترکیب الکترون–حفره، بهبود کیفیت لایه‌ها (لایه انتقال دهنده الکترون و لایه پروسکایت) و افزایش بازدهی آن شود که جزئیات آن در ادامه به آن اشاره خواهد شد.

بخش تجربی

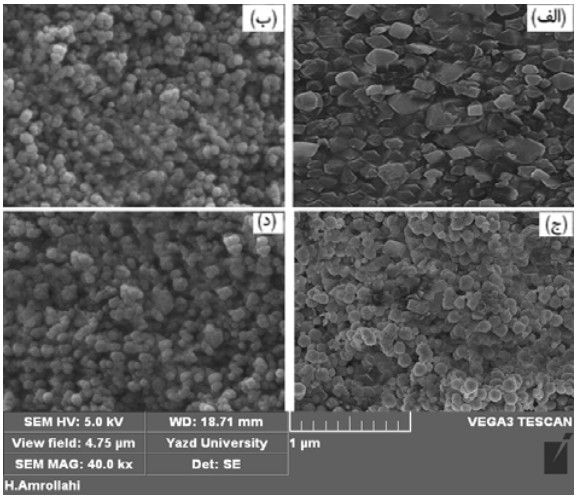
چارچوب فلز-آلی Cr-MOF با استفاده از مواد سازنده‌ی مرکز فلز نیترات کروم (۲/۰ گرم، ۵ میلی مول)، و لیگاند بنزن دی‌کربوکسیلیک اسید (BDC) (۰/۸۳ گرم، ۵ میلی مول) به عنوان اتصال‌دهنده آلی ساختار در ۲۵ میلی لیتر آب مقطر در دمای ۱۶۰ °C (به روش حلال گرمایی) در زمان ۱۵ ساعت سنتز شد. پس از سرد شدن پودر کریستالی سبز رنگ نهایی ابتدا صاف کرده و سپس سه بار با آب و اتانول شستشو داده شد تا مواد اولیه بدون واکنش خارج شوند و در نهایت در دمای ۶۰ °C به مدت ۱۵ ساعت خشک شد.

برای ساخت سلول خورشیدی پروسکایتی از روش دو مرحله‌ای اسپین-غوطه‌وری ذکر شده در مرجع [۲] با تغییر جزئی استفاده شد. به منظور بررسی اثر Cr-MOF ساخته شده به عنوان افزودنی لایه مزومتخلخل TiO_2، درصدهای وزنی مختلف (۱، ۲ و ۴ میلی‌گرم بر میلی-لیتر) از Cr-MOF در استونیتریل به محلول رقیق شده TiO_2 در اتانول اضافه کرده و لایه نشانی گردید و در دمای ۵۰۰ °C به مدت یک ساعت در محیط هوا بازپخت شد در این مرحله لیگاندهای اتصال دهنده مراکز فلزی MOF تخریب شده و مراکز فلزی و درنتیجه هسته‌های فلزی و نانوذرات اکسیدی ایجاد می‌شود.

بحث و نتایج

شکل۱، تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM) نانوکریستال‌های Cr-MOF و سطح لایه‌های مزومتخلخل $Cr\text{-}TiO_2$ را نشان می‌دهد. شکل ۱-الف نشان می‌دهد نانوکریستال‌های Cr-MOF مورفولوژی کروی متخلخل دارند و از یکنواختی اندازه ذرات تقریباً ۱۵۰ nm برخوردار هستند.

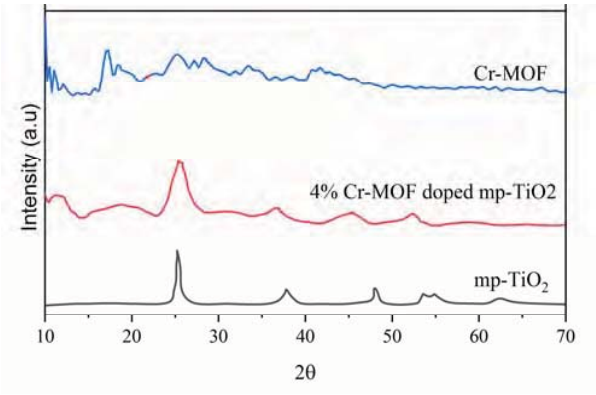
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.



شکل۱: تصویر SEM الف) چارچوب آلی-فلزی Cr-MOF سنتز شده، ب) لایه متخلخل TiO_2، و لایه‌های متخلخل Cr-TiO2 با درصدهای وزنی ج) ۲٪ و د) ۴٪ Cr-MOF

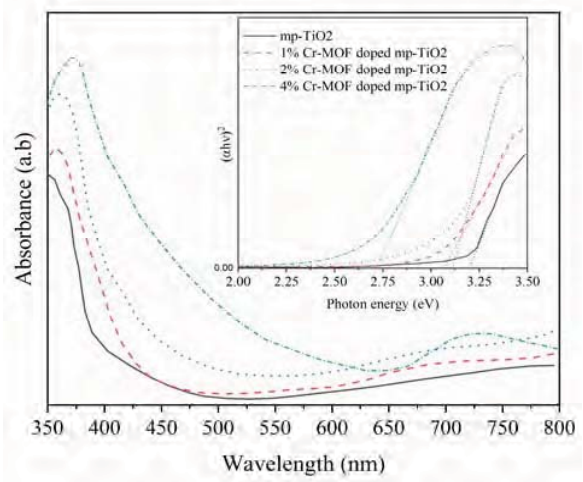
همان‌طور که در شکل ۱-ج مشخص است لایه‌های متخلخل $Cr\text{-}TiO_2$ با ۲٪ وزنی Cr-MOF دارای میانگین اندازه ذرات یکنواخت تشکیل شده و نسبت به لایه mp-TiO_2 (شکل ۱-ب) و همچنین نسبت به لایه $Cr\text{-}TiO_2$ با ۴٪ وزنی Cr-MOF (شکل ۴-د) دارای سطحی فشرده‌تر با حفره‌های سطحی کمتر است.

ساختار بلوری لایه‌های متخلخل TiO_2 آلاییده با Cr-MOF توسط الگوی پراش پرتو ایکس (XRD) در شکل ۲ نشان داده شده است. برای لایه mp-TiO_2، قله‌های مشخص در ۲۵°، ۳۸°و ۴۸° مربوط به صفحات (۱۰۱)، (۱۱۲)، (۲۰۰) فاز آناتاز TiO_2 می‌باشد (JCPDS.01-0562). قله‌های مشخصه مربوط به Cr-MOF در ساختار $Cr\text{-}TiO_2$ نشان می‌دهد آلایش Cr-MOF در ترکیب با فاز آناتاز TiO_2 به درستی انجام گرفته است. با توجه به اینکه در الگوی پراش mp-TiO_2 آلاییده با Cr-MOF فاز روتایل TiO_2 در ۵۴° و ۵۶° قابل مشاهده نیست می‌توان کاهش بازترکیب الکترون و حفره را پیش‌بینی نمود که کاملاً با نتایج بدست آمده از مشخصات فوتوولتائیک سلول‌های خورشیدی ساخته شده مطابقت دارد.



شکل۲: طیف XRD چارچوب آلی-فلزی Cr-MOF سنتز شده، لایه متخلخل TiO_2، و لایه‌های متخلخل $Cr\text{-}TiO_2$

طیف جذب در ناحیه طول موج مرئی برای نانوذرات TiO_2 و آلاییده با نانوذرات Cr-MOF در شکل ۳ نشان می‌دهد با افزایش مقدار Cr-MOF لبه جذب افزایش یافته است به طوریکه گاف نواری گذار مستقیم این نانوذرات از ۳/۲ eV برای نانوذرات mp-TiO_2 به ۲/۷ eV برای Cr-TiO_2 ۴٪ با استفاده از درونیابی نمودار $(\alpha h\nu)^2$ بر حسب hν (انرژی فوتون فرودی) دست می‌آید که α ضریب جذب می‌باشد.



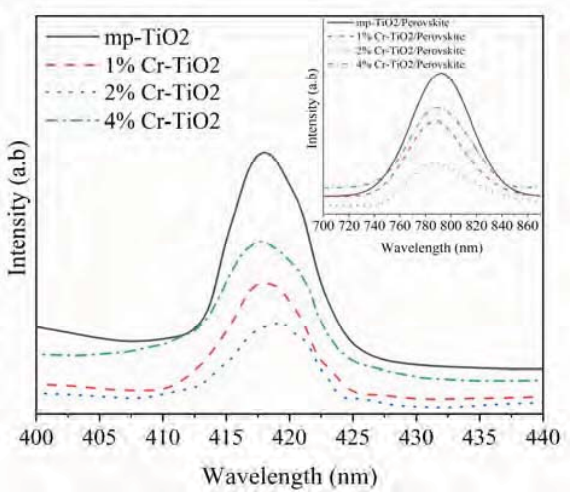
شکل ۳: طیف جذب اپتیکی در ناحیه طول موج مرئی برای نانوذرات TiO_2 آلاییده با درصدهای مختلف نانوکرستال‌های Cr-MOF

گاف انرژی نسبتاً باریک ترکیب $Cr\text{-}TiO_2$ عمدتاً به تعامل قوی بین ساختار پیچیده TiO_2 و Cr-MOF و ایجاد نقص در شبکه (تهی‌جاهای یون اکسیژن) در اثر

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

جایگزینی یون Cr^{+2} با یون‌های Ti^{2+} در شبکه TiO_2 نسبت داده می‌شود که ترازهای انرژی اضافی در نزدیک تراز ظرفیت TiO_2 به وجود می‌آورد [۳] که پتانسیل استفاده از آن به عنوان انتقال‌دهنده الکترون در سلول خورشیدی پروسکایتی را دارد.

نرخ بازترکیب الکترون–حفره برای لایه‌های انتقال‌دهنده الکترون TiO_2 آلاییده با درصدهای مختلف Cr-MOF و همچنین سطح پروسکایت تشکیل شده بر روی آن‌ها با استفاده از طیف فوتولومینسانس (PL) مورد بررسی قرار گرفت. ماکزیمم شدت طیف PL برای لایه $mp\text{-}TiO_2$ در طول موج ۴۱۸ nm می‌باشد که پس از ترکیب با Cr-MOF، علاوه بر جابجایی قله طیف به سمت طول موج قرمز، شدت آن نیز به طور چشمگیری کاهش می‌یابد (شکل ۴). این در نتیجه اثر افزایش عدد اتمی یون فلزی مرکزی معروف به اثر اتم سنگین می‌باشد، بدین صورت که هر چه عدد اتمی یون فلزی مرکزی افزایش یابد شدت فلورسانس ماده کاهش یافته و همچنین جابجایی به سمت طول موج‌های قرمز را مشاهده خواهیم نمود.



شکل۴: طیف فوتولومینسانس لایه‌های انتقال‌دهنده الکترون بر پایه درصدهای مختلف Cr-MOF؛ و همچنین لایه پروسکایت تشکیل شده بر روی آن‌ها

همچنین قله فوتولومینسانس مربوط به سطح پروسکایت سلول‌هایی که در آن‌ها از لایه انتقال‌دهنده الکترون Cr-TiO_2 استفاده شده است در طول موج ۷۹۰ nm نیز نسبت به سلول مرجع کاهش پیدا کرده که می‌توان علت آن را بهبود کیفیت لایه پروسکایت و فصل مشترک آن دانست که این عامل موجب کاهش نرخ بازترکیب شده است (شکل ۴). مقادیر بیشتر Cr-MOF در ساختار مزومتخلخل TiO_2 باعث ایجاد تخلخل زیاد با حفرات عمیق در لایه مزومتخلخل خواهد شد که علاوه بر افزایش بازترکیب الکترون–حفره، باعث ایجاد شکاف‌هایی در مرز دانه‌های پروسکایت و در نتیجه کاهش کارایی سلول خواهد شد.

نتیجه‌گیری

نتایج این تحقیق نشان می‌دهد بهترین عملکرد سلول خورشیدی پروسکایتی ساخته شده بر روی لایه انتقال‌دهنده الکترون $mp\text{-}TiO_2$ آلاییده با Cr-MOF در حدود ٪۸/۸۵ مربوط به سلول‌هایی می‌باشد که از Cr-MOF (۲ mg/ml) در ترکیب با $mp\text{-}TiO_2$ استفاده شده است و در مقایسه با سلول پایه (٪ ۶/۱۲) باعث افزایش بازدهی سلول خورشیدی مورد بررسی شده است.

مرجع‌ها

[1] Q. Liu, M. C. Qin, W. J. Ke, X. L. Zheng, Z. Chen, P. L. Qin*, et al.*, "Enhanced Stability of Perovskite Solar Cells with Low-Temperature Hydrothermally Grown SnO2 Electron Transport Layers," *Advanced Functional Materials,* vol. 26, pp. 6069-6075, 2016.

[2] J. Burschka, N. Pellet, S.-J. Moon, R. Humphry-Baker, P. Gao, M. K. Nazeeruddin*, et al.*, "Sequential deposition as a route to high-performance perovskite-sensitized solar cells," *Nature,* vol. 499, pp. 316-319, 2013.

[3] N. M. Padial, J. Castells-Gil, N. Almora-Barrios, M. a. Romero-Angel, I. Da Silva, M. Barawi*, et al.*, "Hydroxamate Titanium–Organic Frameworks and the Effect of Siderophore-Type Linkers over Their Photocatalytic Activity," *Journal of the American Chemical Society,* vol. 141, pp. 13124-13133, 2019.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۵۷۱-۱۰-A

دیودهای نورگسیل ابرلیانی بر پایه نقاط کوانتومی نیتریدی

مژگان مهدی زاده رخی، اصغر عسگری

دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز

m.mahdizadeh@tabrizu.ac.ir

asgari@tabrizu.ac.ir

چکیده- نقاط کوانتومی نیتریدی به شکل هرم‌های سه بعدی سربریده و با توزیع ناهمگن در اندازه آنها به عنوان ناحیه فعال دیود نورگسیل ابرلیانی در نظر گرفته شده‌اند. حل عددی معادله شرودینگر سه بعدی به روش حجم محدود برای بدست آوردن ترازهای انرژی و توابع ویژه این ساختار انجام شده است. دیود ابرلیانی با شکل ساختاری موجبر برآمده خمیده و شیاردار در نظر گرفته شده است. اثر ناهمگنی اندازه نقاط کوانتومی در افزایش پهنای طیف گسیلی و در نتیجه افزایش توان خروجی دیود ابرلیانی مورد بررسی قرار گرفته است.

کلید واژه- دیود ابرلیانی، توان خروجی، نقاط کوانتومی نیتریدی

SuperluminscentLightEmittingDiodesBasedOnGaNQuantumDots

MozhganMahdizadehRokhi, AsgharAsgari

Faculty of physics, university of Tabriz, Tabriz

m.mahdizadeh@tabrizu.ac.ir

asgari@tabrizu.ac.ir

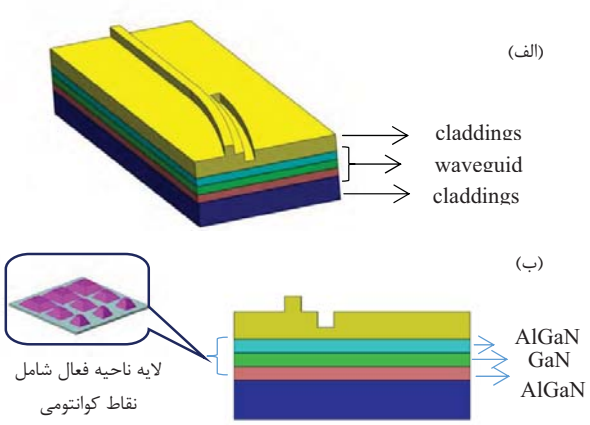
Abstract- Nitride quantum dots in the form of 3D truncated pyramids and with non-uniform size distribution of the QDs have been considered as active region of the superluminscent light emitting diodes. The 3DSchrodinger equation has been solved numerically by finite volume method,eigen values and eigen functions have been obtained for this structure. The structure of superluminscent diode has been considered as bent waveguide with embedded trench. The effect of size inhomogeneity in the width of emission spectrum and output power has been surveyed.

