بسم الله الرحمن الرحیم

مقاله نامه