Keywords:Superluminscent light emitting diode, Output power, GaN quantum dots.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

دیود نورگسیل ابرلیانی (SLED) یک چشمه پهن باند نوری می‌باشد که بر اساس عملکرد یک پیوندگاه p-n با بایاس مستقیم کار می‌کند. این قطعه به طور همزمان ویژگی طیف گسیلی پهن یک دیود نورگسیل (LED) و توان خروجی بالای یک دیود لیزری (LD) را دارا می‌باشد. در این نیمرسانا نور گسیلی به طور خودبه‌خودی ایجاد شده و توسط گسیل القایی در یک محیط بهره تقویت می‌شود. گستره وسیعی از کاربردها از قبیل سیستم‌های توموگرافی همدوس نوری (OCT) که در تشخیص‌های چشم‌پزشکی و قلب استفاده می‌شوند و نیز حسگرهای فیبر نوری و ژیروسکوپ‌های فیبر نوری را شامل می‌شود[۱و۲].یک آنسامبل از نقاط کوانتومی در شکل واقعی آنها به صورت هرم‌های سربریده به عنوان ناحیه فعال دیود ابرلیانی در نظر گرفته شده است. ساختار دیود ابرلیانی یک موجبر برآمده[۱] خمیده شیاردار در نظر گرفته شده است، که به منظور از بین بردن انعکاسهای داخل کاواک و کاهش اثرات اتلاف در قسمت خمیدگی می‌باشد. ساختار نمادین دیود ابرلیانی در شکل ۱ آورده شده است.



شکل ۱: تصویر شماتیک از ساختار دیود ابرلیانی به صورت موجبر خمیده (الف) و نمایی از سطح مقطع (ب).

[۱]Ridge waveguide

تئوری

نقاط کوانتومی هرمی شکل GaN با ابعاد مختلف در هر ردیف، در مرکز یک ماتریس مکعب شکل از AlGaN واقع شده‌اند. با توجه به تقریب جرم مؤثر و در نظر گرفتن اختلاف جرم مؤثر GaN و AlGaN معادله شرودینگر تک ذره به صورت زیر بیان می‌شود:

(۱) _

که در این رابطه $\hbar$ ثابت پلانک، E ویژه مقدار انرژی، u(x,y,z) تابع موج مربوطه، m^* جرم مؤثر الکترون، V(x,y,z) پتانسیل مقید کننده می‌باشد که شامل پتانسیل پیزوالکتریک نیز می‌باشد. برای حل معادله شرودینگر با ناپیوستگی در جرم مؤثر شرط Ben Daniel- Duke در فصل مشترک اعمال شده است. با حل عددی معادله شرودینگر سه بعدی ویژه مقادیر و ویژه توابع وابسته بدست آمدند، که اثر توزیع اندازه غیر یکسان نقاط کوانتومی در هامیلتونی لحاظ شده است. ابعاد نقاط کوانتومی هرمی در نظر گرفته شده در این شبیه سازی عبارتست از: سه تا هرم اول با ابعاد ۱۴.۴ ×۱۵ ×۱۲.۴، سه تا هرم دوم ۷ × ۸× ۵ و سه هرم سوم ۳.۱× ۲.۹× ۳.۶ در مقیاس نانومتر می‌باشند. برای بررسی رفتار حامل‌ها در ناحیه فعال مدل اکسیتونی در نظر گرفته شده است و در این مدل تنها دو تا از پایین‌ترین ترازهای انرژی بدست آمده از حل معادله شرودینگر استفاده شده‌اند. از حل معادلات آهنگ موج رونده برای تراز پایه و اولین تراز برانگیخته، بهره مدی محاسبه شده است. یک مدل تئوری شامل مدل ساختاری موجبر برآمده همراه با مدل نقطه کوانتومی فعال برای حل عددی معادلات حاکم بر توان خروجی دیود ابرلیانی استفاده شده است که تغییرات توان

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

خروجی بر حسب جریان تزریق شده را بدست می‌دهد. در این مدل پارامترهای ساختاری و انتشاری موج و نیز ارتباط با بهره و حامل‌ها در نقاط کوانتومی گنجانده شده است. این مدل یک بعدی بر اساس حالت‌های انرژی نقطه کوانتومی، معادلات آهنگ وابسته به مکان برای چگالی حامل و معادله موج رونده برای انتشار موج نوری در هر دو جهت داخل کاواک برای کل گسیل خود به خودی تقویت شده در نظر گرفته شده است، که باید حل شود. معادله موج رونده در حالت پایا به صورت زیر می‌باشد:

$$\pm \quad (۲)$$
$$($$
$$\gamma$$

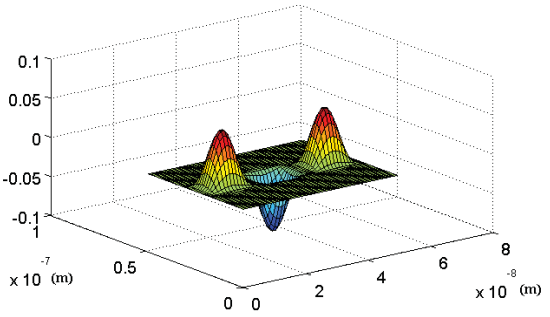
که در این رابطه P^+ و P^- به ترتیب توان نوری پیش‌رونده و پس‌رونده داخل کاواک می‌باشند. Γ ضریب محدود-کنندگی مد نوری، g بهره مادی، α_{int} اتلاف نوری داخل کاواک، R_{sp} چگالی طیفی گسیل خودبه خودی، γ ضریب جفت‌شدگی گسیل خودبه خودی، λ طول موج، W و d به ترتیب پهنا و ضخامت ناحیه فعال می‌باشند. معادله توان به واسطه همان حامل‌هایی که در معادله آهنگ حامل توصیف می‌شوند، کوپل می‌شود. در شرایط حالت پایا معادله آهنگ حامل با رابطه (۳) به صورت داده شده در زیر بیان می‌شود[۴]:

$$\frac{}{e} \quad (۳)$$
$$[$$
$$+$$

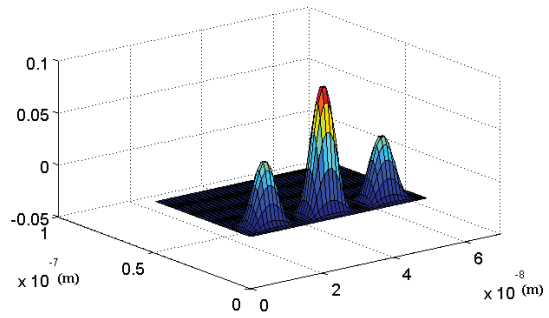
که I(z) جریان بایاس و dLW حجم ناحیه فعال می‌باشد. عبارت داخل براکت در سمت راست معادله (۳) مربوط به آهنگ بازترکیب می‌باشد. ’a‘ ضریب بازترکیب غیرتابشی، ’b‘ ضریب گسیل خودبه خودی و ’c‘ ضریب بازترکیب اوژه هستند. برای محاسبه توان خروجی دیود ابرلیانی بر حسب جریان تزریق شده، معادلات موج رونده (۲) و معادله آهنگ چگالی حامل (۳) باید همزمان حل شوند که به دلیل کوپل بودن این معادلات حل تحلیلی برای آن‌ها وجود ندارد و از رهیافت حل عددی استفاده شده است.

نتایج و بحث

تابع موج بدست آمده از حل معادله شرودینگر ۳ بعدی به روش حجم محدود[۳] برای حالت پایه و برانگیخته الکترون در شکل۲ و شکل ۳ به ترتیب نشان داده شده است.



شکل ۲: تابع موج الکترون برای حالت پایه

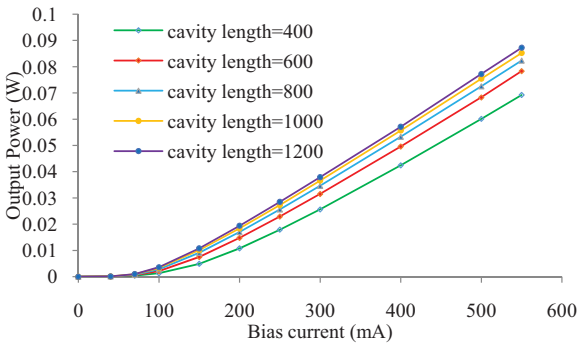


شکل ۳: تابع موج الکترون برای حالت برانگیخته

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

از مشاهدات مربوط به توابع موج دریافت می‌شود که ترازهای انرژی به اندازه نقاط کوانتومی وابسته هستند و با دور شدن نقاط کوانتومی از همدیگر، ترازهای انرژی و توابع موج حالت‌های پایین‌تر مانند توابع موج و ترازهای انرژی تک نقطه کوانتومی رفتار می‌کنند.

طیف توان خروجی دیود ابرلیانی به صورت تابعی از جریان ورودی برای طول‌های مختلف کاواک در شکل ۴ ترسیم شده است.



شکل ۴: نمودار توان خروجی به صورت تابعی از جریان اعمال شده برای طول‌های مختلف کاواک

همانطور که از نمودار دیده می‌شود مقدار جریان آستانه تقریبا ۶۰ میلی‌آمپر می‌باشد. ماکزیمم توان خروجی بدست آمده، بیش از ۰.۰۸ وات است که مقدار قابل توجهی می‌باشد. این روند افزایشی در توان خروجی را به مسیر طولانی تقویت کننده نور خروجی نسبت می‌دهیم که حاصل از طیف بهره یکنواخت در سراسر موجبر می‌باشد. با اضافه کردن اثر شیار به نتایج به منظور کاهش اتلاف در قسمت خمیده موجبر، مطابق با نتایج ارائه شده در[۵]توان خروجی چند برابر بیشتر از توان ساختار در حالت بدون شیار خواهد بود. که مقداری ارزنده و قابل قبول می‌باشد.

نتیجه‌گیری

به طور خلاصه، در این مقاله یک دیود ابرلیانی با ساختار موجبر برآمده خمیده شیاردار بر اساس نقاط کوانتومی نیتریدی هرمی شکل ارائه شده است. آنسامبل نقاط کوانتومی با توزیع اندازه غیر یکسانبه منظور ایجاد اثر پهن شدگی ناهمگن و در نتیجه افزایش پهنای طیفی با هدف بهبود توان خروجی، در نظر گرفته شدند. بررسی اثر پارامتر ساختاری طول کاواک در توان خروجی نشان دهنده افزایش توان خروجی با افزایش طول کاواک در نتیجه افزایش مسیر تقویت کننده می‌باشد.

مرجع‌ها

[1] Anna Kafar, Szymon Stanczyk, Dario Schiavon, Tadeusz Suski, Piotr Perlin, “Review on Optimization and Current Status of (Al,In)GaNSuperluminescent Diodes”, ECS Journal of Solid State Science and Technology, Vol. 12, No.9, 015010, 2020.

[2] Purnima D. L. Greenwood, David T. D. Childs, Kristian M. Groom, Benjamin J. Stevens, Mark Hopkinson, Richard A. Hogg, “Tuning superluminescent diode characteristics for optical coherence tomography systems by utilizing a multicontact device incorporating wavelength-modulated quantum dots”, IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, Vol. 15, NO. 3, pp. 757- 763, 2009.

[3] W. Wang, T-Min Hwang, J-Chuan Jang, “A second-order finite volume scheme for three dimensional truncated pyramidal quantum dot”, Computer Physics Communications, Vol. 174, No. 5,pp. 371–385, 2006.

[4] .Michael J. Connelly, “Wideband Semiconductor Optical Amplifier Steady-State Numerical Model”, IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, VOL. 37, NO. 3, pp. 439-447, 2001.

[5] Young ChaeYoo, Lee-Hyun Kim, Ki Han, “InAs quantum dot super-luminescent diodes with trench structure”, J Mater Sci: Mater Electron, Vol. 21, No. 5, pp. 445-449, 2010.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۳۸-۱۰-۱۰-A

سنجش کیفیت باریکه لیزر نیمه‌هادی ۸۰۸ نانومتر InAlGaAs/AlGaAs

سید پیمان عباسی، هومن گیوکی، فاطمه رازقی

مرکز ملی علوم و فنون لیزر ایران، خیابان ابطحی، کارگر شمالی، تهران

pabbasi2001@gmail.com, hoomy111@gmail.com, nrazeghi65@gmail.com

چکیده –واگرایی بزرگ، عدم تقارن پروفایل میدان دور و نزدیک و آستیگمات بودن باریکه به کارگیری آن را نسبت به باریکه لیزرهای دیگر دشوار می‌سازد. لذا به‌کارگیری باریکه لیزر نیمه هادی در کاربردهای مختلف مستلزم شکل‌دهی باریکه و یا تزویج باریکه به فیبر نوری است. در این تحقیق با بکارگیری ساختار نامتقارن و افزایش ضخامت لایه موجبر با کنترل مدهای عرضی بدون کاهش کیفیت باریکه، واگرایی کاهش پیدا کرده است. همچنین در این نوشتار چیدمانی برای اندازه‌گیری کیفیت باریکه معرفی شده است که با تقریب بسیار مناسبی قابلیت به کارگیری را داراست.

کلید واژه- لیزر نیمه‌هادی ، ساختار نامتقارن ، کیفیت باریکه ، واگرایی محور تند

Measurement of 808nm InAlGaAs/AlGaAs Diode Lasers Beam Quality

SeyedPeymanAbbasi, HoomanGivkey, FatemehRazeghi

Iranian National Center for Laser Science and Technology, Tehran

pabbasi2001@gmail.com, hoomy111@gmail.com, nrazeghi65@gmail.com

Abstract- Large divergence, asymmetry of the near and far field profiles, and astigmatism of the laser diode beam are reason of make it more difficult to apply than other beam lasers. The use of semiconductor laser beams in various applications requires the beam shaping and fiber coupling of beam.In this research, divergence was reduced by using asymmetric structure and increasing the thickness of the waveguide layer by controlling the transverse modes without reducing the beam quality. Also in this paper, an arrangement for measuring the beam quality is introduced, which can be used with a very suitable approximation.

Keywords: Semiconductor Laser, Asymmetric structure, Beam quality, Fast axis divergence.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

باریکه لیزرهای نیمه‌هادی ۸۰۸ نانومتر علاوه بر دمش لیزرهای حالت جامد، بصورت گسترده‌ی دارای کاربردهای مستقیم است. با افزایش کیفیت باریکه و افزایش توان و بازده تزویج به فیبر نوری این کاربردها در حال گسترش روزافزون در حوزه های مختلف پزشکی، صنعتی، نظامی و تحقیقاتی هستند. هستند که از مهم‌ترین کاربردهای صنعتی می‌توان به حوزه فرآوری مواد اشاره نمود[۱].

امروزه در اکثر موارد افزایش کیفیت باریکه همراه با توان بالا مورد نیاز است و به تبع آن پارامتر درخشایی (درخشندگی) مورد سنجش قرار می‌گیرد[۲]. از طرفی کاهش واگرایی لیزرهای نیمه هادی مورد نیاز است تا ازنظر عملی تزویج باریکه به فیبر نوری قابل انجام باشد. این کاهش واگرایی در اکثر موراد باعث کاهش کیفیت باریکه می‌شود. در لیزرهای نیمه هادی پنج لایه اصلی شامل ناحیه فعال که توسط دو لایه موجبر احاطه شده و خود موجبر نیز توسط دو لایه غلاف محاط شده است مورد بررسی قرار می‌گیرد. اختلاف ضریب شکست میان موجبر و غلاف تضمین کننده محصور شدن باریکه در موجبر و نشت ناچیز میدان اپتیکی به داخل غلاف است. در بیشتر موارد ضریب شکست غلاف در بخش nو p با هم برابر و دو بخش موجبر که در دو طرف چاه کوانتمی قرار دارند با هم برابر هستند که به ساختار متقارن موسوم هستند. در این مقاله با به‌کارگیری ساختار نامتقارن ضخامت موجبر به هدف کاهش واگرایی، افزایش داده می‌شود. قابل ذکر است محدودیت افزایش ضخامت لایه موجبر توسط محدود کردن تعداد مدهای منتشر شده در موجبر تعیین می‌شود تا از کاهش کیفیت باریکه اجتناب شود[۱]. البته این افزایش در سمت n موجبر برای کاهش اتلاف داخلی بیشتر از بخش p خواهد بود.

فیزیک

پارامترهای عمومی تحلیل مود در موجبر لیزر نیمه هادی با توجه به ضریب شکست لایه‌های غلاف n وp و موجبر بصورت پارامتر ناتقارنی و پارامتر عدد V به صورت زیر تعریف می‌شود[۳]:

$$a = \frac{n_{ncladd}^2 - n_{pcladd}^2}{n_{WG}^2 - n_{ncladd}^2} \quad (۱)$$

$$V = k d_{WG} \sqrt{n_{WG}^2 - n_{ncladd}^2} \quad (۲)$$

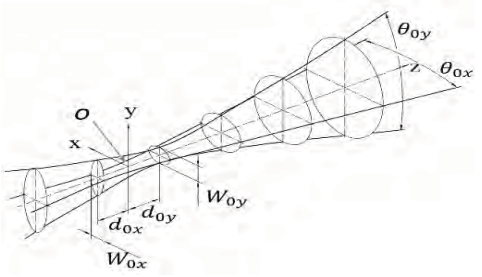
تعداد مودهای انتشاری را می‌توان از روابط بالا بدست آورد. تعداد m مد منتشر خواهد شد هنگامی که عدد V بین دو مقدار $m\pi + tan^{-1}\sqrt{a}$ و $(m+1)\pi +$ $tan^{-1}\sqrt{a}$ قرار گیرد. افزایش تعداد مودها باعث کاهش کیفیت باریکه لیزر دیود خواهد شد. پارامتر درخشایی لیزر به‌صورت زیر تعریف می‌شود[۲]:

$$B = \frac{P}{\lambda_0^2 M_L^2 M_T^2} \quad (۳)$$

که پارامترهای ${M_L}^2$ و ${M_T}^2$ بعنوان شاخص کیفیت باریکه به ترتیب در راستاهای جانبی و عرضی و λ_0 طول موج باریکه هستند. کیفیت باریکه به صورت زیر تعریف می‌شود[۲].

$$M^2 = \frac{\pi w_0 \theta_0}{\lambda_0} \quad (۴)$$

که w_0 و θ_0 مطابق شکل ۱ به ترتیب شعاع باریکه و واگرایی میدان دور است که اندیس x و y به ترتیب نشان‌دهنده محور کند و تند است.



شکل ۱: پروفایل باریکه لیزر نیمه هادی و پارامترهای مربوطه[۴].

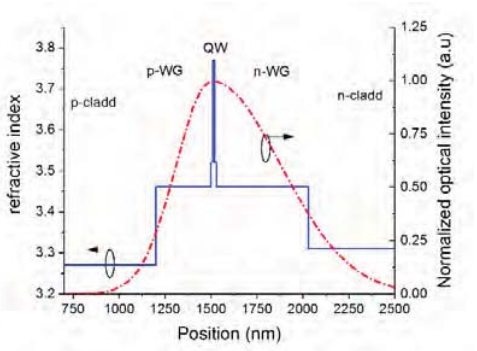
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

ساختار لیزر

با توجه به رابطه ۲ برای به کارگیری موجبرهای با ضخامت بالاتر و کنترل مقدار پارامتر V باید از اختلاف کمتر در ضریب شکست موجبر و غلاف بهره برد. برای کاهش واگرایی میدان دور تا مقدار ۳۰ درجه حداقل ضخامت موجبر در حدود ۸۰۰ نانومتر است. این افزایش ضخامت به گونه ای اعمال می‌شود که مانع افزایش اتلاف داخلی و افزایش چشمگیر جریان آستانه شود. به همین دلیل برای کاهش اتلاف داخلی ضخامت بخش n موجبر بیشتر از بخش p افزایش داده شده و مولار آلومینیوم در لایه‌های موجبر و غلاف بخش n به ترتیب ۰/۳۵ و ۰/۵۳ انتخاب شدند تا شرط تک مود عرضی را ارضا نماید. لایه‌های رشد داده شده در جدول ۱ و پروفایل ضریب شکست لیزر و پروفایل عرضی میدان اپتیکی در شکل ۲ نشان داده شده است. با به‌کارگیری ساختار نامتقارن مقدار اتلاف حامل آزاد از ۲/۲ cm^{-1} به ۱/۶ cm^{-1} کاهش یافت. شبیه سازی لیزر با نرم افزار PICS3D انجام می‌شود.

جدول ۱: لایه‌های لیزر نیمه‌هادی در ساختار متقارن

Layers	Material	Thickness (nm)
P- cladding	$Al_{0.55}Ga_{0.45}As$	1000
P- waveguide	$Al_{0.35}Ga_{0.65}As$	300
Active	InAlGaAs	10
N- waveguide	$Al_{0.35}Ga_{0.65}As$	500
N- cladding	$Al_{0.53}Ga_{0.47}As$	1000

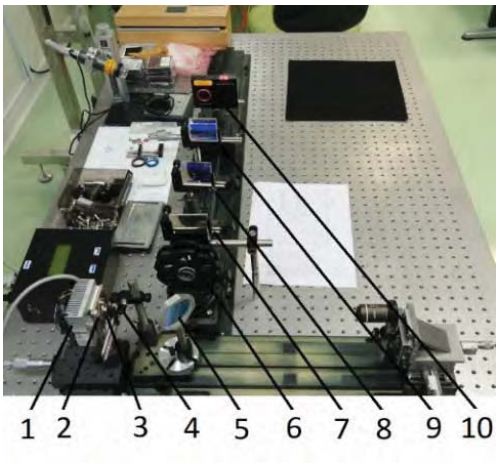


شکل ۲: پروفایل عرضی ضریب شکست و میدان اپتیکی

سامانه اندازه گیری M^2

سامانه اندازه گیری M^2 و واگرایی در شکل ۳ نشان داده شده است. این سامانه شامل میکرولنز ، لنزهای شکل‌دهی باریکه، کاهش‌دهنده‌ها و ادوات اپتیکی لازم است که براساس استاندارد ISO11146 چیدمان شده است.

جهت اجتناب از خطاهای رایج در اندازه‌گیری نکات کلیدی زیر با دقت فراوان رعایت شده است. برای اندازه‌گیری شعاع باریکه از روش ممنتوم دوم و از CCD استفاده می‌شود که برای اندازه فوکوس حدود ۱۰۰ میکرونی مناسب است. در انتخاب نقاط اندازه‌گیری فاصله ۸ الی ۱۲ سانتیمتری انتخاب شده که شرط دو برابر طول رایلی را به‌راحتی ارضا می‌کند. استفاده از لنزهای با ابیراهی بسیار کم و موازی سازی اولیه دارای اهمیت عملیاتی زیادی در دقت سنجش است. اندازه گیری قطر باریکه در مکانهای مختلف حول نقطه کانونی شده به تعداد حداقل ۱۰ نقطه در این سنجش الزمی است.



شکل ۳: سامانه سنجش پارامتر M2. ۱- سامانه کنترل دما و خنک کاری ۲- لیزر دیود ۳- لنز محورتند ۴-فیلتر ۵- آینه ۶- کاهش دهنده شدت ۷- لنز استوانه‌ای ۸- لنز استوانه‌ای-تخت ۹-لنز ورودی باریکه به آشکارساز ۱۰-آشکارساز متصل به کامپیوتر

پروفایل باریکه بر اساس برنامه کامپیوتری نشان داده شده و تحلیل‌ها بر اساس دیتاهای ذخیره شده توسط برنامه‌ای

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

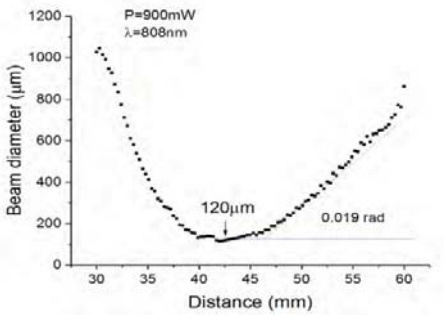
که به همین منظور تهیه شده است انجام می‌شود. در تمامی بخشهای این تحقیق برای سنجش واگرایی و پارامتر M^2 از مقیاس FWHM استفاده می‌شود. جهت کالیبراسیون از سنجش کیفیت در کمر باریکه استفاده می‌شود که شکل باریکه در شکل ۴ نشان داده شده است. با محاسبه فاکتور M^2 در این حالت عدد ۱/۰۱۱ حاصل می‌شود که خطایی کمی بیش از ۱٪ را نشان می‌دهد. تصویر باریکه در کمر باریکه در شکل ۵ نشان داده شده است.



شکل ۴: تصویر کمر باریکه در توان ۴۰۰ وات

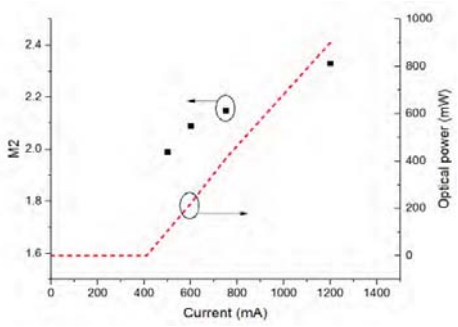
نتایج سنجش

لیزر ساخته شده بر اساس موجبر نامتقارن که بر روی پایه خنک کننده و کنترل دما جهت پایداری عملکرد قرار گرفته و در جریان تزریقی ۱۲۰۰ میلی آمپر (برابر با توان اپتیکی ۹۰۰ میلی‌وات) مورد سنجش قرار می‌گیرد. شکل ۵ قطر باریکه بر اساس فاصله را نشان می‌دهد. همان‌گونه که از شکل پیداست، قطر کمره باریکه ۱۲۰میکرومتر و واگرایی محور تند ۰/۰۱۹ رادیان است. لذا مقدار پارامتر M^2 لیزر دیود در این توان برابر با ۲/۳۳ است.



شکل ۵: قطر باریکه حول کمر باریکه لیزر دیود در توان ۹۰۰ میلی وات.

جهت بررسی مقدار تغییرات پارامتر M^2 در توان‌های مختلف این سنجش در توان‌های مختلف تکرار شده است که نتایج در شکل ۶نشان داده شده‌است. همانگونه که از شکل نیز پیداست با افزایش توان از ۱۰۰ میلی وات به ۹۰۰ میلی وات مقدار پارامتر M^2 از ۱/۹۹ به ۲/۳۳ افزایش یافته است که تغییر قابل قبولی در به کارگیری لیزر است.



شکل ۶: مقادیر M2 در توان‌های مختلف

نتیجه‌گیری

در این مقاله ساختار لیزر دیود با موجبر نامتقارن برای کاهش واگرایی بدون افزایش مد و افت کیفیت باریکه معرفی شده است. اندازه‌گیری کیفیت باریکه در راستای محور تند نتایج مطلوبی را برای این ساختار نشان می‌دهد. نهایتاً لیزر در توان ۹۰۰ میلی‌وات، دارای واگرایی و پارامتر M^2 در راستای محور تند به ترتیب ۳۰ درجه و ۲/۳۳ مورد سنجش قرار گرفت.

مرجع‌ها:

[1] A.Malag, E. Dabrowska, "Asymmetric heterostructurewith reduced distance from active region to heatsink for 810-nm range high-power Laser Diodes", IEEE Journal Of Quantum Electronics, Vol. 48, No. 4, pp. 465-471, 2012

[2] R.Deihl, *High Power Diode Lasers*, p.178 Springer 2001

[3] Chin-Lin Chen, *Foundations for guided-wave optics*, p.25, John Wiley & Sons, 2007

[4] ISO 11146, Lasers and laser-related equipment test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios, part I, International standard, 2005.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۹۰-۱۰-A

مطالعه خواص اپتیکی انبوهه و تک لایه دی سولفید مولیبدن با استفاده از نظریه تابعی چگالی

معصومه منصوری، عبدالمحمد قلمبر دزفولی

گروه فیزیک، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز

masoomemansouri473@gmail.com

a.ghalambor@scu.ac.ir

چکیده –در این مقاله خواص اپتیکی انبوهه و تک لایه دی سولفید مولیبدن نظیر تابع دی الکتریک، ضریب شکست، ضریب خاموشی، بازتاب و دوشکستی با استفاده از نظریه تابعی چگالی محاسبه شده است. نتایج بدست آمده نشان می‌دهد که خواص اپتیکی در عبور از حالت انبوهه به تک لایه تغییر می‌کند.

کلید واژه- تابع دی الکتریک، ضریب شکست، نظریه تابعی چگالی.

Study of Optical Properties of Bulk and Monolayer MoS_2 by DensityFunctional Theory

MasoomeMansouri, Abdol-Mohammad GhalamborDezfuli

Department of Physics, ShahidChamran UniversityofAhvaz, Ahvaz

masoomemansouri473@gmail.com

a.ghalambor@scu.ac.ir

Abstract-In this article, the optical properties of bulk and monolayer MoS_2 such as dielectric function, refraction index, extinction coefficient, reflection,and birefringence have been calculated using density functional theory.The obtained results show that the optical properties change in passing through bulk to monolayer.

Keywords: dielectric function, refractive index, density functional theory.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

از جمله نانو مواد دوبعدی می‌توان دی‌کالکوژن‌های عناصر واسطه (*TMDC*) را نام برد که به خاطر خواص‌شان کاربردهای گسترده‌ای در وسایل نانو الکتریکی دارند. فرمول خانواده ترکیبات *TMDC* به صورت MX_2 می‌باشد که M فلز واسطه و X کالکوژن می‌باشد[۱]. در این ترکیبات اتم‌های درون یک لایه با نیروهای قوی کوالانسی به یکدیگر متصل هستند که منجر به پایداری شیمیایی و گرمایی آنها می‌شود وبه دلیل آثار سطحی قوی، خواص این مواد با تعداد لایه‌ها تغییر می‌کند[۲]. تک لایه‌های این گروه به دلیل خواص الکترونی، نوری، اپتوالکتریکی و شیمیایی منحصر به فردشان بیش از حالت انبوهه آنها مورد توجه قرار گرفته است. امروزه از میان *TMDC*های مختلف دی سولفید مولیبدن (MoS_2) به دلیل فراوانی زیاد در طبیعت، پایداری در معرض هوا و در دمای اتاق، نقطه ذوب بالا، همچنین کاربردهای صنعتی برجسته در روان‌کاری خشک، کاتالیست و سلول خورشیدی از نظر تجربی و نظری مورد توجه بسیاری از محققان قرار گرفته است[۳].

روش محاسبات

با استفاده از بسته محاسباتی کوانتوم اسپرسو [۴] که در چارچوب نظریه تابعی چگالی و بسط تابع موج الکترون-های ظرفیت بر اساس امواج تخت می‌باشد، خواص اپتیکی دی سولفید مولیبدن و تک لایه‌ی آن مورد بررسی قرار گرفته است.با توجه به اینکه فاز 2H این ماده نسبت به دو فاز دیگر آن پایدارتر و در طبیعت دارای فراوانی بیشتری است، محاسبات در راستای بررسی خواص اپتیکی این فاز می‌باشد.پس از آزمون‌های همگرایی انرژی قطع بسط تابع موج تخت ۷۰ ریدبرگ و مش یکنواخت ۱۰*۱۰*۱نقطه در فضای وارون به منظور انتگرال‌گیری در ناحیه اول بریلوئن انتخاب شده است. با انجام محاسبات برای انبوهه دی سولفید مولیبدن $a = b =$ ۳.۱۹ و $c =$۱۳.۲۱ آنگستروم (در توافق با نتایج تجربی و تئوری قبلی[۵و۳]) بدست آمده است.اکنون با بهره‌گیری از مقادیر بدست آمده برای aو c و با استفاده از کد*PWscf* تابع دی الکتریک محاسبه می‌شود. با استفاده از تابع دی‌الکتریک که برای توصیف پاسخ بلور به میدان الکترومغناطیسی به کار می-رود، می‌توان ویژگی‌های اپتیکی ماده، رسانندگی الکتریکی و کاربردهای تکنولوژی بسیاری را تعیین کرد. این تابع از دو سهم حقیقی و موهومی به صورت رابطه (۱) تشکیل شده است[۶]:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega) \qquad (۱)$$

بخش موهومی تابع دی الکتریک، $\varepsilon_2(\omega)$توسط رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{Ve^2}{2\pi m^2\omega^2}\int d^3k \sum_{n\acute{n}} \left|\langle \vec{K}_n|\vec{P}|\vec{K}_{\acute{n}}\rangle\right|^2 f(\vec{K}_n)[1 - f(\vec{K}_{\acute{n}})]\delta\left(E_{\vec{K}_n} - E_{\vec{K}_{\acute{n}}} - \hbar\omega\right) \qquad (۲)$$

در این رابطه ω انرژی فوتون فرودی، $|K_n\rangle$ ویژه تابع با ویژه مقدار E_{kn}، $P(\frac{\hbar}{i}\frac{\partial}{\partial x})$ عملگر تکانه و $f(\vec{K}_n)$تابع توزیع فرمی دیراک هستند. بخش حقیقی تابع دی الکتریک $\varepsilon_1(\omega)$ با استفاده از بخش موهومی آن توسط تبدیلات کرامرز-کرونیکر به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\varepsilon_1(\omega) = 1 + \frac{2}{\pi}\int_0^\infty \frac{\varepsilon_2(\acute{\omega})\acute{\omega}d\acute{\omega}}{\acute{\omega}^2 - \omega^2} \qquad (۳)$$

پاسخ‌های اپتیکی دی سولفید مولیبدن و تک لایه‌ی آن به موج الکترومغناطیس در صفحه xy (موازی) و عمود بر صفحه xy متفاوت است. لذا تانسور تابع دی الکتریک دو مولفه مستقل $\varepsilon^{xx}(\omega)$ و $\varepsilon^{zz}(\omega)$ به صورت زیر دارد.

$$\varepsilon^{xx}(\omega) = {\varepsilon_1}^{xx}(\omega) + i{\varepsilon_2}^{xx}(\omega) \qquad (۴)$$

$$\varepsilon^{zz}(\omega) = {\varepsilon_1}^{zz}(\omega) + i{\varepsilon_2}^{zz}(\omega) \qquad (۵)$$

ضرایب شکست $n(\omega)$ ، خاموشی $k(\omega)$ ،بازتابش $R(\omega)$و جذب $\alpha(\omega)$ با استفاده از بخش حقیقی و موهومی تابع

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

دی الکتریک به کمک روابط زیر قابل محاسبه‌اند:

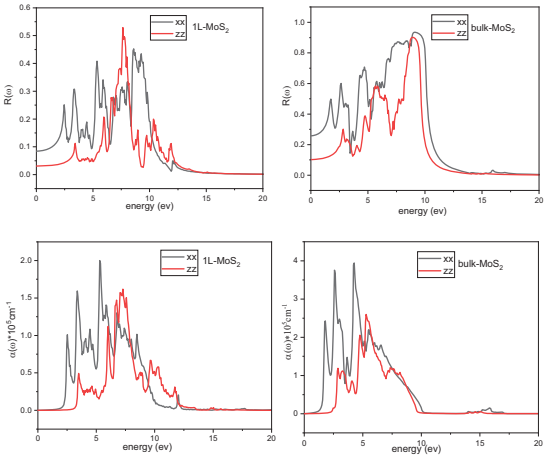
$$n(\omega) = \left(\frac{\sqrt{\varepsilon(\omega)} + \varepsilon_1}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (۶)$$

$$k(\omega) = \left(\frac{\sqrt{\varepsilon(\omega)} - \varepsilon_1}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (۷)$$

$$R(\omega) = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \quad (۸)$$

$$\alpha(\omega) = 2\frac{\omega k(\omega)}{c} \quad (۹)$$

ضرایب ذکر شده در صفحه xy و عمود بر صفحه xy محاسبه و نتایج حاصل در نمودارهای زیر رسم شده‌اند.



شکل ۱: مقایسه بخش حقیقی و موهومی تابع دی‌الکتریک، ضریب شکست، دو شکستی، خاموشی، بازتاب و ضریب جذب در انبوهه و تک لایه دی سولفید مولیبدن.

با توجه به نتایج بدست آمده برای سهم حقیقی تابع دی الکتریک دیده می‌شود که این نمودار در محدوده‌ای از انرژی دارای مقادیر منفی است که حاکی از این است که در این ناحیه فرایندهای جذب و اتلاف صورت می‌گیرد. از طرفی تابع دی الکتریک استاتیک با محاسبه تابع دی الکتریک در حد انرژی‌های پایین به دست می‌آید. بخش-های حقیقی $\left(\varepsilon_1{}^{xx}(0) و \varepsilon_1{}^{zz}(0)\right)$ تابع دی الکتریک استاتیک برای دی سولفید مولیبدن و تک لایه‌ی آن به ترتیب برابر است با (۳.۸و۹.۴) و (۲.۱و۳.۳). نتایج نمودارهای بخش موهومی حاکی از آن است که در ابتدا سهم موهومی تابع دی الکتریک دارای تغییرات آرامی است. این تغییرات آرام که ناشی از جذب فوتون های کم انرژی است می‌تواند منجر به گذارهای درون نواری شود سپس سهم موهومی به طور ناگهانی افزایش می‌یابد که این امر بیانگر جذبی است که به دنبال گذارهای بین نواری اتفاق می‌افتد و الکترون ها با بدست آوردن این انرژی گاف نواری را طی کرده و از نوار ظرفیت وارد نوار رسانش می-شوند[۷]. با توجه به نتایج بخش حقیقی و موهومی کاهش مقدار تابع دی الکتریک و افزایش گستره‌ی انرژی از حالت انبوهه به تک لایه کاملا مشهود است. از طرفی جذر سهم حقیقی تابع دی الکتریک در انرژی صفر منجر

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

به ضریب شکست استاتیک سیستم می‌شود که از رابطه (۱۰) به دست می‌آید:

$$n_0(\omega) = \sqrt{\varepsilon_1(0)} \qquad (۱۰)$$

ضریب شکست استاتیک برای انبوهه و تک لایه دی سولفید مولیبدن به ترتیب برابر است با (۱.۹۵و۳.۰۷) و (۱.۴۵و۱.۸۲). با توجه به این مقادیر و همچنین نمودارهای رسم شده کاهش ضریب شکست از حالت توده به تک لایه منجر به کاهش اختلاف ضریب شکست خواهد شد، که این کاهش در نمودارهای Δn(که تحت عنوان ضریب دو شکستی شناخته می‌شود) مشخص شده است. در نواحی که ضریب شکست با افزایش فرکانسافزایش می-یابد، (که رفتار معمول کلیه مواد شفاف است) پاشندگی عادی است. در نواحی که شیب ضریب شکست منفی است منجر به افزایش جذب نور در طول موج‌های بلندتر نسبت به کوتاه‌تر می‌شود که این رفتار را می‌توان پاشندگی غیر عادی سیستم دانست.با توجه به نتایج نمودارهای رسم شده برای ضریب خاموشی کاملا مشخص است که با گذار از حالت انبوهه به تک لایه ضریب خاموشی کاهش می-یابد. بنابراین موج الکترومغناطیسی از تک لایه نسبت به حالت انبوهه راحت‌تر عبور می‌کند. از طرفی با توجه به رابطه (۹) که وابستگی مستقیم ضریب جذب به ضریب خاموشی را نشان می‌دهد، نمودارهای ضریب جذب مشابه با ضریب خاموشی با عبور از حالت انبوهه به تک لایه کاهش یافته و گستره‌ی انرژی افزایش می‌یابد و نمودارهای رسم شده برای بازتاب نیز همین نتیجه را نشان می‌دهد. بنابراین تمامی نتایج گزارش شده نشاندهنده این است که خواص اپتیکی در تک لایه با کاهش ضخامت از خواص متناظر در انبوهه فاصله می‌گیرد که این امر بدلیل افزایش آثار سطحی است.

نتیجه‌گیری

در این مقاله ویژگی های اپتیکی در دو ساختار انبوهه و تک لایه دی سولفیدن مولیبدن مورد بررسی و مقایسه قرار گرفت. محاسبات در چارچوب نظریه تابعی چگالی انجام شده است. تابع دی الکتریک برای دو حالت قطبش موازی و عمود بر سطح رسم شده و نتایج نشان می‌دهد که خواص اپتیکی به جهت قطبش نور بستگی دارد و نشان‌دهنده ناهمسانگرد بودن دی سولفید مولیبدن در دو حالت انبوهه و تک لایه می‌باشد.

سپاسگزاری

مراتب تقدیر و تشکر صمیمانه خود را جهت استفاده از امکانات پردازشی مرکز پردازش‌های سریع دانشگاه شهید چمران اهواز اعلام می‌نماییم.

مرجع‌ها

[1] A.Bano , N. K. Gaur, “Interfacial coupling effect on electron transport in MoS_2/ $SrTiO_3$heterostructure: An Ab_inition study”, Scientific reports, Vol. 8, No.1 , pp. 1-8, 2018.

[2] J. Pešić, J. Vujin, T. Tomašević-Ilić,· M. Spasenović, R. Gajić, “DFT study of optical properties of MoS_2 and WS_2 comparedto spectroscopic results on liquid phase exfoliatednanoflakes”, Optical and Quantum Electronics, Vol. 50, No. 7, pp. 291-298, 2018.

[3] Q. H. Wang, K. Kalantar-Zadeh, A. Kis, J. N. Coleman, and M. S. Strano,“Electronics and optoelectronics of two-dimensional transition metaldichalcogenides”, Nature nanotechnol, Vol. 7, No. 11, pp. 699-712, 2012.

[4] www.quantum-espresso.org

[5] R. M. Khalil, F. Hussain, A. Manzoor Rana, M. Imran, G.Murtaza, “Comparative Study of Polytype 2H-MoS_2 and 3R-MoS_2 Systems by employingDFT”, Systems and Nanostructures, Vol.106, pp.338-345,2018.

[6] T. V.Vu, N.V. Hieu, H.V.Phuc, N. N. Hieu, H.D. Bui, M.Idrees, B.Amin, “Graphene/WSeTe van der Waals heterostructure: controllable electronic properties and schottky barrier via interlayer coupling and elecrric field”, Applied Surface Science, Vol. 507, pp. 145-152, 2020.

[7] J. Q. Hu, X. H. Shi, S. Q. Wu, K. M. Ho, Z. Zhu, “ dependence of electronic and optical properties of multilayers on the interlayer coupling and Van Hove Singularity”, Nanoscale Research Letters, Vol. 14, No. 1, pp. 288-302, 2019.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیستو هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و
فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۴۹-۱۰-A

قفل تزریق نوری در لیزر نیمه‌هادی حلقوی

رضا اسمعیل پور گیلده[۱]، محمد حسن یاوری[۲]

۱-دانشجوی دکتری – دانشکده فنی و مهندسی – دانشگاه شاهد – تهران – ایران reza.esmailpoor@shahed.ac.ir

۲-استادیار – دانشکده فنی و مهندسی – دانشگاه شاهد – تهران – ایران mh.yavari@shahed.ac.ir

چکیده – در این مقاله روابط جدیدی برای فرکانس ناکوکی و پاسخ مدولاسیون مستقیم لیزر نیمه‌هادی حلقوی تحت تزریق نوری بر اساس معادلات نرخ دامنه و فاز میدان‌های موافق و مخالف جهت عقربه ساعت لیزر نیمه‌هادی حلقوی توسعه داده شد. با افزایش توان تزریق نوری مشاهده گردید که پهنای ناحیه قفل شدگی و همچنین پهنای باند پاسخ فرکانسی مدولاسیون مستقیم لیزر پیرو افزایش می‌یابد. همچنین مشاهده گردید که چنانچه نرخ تزریق ثابت باشد و فرکانس ناکوکی افزایش یابد، پهنای باند پاسخ فرکانسی کاهش خواهد یافت.

کلید واژه- فرکانس ناکوکی، قفل تزریق نوری، لیزر نیمه‌هادی حلقوی.

Optical Injection Locking in Semiconductor Ring laser

Reza Esmailpour Gildeh[1], Mohammad Hasan Yavari[2]

1-PhD Student, Faculty of Engineering, Shahed University, Tehran, Iran

reza.esmailpoor@shahed.ac.ir

2-Assistant Professor, Faculty of Engineering, Shahed University, Tehran, Iran

mh.yavari@shahed.ac.ir

Abstract- In this paper, new equations are developed for modelling detuning frequency and direct modulation frequency response of semiconductor ring laser under optical injection locking based on rate equations. Amplitude and phase of clockwise and counter clockwise electrical field in semiconductor ring laser are investigated. By using model equations, results show that by increasing the injection power, the locking region and bandwidth of direct modulation laser are enhanced. Also, by increasing detuning frequency in constant injection ratio, bandwidth is decreased.

Keywords: detuning frequency, optical injection locking, semiconductor ring laser.

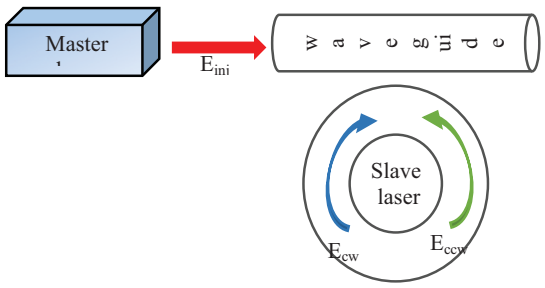
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

هنگامی که دو نوسان‌گر توسط یک رابط به یکدیگر متصل شوند پس از مدتی با تغییر فاز و فرکانس، با یکدیگر هم فاز و هم فرکانس می‌شوند. این پدیده را قفل شدگی نوسان‌گرها می‌نامند. این ایده ابتدا توسط هویگنز بر روی دو ساعت پاندولی در سال ۱۶۵۶ کشف و معرفی گردید[۱]. بعدها در مدارات الکترونیکی [۲] و لیزر فابری-پرو [۳] بررسی شد. قفل شدگی لیزر باعث می‌شود تا بسیاری از ویژگی‌های آن مانند پهنای باند مدولاسیون، فرکانس نوسانات واهلشی، چرپ و نسبت سیگنال به نویز بهبود یابد [۴]. این مقاله به بررسی محدوده قفل شدگی و پاسخ فرکانسی مدولاسیون مستقیم لیزر نیمه هادی حلقوی تحت تزریق نوری می‌پردازد.

قفل شدگی دو لیزر

بیم لیزر راهبر (Master Laser) به درون لیزر پیرو (Slave Laser) تابانیده می‌شود (شکل ۱).در این شکل میدان الکتریکی لیزر راهبر با E_{inj} و میدان‌های الکتریکی لیزر پیرو با E_{cw} و E_{ccw} مشخص شده است



شکل ۱: ساختار لیزر نیمه‌هادی تحت تزریق نوری

در صورتی که اختلاف فرکانس دو لیزر در محدوده مجاز (محدوده قفل شدگی) قرار داشته باشد آن‌گاه فرکانس لیزر پیرو تغییر کرده و بر روی فرکانس لیزر راهبر قفل می‌گردد و تغییرات آن را دنبال می‌کند. میزان تغییر فرکانس لیزر پیرو از فرکانس ذاتی خود را، فرکانس ناکوکی (Detuning Frequency) می‌نامند.

معادلات میدان لیزر نیمه‌هادی حلقوی

چنانچه در معادله‌های نرخ [۵]، میدان الکتریکی به صورت $E(t)=A(t)\exp(i\phi(t))$ قرار گیرد، آنگاه معادلات نرخ دامنه و فاز میدان‌های الکتریکی بدست می‌آیند

$$\begin{aligned}
-= &\kappa\left[N\left(1-sA_{cw}^2-cA_{ccw}^2\right)-1\right]A_{cw}\\
&-kA_{ccw}\cos\left(\phi_k+\phi_{ccw}-\phi_{cw}\right)\\
&+\frac{1}{\tau_{in}}A_{inj}\cos\left(\phi_{inj}-\phi_{cw}\right)\\
-= &\alpha\kappa\left[N\left(1-sA_{cw}^2-cA_{ccw}^2\right)-1\right]\\
&-k\frac{A_{ccw}}{A_{cw}}\sin\left(\phi_k+\phi_{ccw}-\phi_{cw}\right)\\
&-\Delta\omega+\frac{1}{\tau_{in}}\frac{A_{inj}}{A_{cw}}\sin\left(\phi_{inj}-\phi_{cw}\right)\\
-= &\kappa\left[N\left(1-sA_{ccw}^2-cA_{cw}^2\right)-1\right]A_{ccw}\\
&-kA_{cw}\cos\left(\phi_k+\phi_{cw}-\phi_{ccw}\right)\\
-= &\alpha\kappa\left[N\left(1-sA_{ccw}^2-cA_{cw}^2\right)-1\right]\\
&-k\frac{A_{cw}}{A_{ccw}}\sin\left(\phi_k+\phi_{cw}-\phi_{ccw}\right)-\Delta\omega\\
-= &\gamma_N\left[\mu-N-N\left(1-sA_{cw}{}^2-cA_{ccw}{}^2\right)A_{cw}{}^2\right]\\
&-\gamma_N N\left(1-sA_{ccw}{}^2-cA_{cw}{}^2\right)A_{ccw}{}^2
\end{aligned}$$

Error! Bookmark not defined.

در این معادلات A_{cw} و ϕ_{cw} به ترتیب دامنه و فاز میدان موافق عقربه ساعت، A_{ccw} و ϕ_{ccw} به ترتیب دامنه و فاز میدان مخالف عقربه ساعت، A_{inj} و ϕ_{inj} به ترتیب دامنه و فاز میدان تزریقی لیزر راهبر، N تعداد حامل‌ها، κنرخ نابودی میدان، α فاکتور بهبود عرض‌خط، s و c ضرایب اشباع خیر خطی، k و ϕ_k ضریب دامنه و فاز اشباع خطی، $\Delta\omega$ فرکانس ناکوکی، τ_{in} زمان چرخش درون کاواک، γ_N نرخ نابودی حامل و μ جریان نرمالیزه است.با کنترل جریان می‌توان مطمئن شد که لیزر در حالت بدون تزریق در چه جهتی متمرکز است [۶]. در این مقاله فرض بر این

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

است که پیش از تزریق، میدان در جهت مخالف حرکت عقربه‌های ساعت متمرکز است. اما پس از تزریق نوری و قفل شدگی میدان الکتریکی تغییر جهت داده و در جهت موافق عقربه‌های ساعت متمرکز می‌شود [۷].

فرکانس ناکوکی

در شرایط پایدار معادلات نرخ (۱)ساده شده و فرکانس ناکوکی به دست می‌آید

$$\Delta\omega = -\frac{1}{\tau_{in}}\frac{A_{inj}}{A_{cw_0}}\sqrt{1+\alpha^2}\sin\left(\phi_{cw_0}+\tan^{-1}\alpha\right)$$ **Error! Bookmark not defined.**

تحلیل سیگنال کوچک

تغییرات سیگنال کوچک، حول نقطه پایداری اتفاق می‌افتد لذا $x = x_0 + \Delta x$ که در آن x هر یک از متغیرهای A_{cw}، ϕ_{cw}، μ و N است و x_0 مقدار حالت پایدار این متغیرها و Δx تغییرات سیگنال کوچک هر متغیر است. با این توصیف معادله نرخ *(۱)* ساده شده و به فرم ماتریسی زیر می‌شود

$$\begin{bmatrix} m_{11}-j\omega & m_{12} & m_{13} \\ m_{21} & m_{22}+j\omega & m_{23} \\ m_{31} & 0 & m_{33}+j\omega \end{bmatrix}\begin{bmatrix}\Delta A_{cw}\\ \Delta\phi_{cw}\\ \Delta N\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}0\\0\\ \gamma_N\Delta\mu\end{bmatrix}$$ **Error! Bookmark not defined.**

که در آن ضرایب ماتریس عبارتند از

$$m_{11} = \kappa\left[N_0\left(1-3sA_{cw_0}^2\right)-1\right]$$
$$m_{12} = -\frac{A_{inj}}{\tau_{in}}\sin\phi_{cw_0}$$
$$m_{13} = \kappa A_{cw_0}\left(1-sA_{cw_0}^2\right)$$
$$m_{21} = 2\alpha\kappa sA_{cw_0}N_0 - \frac{A_{inj}}{\tau_{in}A_{cw_0}^2}\sin(\phi_{cw_0})$$
$$m_{22} = \frac{A_{inj}}{\tau_{in}A_{cw_0}}\cos(\phi_{cw_0})$$
$$m_{23} = \alpha\kappa\left(sA_{cw_0}^2-1\right)$$

Error! Bookmark not defined.

$$m_{31} = 2\gamma_N N_0 A_{cw_0}(1-2sA_{cw_0}^2)$$
$$m_{33} = \gamma_N\left(1+A_{cw_0}^2\left(1-sA_{cw_0}^2\right)\right)$$

پاسخ فرکانسی مدولاسیون مستقیم

با استفاده از ماتریس سیگنال کوچک رابطه (۳) پاسخ فرکانسی لیزر پیرو را می‌توان بدست آورد

$$Ч(s) = \frac{\Delta A_{cw}}{\Delta\mu} = M\frac{S-Z}{S^3+AS^2+BS+C}$$ **Error! Bookmark not defined.**

که در آن

$$A = m_{33}+m_{22}-m_{11}$$
$$B = m_{12}m_{21}+m_{13}m_{31}+m_{33}m_{22} - m_{11}m_{33}-m_{11}m_{22}$$
$$C = m_{13}m_{31}m_{22}+m_{12}m_{21}m_{33} - m_{12}m_{13}m_{23}-m_{11}m_{22}m_{33}$$
$$M = \gamma_N m_{13}$$
$$Z = m_{22}-m_{12}m_{23}/m_{13}$$

Error! Bookmark not defined.

محدوده قفل‌شدگی

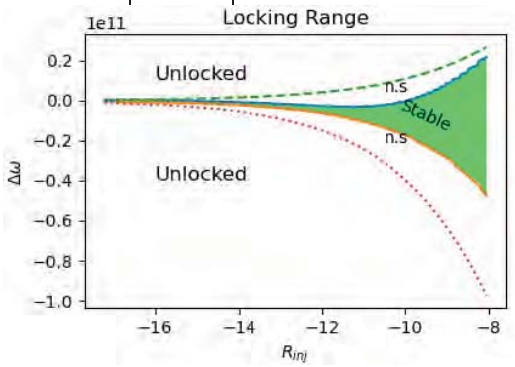
با استفاده از روابط نرخ در حالت پایدار محدوده تغییرات فاز میدان مشخص می‌شود. از طرفی قطب‌های پاسخ فرکانسی رابطه (۵) باید فاقد بخش حقیقی مثبت باشد تا لیزر پایدار بماند. همچنین تعداد حامل‌ها در حالت پایدار برابر مقدار آستانه است. با این شرایط ناحیه قفل شدگی محدود می‌شود. این ناحیه برای مقادیر [۵]جدول ۱ در شکل ۲ ترسیم شده است.

جدول ۱: مقدار ثابت‌های استفاده شده در شبیه‌سازی

علامت اختصاری	مقدار	واحد
α	3.5	-
s	0.005	-
c	0.01	-
k	0.4412	ns^{-1}
ϕ_k	1.4966	-

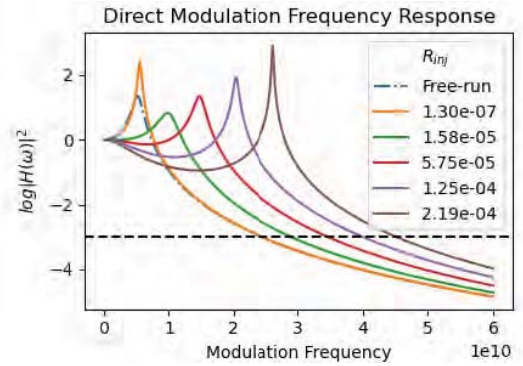
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

ps	0.6	τ_{in}
ns^{-1}	0.2	γ_N
-	1.704	μ



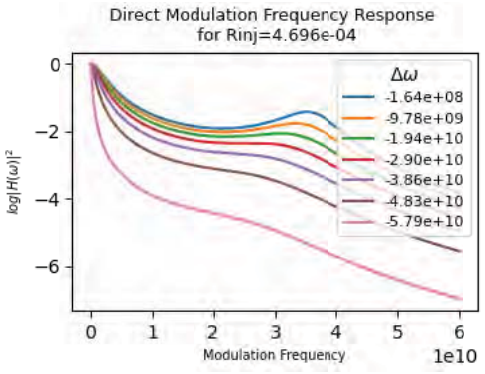
شکل ۲: ناحیه قفل شدگی لیزر پیرو با رنگ سبز مشخص شده است

پاسخ فرکانسی مدولاسیون مستقیم لیزر پیرو، با افزایش نرخ تزریق پهنای باند پاسخ فرکانسی افزایش می‌یابد (شکل ۳).



شکل ۳: پاسخ فرکانسی لیزر پیرو برای نرخ‌های تزریق مختلف

با فرض ثابت بودن نرخ تزریق و تغییر فرکانس ناکوکی شکل ۴ ترسیم گردیده است.



شکل ۴: پاسخ فرکانسی برای مقادیر مختلف فرکانس ناکوکی

مشاهده می‌گردد که با افزایش فرکانس ناکوکی و رفتن به لبه‌های ناحیه قفل شدگی، پهنای باند کاهش می‌یابد.

نتیجه‌گیری

با استفاده از معادلات نرخ میدان الکتریکی، معادلات جدیدی برای دامنه و فاز میدان‌های الکتریکی، فرکانس ناکوکی، ماتریس سیگنال کوچک و پاسخ فرکانس مدولاسیون مستقیم لیزر پیرو ارائه گردید. مشاهده شد افزایش توان تزریق نوری تاثیر مثبتی بر روی پهنای ناحیه قفل شدگی و پهنای باند پاسخ فرکانسی مدولاسیون مستقیم لیزر پیرو دارد اما با ثابت بودن نرخ تزریق و افزایش فرکانس ناکوکی ، پهنای باند کاهش می‌یابد.

مرجع‌ها

[1] C. Huygens, “Oeuvres completes de Christiaan Huygens,” *The Hague: Martinus Nijhoff.(Includes works from 1665.),* v. 5, pp. 241-262, 1893.

[2] R. Adler, “A study of locking phenomena in oscillators,” *Proc IRE,* v. 34, no. 6, pp. 351-357, 1946.

[3] R. Pantell, “The laser oscillator with an external signal,” *Proc IEEE,* v. 53, no. 5, pp. 474-477, 1965.

[4] E. K. Lau, L. J. Wong, and M. C. Wu, “Enhanced modulation characteristics of optical injection-locked lasers: A tutorial,” *IEEE J Sel Top Quantum Electron,* v. 15, no. 3, pp. 618-633, 2009.

[5] W. Coomans, S. Beri, G. Van der Sande, L. Gelens, and J. Danckaert, “Optical injection in semiconductor ring lasers,” *Phys. Rev. A,* v. 81, no. 3, p. 033802, 2010.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

[6] M. Sorel, P. Laybourn, G. Giuliani, and S. Donati, "Unidirectional bistability in semiconductor waveguide ring lasers," *Appl Phys Lett,* v. 80, no. 17, 2002.

[7] L. Gelens, S. Beri, G. Van der Sande, J. Danckaert, N. Calabretta, H. J. Dorren, R. Nötzel, E. A. Bente, and M. K. Smit, "Optical injection in semiconductor ring lasers: backfire dynamics," *Opt. Express,* v. 16, no. 15, pp. 10968-10974, 2008.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۷۰-۱۰-۱۰-A

تأثیر پخش حاملین روی آمار و خصوصیات امواج خودسر دوبعدی در لیزرهای نیمرسانای حاوی جاذب اشباع‌پذیر

[۱]کامل تالونه، [۲]منصور اسلامی، و [۱]رضا خردمند

[۱]پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره‌شناسی، دانشگاه تبریز، تبریز

[۲]گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گیلان، رشت

چکیده – در این مقاله، تأثیر پخش حاملین روی آمار و خصوصیات امواج خودسر دو بعدی در لیزرهای نیمرسانای حاوی جاذب اشباع‌پذیر مورد بررسی قرار گرفته است. در این راستا ابتدا با معرفی معادلات مدل توصیف کننده‌ی دینامیک میدان الکتریکی و جمعیت حاملین و پارامترهای دخیل در آن‌ها، قابلیت سیستم در تولید امواج خودسر مورد بررسی قرار گرفته و وابستگی میزان خودسری و کشیدگی مرتبط با داده‌های آماری مشخص کننده‌ی این نوع از امواج به تغییر ضریب پخش حاملین در مواد فعال و جاذب مطالعه می‌شود. در ادامه، با تعریف رابطه‌ی توصیف کننده‌ی میزان همبستگی عرضی هر نقطه از صفحه‌ی عرضی خروجی با سایر نقاط، به بررسی دلیل تغییرات آمار و خصوصیات این امواج با تغییر ضریب پخش حاملین پرداخته شده است.

کلید واژه- لیزر نیمرسانا، موج خودسر، جاذب اشباع‌پذیر، ضریب پخش حاملین، میزان خودسری موج خودسر.

The Effect of Carrier Diffusion on Statistics and Characteristics of 2D Rogue Waves in Semiconductor Lasers with Saturable Absorber

[1]Kamel Talouneh, [2]Mansoor Eslami, and [1]Reza Kheradmand

[1] Institute for applied Physics and Astronomy, University of Tabriz, Tabriz,
E-mail. Kamel.Talouneh@gmail.ir
[2] Department of Physics, Faculty of Science, University of Guilan, Rasht,
E-mail. meslami@guilan.ac.ir
[1] Institute for applied Physics and Astronomy, University of Tabriz, Tabriz,
E-mail. r_kheradmand@tabrizu.ac.ir

Abstract- In this paper, the effect of carrier diffusion on statistics and characteristics of 2D rogue waves in semiconductor lasers with saturable absorber had been studied. By this way, first by introducing the model equations describing electric field and carrier population dynamics and parameters involved, the system ability to generate these type of waves is investigated and then dependence of rogueness and Kurtosis related to statistical data that determine these type of waves, on carrier diffusion coefficient in active and passive media has been studied. In the following, by introducing the relationship describing correlation between each point of output transverse plane and another ones, the reasons to dependence of statistics and characteristics of rogue waves on carrier diffusion coefficient is investigated.

Keywords: Semiconductor laser, Rogue wave, Saturable absorber, Carrier diffusion coefficient, Rogueness of rogue wave.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

امواج با دامنه‌های بسیار بلند و طول عمر بسیار کوتاه که وقوع‌شان غیر قابل پیش‌بینی است و به امواج خودسر معروف هستند، موضوع مطالعات فراوانی در دهه‌ی اخیر بوده‌اند. این رویدادها که برای اولین بار در امواج کم عمق آبی (در سطح اقیانوس‌ها) مشاهده شدند، و با عنوان امواج خودسر یا امواج غیرعادی شناخته می‌شوند، بعدها به یک موضوع مطالعاتی در سایر زمینه‌ها تبدیل شدند و هم اکنون نیز در حال گسترش هستند. مشاهدات و پیش-بینی‌ها در زمینه‌ی رویدادهای مرتبط با امواج خودسر در زمینه‌های علمی متنوعی از امواج باریک [۱] و اپتیک [۲] تا امواج پلاسما [۳]، در حال گسترش هستند. امواج خودسر دوبعدی، در واقع طی شرایط خاصی در حضور توربولانس عرضی شکل می گیرند و بعنوان رویداد شدید در اپتیک غیرخطی معرفی می شوند. مطالعه‌ی رویدادهای شدید، به ویژه در اپتیک عرضی، بدلیل دینامیک سریع میدان نوری و امکان انباشت مدهای عرضی به تعداد بسیار بالا در محدوده‌ی فضایی کوچک، بسیار حائز اهمیت شده است .در این مقاله قصد داریم تأثیر پخش حاملین را روی آمار و خصوصیات امواج خودسر مشاهده شده در سیستم لیزر نیمرسانای گسیل از سطح حاوی جاذب اشباع‌پذیر مورد بررسی قرار دهیم. در این راستا ابتدا معادلات مدل توصیف کننده‌ی دینامیک عرضی میدان الکتریکی و جمعیت حاملین در دو ماده‌ی فعال و جاذب را با اضافه کردن تغییرات عرضی حاملین با ضریب پخش مربوطه، معرفی می‌کنیم. در ادامه با معرفی پارامترهای آماری تعیین کننده‌ی میزان خودسری امواج خودسر، به بررسی تغییرات میزان خودسری امواج خودسر با تغییر ضریب پخش حاملین می‌پردازیم. همچنین با تعریف رابطه‌ی مربوط به همبستگی هر نقطه از صفحه‌ی عرضی خروجی با سایر نقاط صفحه، تأثیر تغییرات ضریب پخش حاملین را روی طول همبستگی مورد مطالعه قرار می‌دهیم.

مدل

سیستم مورد بحث در این مقاله، یک VCSEL (لیزر کاواک عمود گسیل از سطح) دارای یک جاذب اشباع‌پذیر درون کاواکی است (شکل ۱)، که بوسیله‌ی سه معادله‌ی دیفرانسیل غیر خطی به هم کوپل شده‌ی زیر توصیف می-شود [۴]:

$$\begin{aligned}\dot{F} &= \left[(1-i\alpha)D + (1-i\beta)d - 1 + (\delta+i)\nabla_\perp^2\right]F \\ \dot{D} &= b\left[\mu - D\left(1+|F|^2\right) - BD^2\right] + C\nabla_\perp^2 D \\ \dot{d} &= rb\left[-\gamma - d\left(1+s|F|^2\right) - Bd^2\right] + C\nabla_\perp^2 d\end{aligned} \qquad (۱)$$

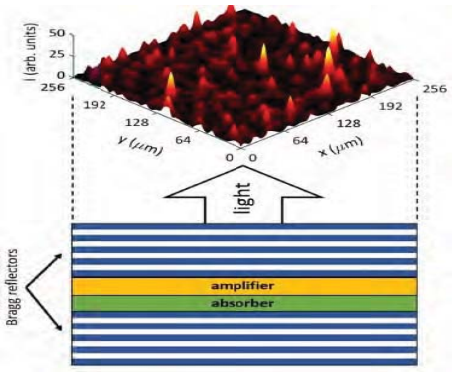
که در آن F **Error! Bookmark not defined.**، دامنه‌ی میدان الکتریکی کند تغییر، D و d به ترتیب جمعیت مرتبط با چگالی حاملین در ماده‌ی فعال و جاذب، μ و γ به ترتیب پارامترهای دمش و جذب، α و β به ترتیب عامل تقویت پهنای خط مربوط به ماده‌ی فعال و جاذب، b **Error! Bookmark not defined.** نسبت طول عمر فوتون به طول عمر حامل در ماده‌ی فعال، r **Error! Bookmark not defined.** نسبت طول عمر حاملین در ماده‌ی فعال به طول عمر حاملین در ماده‌ی جاذب، B **Error! Bookmark not defined.** ضریب بازترکیب تابشی (که برای سادگی فرض می‌شود که برای هر دو ماده یکسان است)، s **Error! Bookmark not defined.** پارامتر اشباع، و δ **Error! Bookmark not defined.** ضریب پخش شدگی برای میدان الکتریکی است که بصورت پدیده شناختی برای پهنای خط متناهی بهره وارد معادلات می‌شود. همچنین C ضریب پخش حاملین است که برای سادگی برای هر دو ماده‌ی جاذب و فعال یکسان فرض می‌شود.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

همچنین مقادیر پارامتری ثابت مورد استفاده در این کار، عبارتند از:

جدول ۱: مقادیر پارامتری ثابت مورد استفاده در مقاله‌ی حاضر

α	β	γ	s	μ	b	B	δ



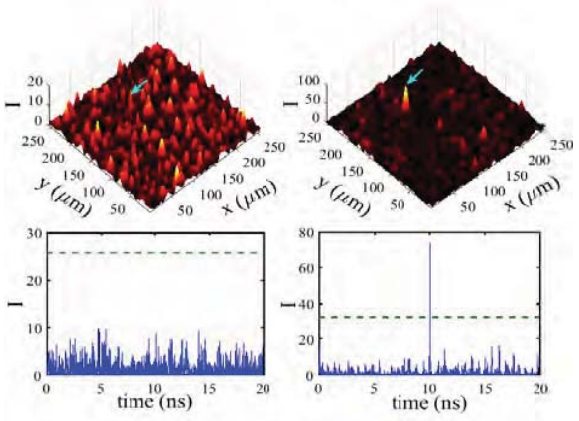
شکل ۱: یک نمای شماتیکی از یک لیزر کاواک عمودی گسیل از سطح با سطح گسیل پهن همراه با یک جاذب اشباع‌پذیر و یک نمونه خروجی توربولانسی از آن [۵].

موج خودسر و میزان خوسری

در سیستم‌هایی که پتانسیل نمایش امواج خودسر را دارا می‌باشند، جهت تمایز امواج خودسر از افت خیزهای معمول در حالت‌های توربولانسی با رفتار متعارف (شکل ۲)، از بررسی آماری استفاده می‌شود. در این راستا آستانه‌های شدتی تعریف می‌شود، و با مقایسه شدت‌های خروجی با این آستانه‌ی شدت، به میزان خودسری موج مورد نظر پی برده می‌شود. برای این منظور از بیشینه‌های فضا-زمانی ظاهر شده در طی زمان برای بررسی آمار مربوطه استفاده می کنیم و آستانه‌ی شدت مورد نظر را بصورت زیر تعریف می‌کنیم:

$$I_{th} = \langle I_{max} \rangle_t + 8\sigma_{max} \qquad (۲)$$

حال با تعریف دو پارامتر آماری مهم، یعنی نسبت خودسری موج خودسر و کورتوسیس مربوط به بیشینه‌های فضا-زمانی، می‌توان به میزان خودسری موج خودسر مورد نظر پی برد. نسبت خودسری بصورت نسبت تعداد بیشینه‌های فضا-زمانی که شدت آن‌ها از شدت آستانه‌ی تعریف شده در (۲) تخطی کرده‌اند به تعداد کل بیشینه‌های فضا-زمانی ظاهر شده در طی زمان تعریف می‌شود. همچنین کورتوسیس مربوط به بیشینه‌های فضا-زمانی بصورت میزان کشیدگی داده‌ها از میانگین آن‌ها تعریف می‌شود.



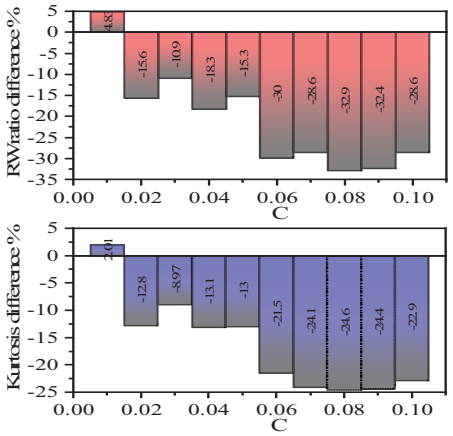
شکل ۲: (بالا و چپ) یک نمونه پروفایل خروجی توربولانسی معمولی در یک لحظه از زمان به ازای $r = 1$ و (بالا و راست) یک نمونه پروفایل عرضی خروجی توربولانسی نمایانگر یک موج خودسر در یک لحظه از زمان به ازای $r = 2.2$ (پایین) تغییرات شدت یک نقطه از صفحه‌ی عرضی خروجی متناظر با نقطه‌ی مشخص شده با فلش فیروزه‌ای رنگ در شکل بالای متناظر. خط خط‌چین سبز رنگ در شکل پایین نمایانگر مقدار شدت آستانه‌ی تعریف شده در رابطه‌ی (۲) می‌باشد. سایر مقادیر پارامتری مقادیر تعریف شده در جدول (۱) می‌باشد.

حال جهت مقایسه‌ی میزان خودسری امواج خودسر، هر مقدار نسبت خودسری و کورتوسیس مربوط به بیشینه‌های فضا-زمانی بیشتر باشد، موج مورد نظر خودسرتر است. شکل ۳ تغییرات درصد اختلاف میزان خودسری و کورتوسیس مربوط به موج خودسر را نسبت به حالت بدون ضریب پخش حاملین برای مقادیر متفاوت ضریب پخش برای $r = 2.2$ و سایر مقادیر پارامتری تعریف شده در جدول (۱) نشان می‌دهد.

همانگونه که از شکل (۳) مشخص است با افزایش مقدار ضریب پخش حاملین (C)، میزان خودسری موج خودسر

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

نسبت به حالت بدون ضریب پخش حاملین کاهش پیدا می‌کند.



شکل ۳: (بالا) تغییرات درصد اختلاف نسبت خودسری از مقدار مربوط به حالت بدون ضریب پخش حاملین و (پایین) تغییرات درصد اختلاف کورتوسیس از مقدار مربوط به حالت بدون ضریب پخش حاملین بر حسب تغییرات ضریب پخش حاملین و به ازای $r = 2.2$ و سایر مقادیر پارامتری تعریف شده در جدول (۱).

با تعریف تابع همبستگی $CF(|r-r'|)$ به فرم زیر:

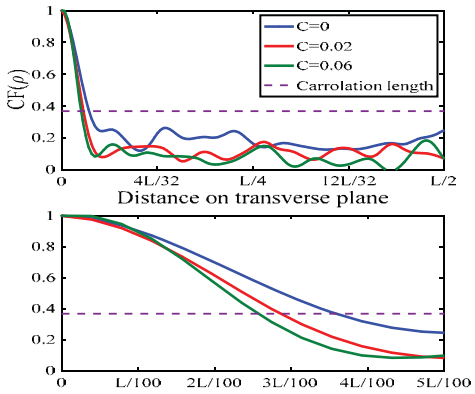
$$CF(\rho)=\frac{Re\left[\langle F(r,t)F^*(r',t)\rangle-\langle F(r,t)\rangle\langle F^*(r,t)\rangle\right]}{Re\left[\langle F(r,t)F^*(r,t)\rangle-\langle F(r,t)\rangle\langle F^*(r,t)\rangle\right]} \quad (۴)$$

و بدست آوردن تغییرات آن برای ضرایب پخش حاملین متفاوت، همانگونه که در شکل ۴ نشان داده شده است، با افزایش ضریب پخش حاملین، طول همبستگی که بصورت $\frac{1}{e}$ برابر مقدار بیشینه‌ی همبستگی (در اینجا ۱) تعریف می‌شود، کاهش می‌یابد.

همانگونه که از شکل ۴ مشخص است، با افزایش ضریب پخش حاملین طول همبستگی کاهش پیدا می‌کند.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، تغییرات میزان خودسری امواج خودسر مشاهده شده در لیزرهای نیمرسانای حاوی جاذب اشباع-پذیر بر حسب تغییرات ضریب پخش حاملین مورد بررسی قرار گرفت و مشخص شد که میزان خودسری این امواج با افزایش ضریب پخش حاملین کاهش پیدا می‌کند. همچنین طول همبستگی نقاط صفحه‌ی خروجی نیز با افزایش ضریب پخش حاملین کاهش پیدا می‌کند.



شکل ۴: (بالا) تغییرات تابع همبستگی مربوط به یک نقطه از صفحه‌ی عرضی خروجی به ازای سه مقدار متفاوت ضریب پخش حاملین. (پایین) بزرگنمایی شده‌ی شکل بالا. خط خط‌چین بنفش رنگ نمایانگر مقدار طول همبستگی است. مقادیر پارامتری همان مقادیر تعریف شده در جدول (۱) هستند و $r = 2.2$

مرجع‌ها

[1] M. Shats, H. Punzmann, H. Xia; "Capillary Rogue Waves", Phys. Rev. Lett, Vol. **104**, 104503, 2010.

[2] D. R. Solli, C. Ropers, P. Koonath, B, Jalali; "Optical Rogue Waves",Nature (London), Vol. **450**, 1054, 2007.

[3] H. Bailung, S. K. Sharma, Y. Nakamura; "Observation of Peregrine Solitons in a multicomponent Plasma with negative ions", Phys. Rev. Lett, Vol. **107**, 255005, 2011.

[4] M. Eslami, M. Khanmohammadi, R. Kheradmand, G. L. Oppo; "Optical Turbulence and transverse Rogue waves in a cavity with a Triple-Quantum-Dot molecules",Physical Review A, Vol. **96** (3), 033836, 2017.

[5] K. Talouneh, C. Rimoldi, R. Kheradmand, G. Tissoni,M. Eslami,"Control of spatiotemporal rogue waves by harmonic pump modulation in a semiconductor laser with a saturable absorber"; Physical Review A, Vol. **102**, 033508, 202

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان وبلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله: A-۱۰-۲۵۰۶-۱

اثر چیرپ شدگی تپ لیزر فمتو ثانیه بر نحوه پراکندگی الکترونهای پلاسما

حسن وثوقیان[۱]، فرشته حاج اسماعیل بیگی[۱]

۱- پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، پژوهشکده فوتونیک و فناوری‌های کوانتومی

vosough_phn@yahoo.com, fbaigi2000@yahoo.com

در این مقاله به مطالعه اندرکنش الکترون های آزاد در اثر برخورد با یک تپ لیزر پرتوان و فوق کوتاه پرداخته شده است. هدف این تحقیق بررسی اثر چیرپ شدگی پالس لیزر فوق کوتاه بر فرآیند پراکندگی است. طبق نتایج بدست آمده از شبیه سازیها ، تقارن فضایی عرضی نیروی اثر گذار پالس لیزر در تپ لیزر چیرپ شده شکسته می‌شود و بنابراین پراکندگی الکترونها در فضا ناهمسانگرد خواهد بود. اهمیت این موضوع در رژیم شتابدهی حباب می‌باشد که نقش مهمی در تولید کاواک شتابدهی و بهبود انتقال انرژی لیزر به الکترونهای بدام افتاده در میدان شتابدهی و کنترل کیفیت باریکه الکترونهای خروجی خواهد داشت.

کلید واژه: رژیم شتابدهی ویکفیلد، لیزر پرتوان، تپ لیزر فمتوثانیه، نیروی اثرگذار

Effect of Chirped Intense Femtosecond Laser Pulses on the plasma electron scattering

Hassan Vosoughian[1], Fereshteh Hajiesmailbaigi[2]

[1]Photonic and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran. vosough_phn@yahoo.com, fbaigi2000@yahoo.com

In this paper, the interaction of ultra-short laser pulse with the free electrons has been studied, numerically. The aim of this study is the investigation on the effect of ultra-short laser pulse chirping on the electron scattering process. The results indicate that the transverse ponder-motive force symmetry is broken when the chirped laser pulses are used and thus the electrons experience anisotropic scattering in space. The importance of this issue relates to the bubble regime acceleration that plays an important role in the production of the acceleration cavity, the improvement of the laser energy absorption by the trapped electrons, and then the quality control of the generated electron beam.

Keywords: bubble regimes, ponder-motive force, Laser Polarization, self-chirped pulse

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان وبلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله: A-۱۰-۲۵۰۶-۱

مقدمه

امروزه شتابدهنده های ذرات نقش بسیار مهمی در گسترش علم فیزیک بخصوص در حوزه فیزیک انرژی های بالا برعهده داشته اند که ابزاری فوق‌العاده حیاتی برای کاووش ساختارهای زیر اتمی و اصلاح ویژگیهای مواد خواهند بود. با اینحال محدودیت در آستانه ولتاز شکست مانع بزرگی برای افزایش نامحدود انرژی ذرات در هر شتابدهنده خواهد بود که برای دستیابی به انرژی های بسیار بالا بودجه هنگفتی در ساخت یک مجموعه شتابدهنده ذرات تحمیل میکند. بنابراین بایستی به سمت روشهایی جایگزین متمایل شد که بتوان آستانه ولتاژ شکست کاواکهای شتابدهی را بطرز محسوسی افزایش داد. پلاسما ماده‌ای ست که به دلیل ویژگی یونیزان بودن آن، قابلیت تحمل میدانهایی با گرادیان چند صد مگاولت را دارد [۱] و به عنوان یک محیط مناسب برای شتابدهی بکار گرفته می‌شود و در آن از اندرکنش لیزر با محیط پلاسما برای شتابدهی بهره گرفته خواهد شد. در این روش، لیزر محرکی برای تولید میدان الکتروستاتیکی در محیط پلاسما است که با انتشار در محیط پلاسما، موج پلاسمایی برانگیخته خواهد شد [۲] که با تزریق الکترون‌های خارجی در میدان الکتروستاتیکی موج، میتوان آنها را تا چندین گیگا الکترون ولت شتاب داد [۳] .با اینحال این رژیم نیز دچار محدودیتهای فیزیکی خواهد بود. یکی از این محدودیتها ظهور ناپایداری در ساختار شتابدهی است [۴] . در این مقاله، به کمک شبیه سازی، به روش ذره در جعبه [۵]، نشان داده شده است که پدیده خود چیرپ شوندگی تپ لیزر، می‌تواند یکی از عوامل مهم در بروز ناپایداریها بشمار آید. نتایج نشان داده اند که در واقع خود-چیرپ شوندگی لیزر باعث نقض تقارن مولفه عرضی نیروی اثرگذار و بنابراین پراکندگی ناهمسانگرد الکترونها خواهد شد که موجب برهم خوردن پایداری رژیم شتابدهی خواهد شد.

فیزیک حاکم بر اثر چیرپ شدگی لیزر در نقض تقارن مولفه عرضی نیروی اثرگذار

معادله حرکت الکترون و معادله انرژی آن در برهمکنش با موج الکترومغناطیسی تخت به صورت زیر تعریف می‌شود [۶]:

$$d\vec{p}/d\tau = d(\gamma\vec{\beta})/d\tau = -\vec{E} - \vec{\beta}\times\vec{B}, \qquad (۱)$$

$$d\gamma/d\tau = -\vec{\beta}.\vec{E} \qquad (۲)$$

(که $\gamma = (1+\vec{p}^{\,2})^{1/2}$ و $\vec{\beta} = \vec{V}/c$ فاکتور نسبیتی و سرعت بدون بعد الکترون هستند) و با فرض انتشار موج در راستای محور x، $\vec{E} = \hat{e}_y E_y = \hat{e}_y E_0 \cos(\omega\xi)$ مولفه های عرضی و طولی تکانه الکترون به ترتیب به صورت زیر می‌باشند:

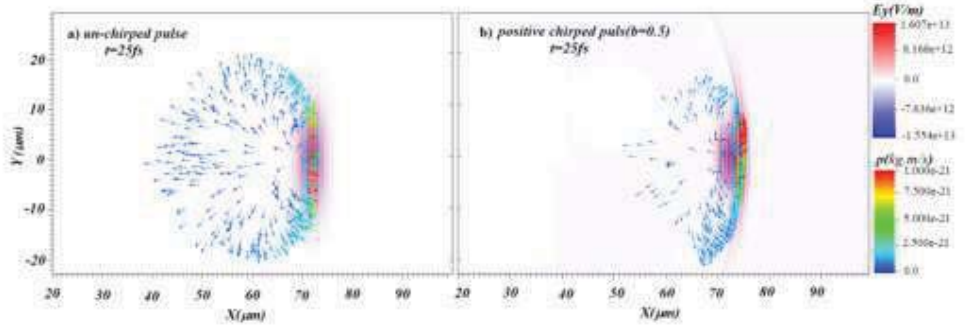
$$p_y = p_{y0} + A \qquad (۳)$$

$$p_z(\tau) = p_z(\tau=0) \equiv p_{z0} \qquad (۴)$$

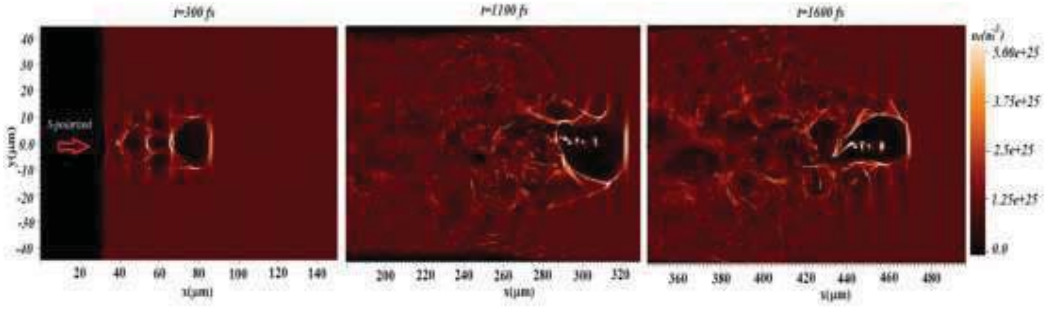
$$p_x = p_{x0} + f(A, \vec{p}_0) \qquad (۵)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

برای موج غیر چیرپ، $A(\xi_0,\xi)=0$ مقدار صفر را خواهد داشت و بنابراین، تکانه الکترون پایسته خواهند ماند، در حالیکه برای موج چیرپ شده، $A(\xi_0,\xi)\neq 0$، و مولفه عرضی تکانه الکترون، p_y، پایسته نخواهند ماند. این بدان معنی است که در میدان موج چیرپ شده، نیرویی در جهت قطبش موج بر الکترون اعمال خواهد شد. دراینصورت نیروی اثر گذار تپ الکترومغناطیس چیرپ شده در جهت قطبش نامتقارن است و سبب پراکندگی ناهمسانگرد الکترونها در فضا می‌شود. برای اثبات این موضوع، بردار تکانه الکترونهای پراکنده شده از دو تپ غیر چیرپ و چیرپ شده در شکل(۱) مقایسه شده است. در این برهمکنش، الکترون‌های آزاد در جلوی تپ لیزر با پارامتر بدون بعد $a_0=10$، طول موج $\lambda=1\mu m$، اندازه لکه $w_L=15\mu m$، پهنای تپ $\tau_L=10fs$ و شدت $I=1.37\times10^{20}W/cm^2$ قرار داده شده‌اند. مطابق شکل(۱-چپ) پراکندگی الکترون از تپ غیر چیرپ، کاملا همسانگرد است در حالیکه در مورد تپ چیرپ شده (شکل(۱-راست)) پراکندگی ناهمسانگرد است که نشان از عدم تقارن مولفه عرضی نیروی اثرگذار است.



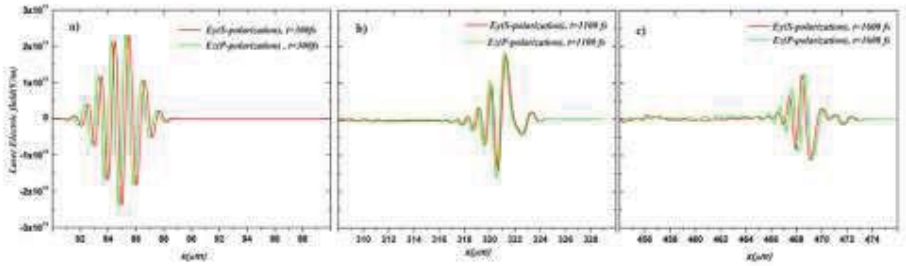
شکل۱: مقایسه نحوه پراکندگی فضایی الکترونها در اثر اندرکنش با : چپ) تپ لیزر غیر چیرپ شده، راست) تپ لیزر چیرپ شده. در اینجا پارامتر چیرپ شدگی به میزان b=0.5 تعیین شده است.



شکل ۲: تحولات زمانی چگالی پلاسما هنگامیکه تپ لیزر در پلاسما منتشر میشود. چپ) $t=300fs$ ، وسط) $t=1100fs$، راست $t=1600fs$. توزیع عرضی تپ لیزر ورودی بصورت تابع گوسین درنظر گرفته شده است که دارای پارامتر بدون بعد $a_0=10$، اندازه لکه $w_L=15\mu m$ و پهنای تپ

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$\tau_L = ۱۰fs$ است. پلاسما محیطی با چگالی یکنواخت $n_e = ۰.۰۱n_c$ در نظر گرفته شده است که در اینجا $n_c = ۱.۱\times۱۰^{۲۱}cm^{-۳}$، چگالی بحرانی برای تپ لیزر میباشد.



شکل ۳:تحولات میدان الکتریکی تپ لیزر با قطبش S (نمودار قرمز رنگ) / قطبش P(نمودار سبز رنگ) طی انتشار در محیط پلاسما در زمانهای: چپ) $t = ۳۰۰fs$ ، وسط) $t = ۱۱۰۰fs$، راست $t = ۱۶۰۰fs$

طی انتشار تپ لیزر در محیط پلاسما، انرژی لیزر توسط محیط پلاسما جذب می‌شود و یک موج پلاسمایی در محیط منتشر خواهد شد. تحولات زمانی چگالی پلاسما، در شکل(۲) نشان داده شده است. در مراحل اولیه برهمکنش، نیروی اثرگذار متقارن تپ لیزر یک حباب پایدار تولید کرده است که طی انتشار، ناپایداریهایی در غلاف محیطی خود نشان میدهد. برای نشان دادن دلایل این نوسانات، تحولات میدان الکتریکی تپ لیزر در شکل (۳) نشان داده شده است. در واقع پالس لیزر با گذشت زمان دچار پدیده خود-چیرپ شوندگی می‌شود و بنابراین یک نیروی اثرگذار نامتقارن بر الکترونهای محیطی پلاسما در جهت عرضی اعمال میکند که موجب بروز ناپایداری در سطح حباب خواهد شد.

نتیجه‌گیری

نتایج ارائه شده در کار حاضر نشان داده اند که پدیده خودچیرپ شدگی پالس لیزر حین انتشار در محیط پلاسما، سبب شکسته شدن تقارن مولفه عرضی نیروی اثر گذار لیزر و بنابراین پراکندگی ناهمسانگرد الکترونها در فضا خواهد شد که به نوبه خود منجر به ظهور ناپایداری در ساختار کاواک شتابدهی و خروج الکترونها از فاز شتابدهی میشود. بنابراین میتوان نتیجه گرفت حذف ناپایداریها و کنترل موثر فرآیند شتابدهی تنها با کنترل پدیده خودچیرپ شدگی لیزر و به تعویق انداختن آن بوقوع خواهد پیوست که در این مورد بایستی پارامترهای موثر در کنترل خودچیرپ شدگی لیزر همچون اثر چگالی پلاسما، برخی اثرات نسبیتی اندرکنش لیزر با پلاسما و تاثیر آنها بر ضریب شکست پلاسما، اثر پهنای پالس لیزر، اثر پاشندگی محیط پلاسما، شکل فضایی پالس و سایر موارد مطالعه قرار گیرند.

مرجع‌ها

[1] T. Tajima and J. M. Dawson Phys. Rev. Lett. 43, 267 (1979)

[2] E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, and A. Ting, IEEE Trans. Plasma Sci. 24, 252 (1996).

[3] W. P. Leemans, A. J. Gonsalves, H. S. Mao, K. Nakamura, C. Benedetti, C. B. Schroeder, D. E. Mittelberger, S. S. Bulanov, J. L. Vay, C. G. R. Geddes, and E. Esarey, Phys. Rev. Lett. 113, 245002 (2014).

[4] Nerush E N and Kostyukov I Yu 2009 Phys. Rev. Lett. 103 035001

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

[5]A.Pukhov,http://dx.doi.org/10.5170/CERN-2016-001.181

[6] Khachatryan A G, Van Goor F A and Boller K J 2004 Phys. Rev. E 70, 067601

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021), and the 13th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021). University of Sistsn and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021

کد مقاله: A-۱۰-۱۷۵۶-۱

تحلیل عددی فاکتور کیفیت برای لیزر میکرو دیسک مبتنی بر GaAs در طول موج ۱۵۵۰ نانومتر

نیما شریفی، حمید واحد

دانشکده‌ی مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران

Nima.sharifi97@ms.tabrizu.ac.ir , Vahed@Tabriz.ac.ir

چکیده- ما در این مقاله به بررسی فاکتورهای کیفیت در لیزرهای میکرودیسک طراحی و شبیه‌سازی شده به روش سه بعدی FDTD می‌پردازیم. تاثیرات اندازه‌ی شعاع میکرودیسک و عرض موجبر خروجی لیزر را بر روی فاکتور کیفیت در ناحیه‌ی فعال لیزر مورد بررسی قرار می‌دهیم. نتایج حاصل نشان می‌دهد که در شعاع ۱۴ میکرومتر و عرض موجبر ۱ میکرومتر بالاترین میزان فاکتور کیفیت را خواهیم داشت که در حدود ۲۱۳۴/۴ می‌باشد.

کلید واژه- لیزرهای میکرودیسک، روش تفاضل محدود حوزه‌ی زمان (FDTD)، فاکتور کیفیت (Q-Factor)

Numerical analysis of Quality Factor for microdisk laser based on GaAs at wavelength 1550 nm

Nima Sharifi, Hamid Vahed

Faculty of Electrical and Computer Engineering, University of Tabriz, Tabriz, Iran
Nima.sharifi97@ms.tabrizu.ac.ir , Vahed@tabrizu.ac.ir

Abstract- In this paper, we investigate the quality factors in multi quantum wells (QWs) microdisk lasers, that's it designed and simulated by the three-dimensional finite-difference time-domain (3D FDTD) method. We examine the effects of microdisk laser diameter and laser output waveguide width on the quality factor in the active region of laser. The results show that when the microdisk laser with a diameter of 14μm and a waveguide width of 1μm, at wavelength 1550nm, our quality factor is maximized. We found the mode quality factor about 2134.4.

Keywords: Microdisk lasers, FDTD, Quality factor, GaAs, Waveguide.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)
The 12th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)
University of Siastan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021.

1. Introduction

Semiconductor lasers have been widely used in various fields rapidly, such as large-scale integrated device and long-distance optical fiber communication systems. In the field of semiconductor lasers, enhancing the quality and efficiency of laser output light is one of the facing serious challenges for researchers in this field [1,2]. Although, there have been some limitations, but semiconductor lasers are more commonly used in optical chips and integrated circuits [3,4]. The advantage of using Gallium Arsenide (GaAs) as substrate in these lasers is the robustness of its structure and its low cost, which multiplies the motivation of researchers to use this structure in semiconductor lasers [4]. Accordingly, the use of this substrate accelerates studies and advances in optical telecommunication systems and integrated circuits [5,6].

Usually, GaAs/InP wafer bonding technology is used to fabrication of GaAs based laser at wavelength 1.55 μm which is also of high cost and high complexity [7]. At other work, researchers fabricated GaAs/AlGaAs microdisk lasers with diameter about 2 μm at temperatures 80ºK [8]. Also, InAs/InGaAs quantumdots based lasers with GaAs substrate is fabricated [9,10]. Recently, the microcavity lasers have attracted attention because of high quality factor (Q-factor), easy integration and low cost [11,12].

In this paper, we investigate the structure of 1.55μm InGaAs/InGaAsP-based multi quantum well (MQW) laser on InP layers, which are located on a GaAs substrate. To improve the laser efficiency at telecommunication wavelength (1.55μm), select the laser cavity shape in circles and use the three-dimensional (3D) finite-difference time-domain (FDTD) method to investigate and simulate the structure and laser quality factor. We study the dependence of the quality factor on the diameter of laser cavity (d) and the output waveguide width (w) of the laser.

2. Device Structure

The schematic structure of microdick laser epilayers is illustrated in Fig. 1. GaAs, low-temperature InP and high-temperature InP buffer layers with thickness of 300nm, 15nm and 1100nm, respectively, were sequentially placed on the substrate and hardened by heat. 500nm coating layer of n-InP is grown on it. The laser active region consisting of 5 series of 5nm InGaAs and 10nm InGaAsP are encapsulated between two 100nm and 90nm InGaAsP layers. Finally, InP cladding layer and InGaAs contact layer is grown with thickness of 1500nm and 200nm, respectively.

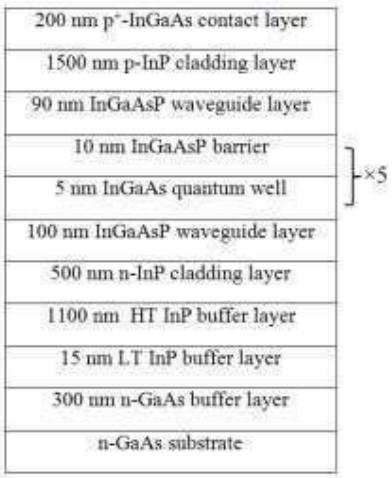


Fig. 1: Schematic structure of the microdisk laser epilayers

Figure 2. show the schematic structure of microdisk Laser based on multi QWs with an output waveguide at 1.55μm. The laser cavity is surrounded by a layer of benzocyclobutene (BCB) and 200nm nitride (SiNx). The diameter of the cavity, the output waveguide width, and the height of the cavity are denoted by the letters d, w, and h, respectively.

The refraction index of air, BCB, SiNx, and active region are 1, 1.54 [13], 2.0 and 3.4, respectively. The refractive indexes of GaAs and InP material

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

The 27th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2021)
The 12th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2021)
University of Siastan and Baluchestan, Zahedan, Iran, Feb. 2-4, 2021.

are selected 3.34 and 3.17. The simulation wavelength is set to be 1550nm and propagated by a megnatic dipole source. The number of mesh points per wavelength and the simulation time are set to 0.1 and 1500fs, respectively. The mode Q-factors are investigated from the Q analysis in center of waveguide.

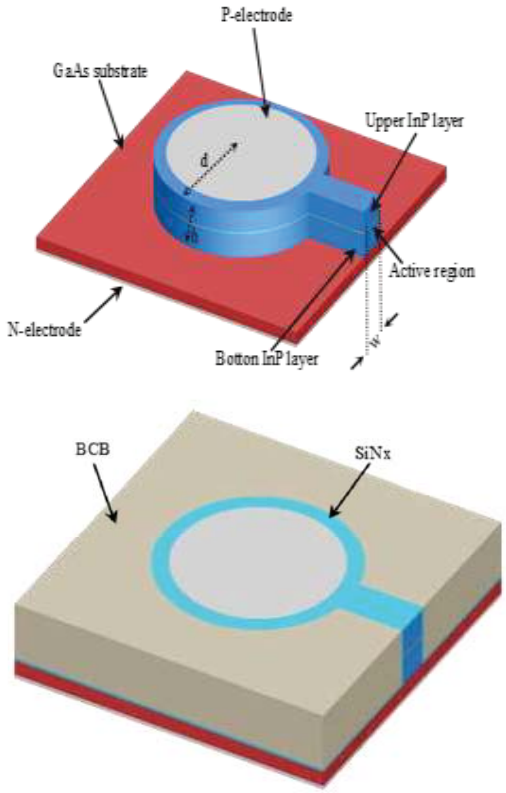


Fig. 2. schematic diagram of the microdisk laser cavity (upper picture) and the device model of the microdisk laser cavity (lower picture).

2.1. Results and Discussion

Firstly, we study the quality factor with respect to the diameter of microdisk cavity. Figure 3 show the Q-factor as a function of the microdisk cavity which is a microdisk laser on GaAs substrate when the etching depth (h), width of waveguide (w), wavelength (λ) and simulation time are 3.87μm, 1μm, 1550nm and 15000fs, respectively. As the diameter increases from 8μm to 14μm in this laser Q-Factor shows an increasing trend from about 1231 to 2134.4, When the Diameter increases from 14μm to 18μm, the Q-Factor decreases in the output quality factor to 1203.2. Finally, the Q-factor reaches the maximum value 2134.4 at the diameter of microcavity at 14μm.

After examining the results obtained for the Q-factor versus the diameter of microdisk laser cavity and selecting the microdisk laser with diameter of 14μm is the highest laser output quality factor. We resize the output waveguide width in this laser, to evaluate the quality factor as a function of the waveguide width. The waveguide widths are set to be 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3μm, and the results are shown in Fig. 4. In this case, by increasing the waveguide width from 0.5μm to 1μm, the quality factor increases from about 1320.8 to 2134.4, and by resizing the waveguide width to 3μm, the relative decrease in the simulated microdisk laser output quality factor reaches to about 1002.8. Figure 4 show the maximum Q-factor is obtained for the waveguide width 1μm.

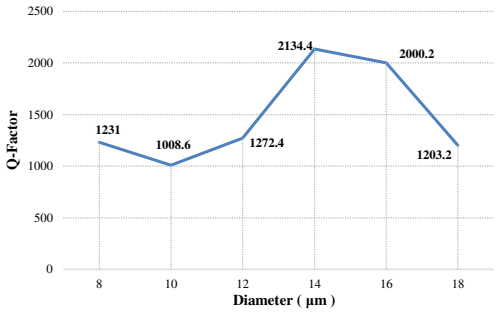


Fig. 3. Q-factor with respect to the diameter of microdisk cavity

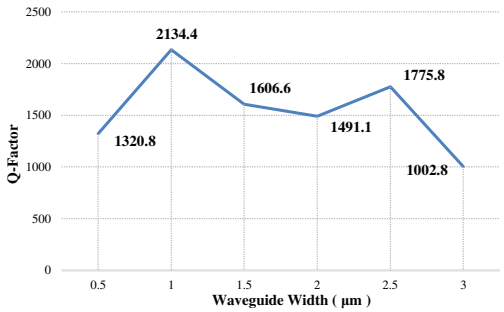


Fig. 4. The tendency of mode Q-factor with the waveguide width

2.2. Conclusion

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

In cunclusion, we design and improve the 1550 nm multi QWs microdisk laser on the GaAs substrate with the InGaAs / InGaAsP-based active region by the three-dimensional time-domain finite-difference method (3D FDTD) of laser output quality factors. We investigated and simulated different output waveguide widths with the highest microdisk laser output quality factor of 14μm with a diameter of the laser cavity 14μm and an output waveguide width 1μm. This slider can perform better than others in the field of electric chips and integrated circuits.

References

[1] H. Ron, K.W. Mai, M.A. Horowitz, The future of wires, Proc. IEEE, Vol. 89, No. 4, pp. 490–504, 2001.

[2] J.A. Davis, R. Venkatesan, A. Kaloyeros, M. Beylansky, S.J. Souri, K. Banerjee, K.C. Saraswat, A. Rahman, R. Reif, Interconnect limits on gigascale integration (GSI) in the 21st century, Proc. IEEE, Vol. 89, No. 3, pp. 305–324, 2001.

[3] K.F. Yarn, W.C. Chien, C.L. Lin, C.I. Liao, Direct growth of high-quality InP layers on GaAs substrates by MOCVD, Act. Passive Electron. Components, Vol. 26, No. 2, pp. 71–79, 2003.

[4] J.H. Jang, G. Cueva, D.C. Dumka, W.E. Hoke, P.J. Lemonias, P. Fay, I. Adesida, The impact of a large bandgap drift region in long-wavelength metamorphic photodiodes, IEEE Photon. Technol. Lett., Vol. 13, No. 10, pp. 1097–1099, 2001.

[5] H.Q. Zheng, K. Radhakrishnan, H. Wang, K.H. Yuan, S.F. Yoon, G.I. Ng, Metamorphic InP/InGaAs double-heterojunction bipolar transistors on GaAs grown by molecular-beam epitaxy, Appl. Phys. Lett., Vol. 77, No. 6, pp. 869–871, 2000.

[6] F.E. Ejeckam, C.L. Chua, Z.H. Zhu, Y.H. Lo, M. Hong, High-performance InGaAs photodetectors on Si and GaAs substrates, Appl. Phys. Lett., Vol. 67, No. 26, pp. 3936–3938, 1995.

[7] V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, GaAs-based long-wavelength lasers, Semicond. Sci.Technol., Vol. 15, R41-R54, 2000.

[8] U. Mohideen, W. S. Hobson, S. J. Pearton, F. Ren, R. E. Slusher, GaAs/AlGaAs microdisk lasers, Applied Physics Letters, Vol. 64, No.15, pp. 1911, 1994.

[9] L.Y. Karachinsky, T. Kettler, I.I. Novikov, Metamorphic 1.5 μm-range quantum dot lasers on a GaAs substrate, Semicond. Sci. Technol., Vol. 21, pp. 691–696, 2006.

[10] S.R. Bank, H.P. Bae, H.B. Yuen, L.L. Goddard, M.A. Wistey, T. Sarmiento, J.S. Harris, Low-threshold CW 1.55-μm GaAs-based lasers, Proc. OSA/OFC, pp. 1646–1648, 2006.

[11] Xing Ma, Jun Wang, Zhuo Cheng, Zeyuan Yang, Haiyang Hu, Wei Wang, Haiying Yin, Yongqing Huang, Xiaomin Ren, Numerical analysis of the output waveguide design for 1.55μm square microcavity lasers directly grown on GaAs substrates, Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, Vol. 101, pp. 157–161, 2018.

[12] Wei Wang, Jun Wang, Zhuo Cheng, Zeyuan Yang, Haiying Yin, Xing Ma, Yidong Zhang, Ming Yang, Haiyang Hu, Yongqing Huang, Xiaomin Ren, Numerical analysis of the electrically pumped 1.3 μm InAs/InGaAs quantum dot microdisk lasers on silicon with an output waveguide, Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, Vol. 108, pp. 404–410, 2019.

[13] N.A.M. Yahya, W.H. Lim, K.D. Dambul, H. Ahmad, R. Zakaria, F.R. Mahamd adikan, Fabrication and characterization of a dual layer multiple refractive index benzocyclobutene polymer platform for integrated optical devices, Opt. Mater., Vol. 34, No. 11, pp. 1735–1741, 2012.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.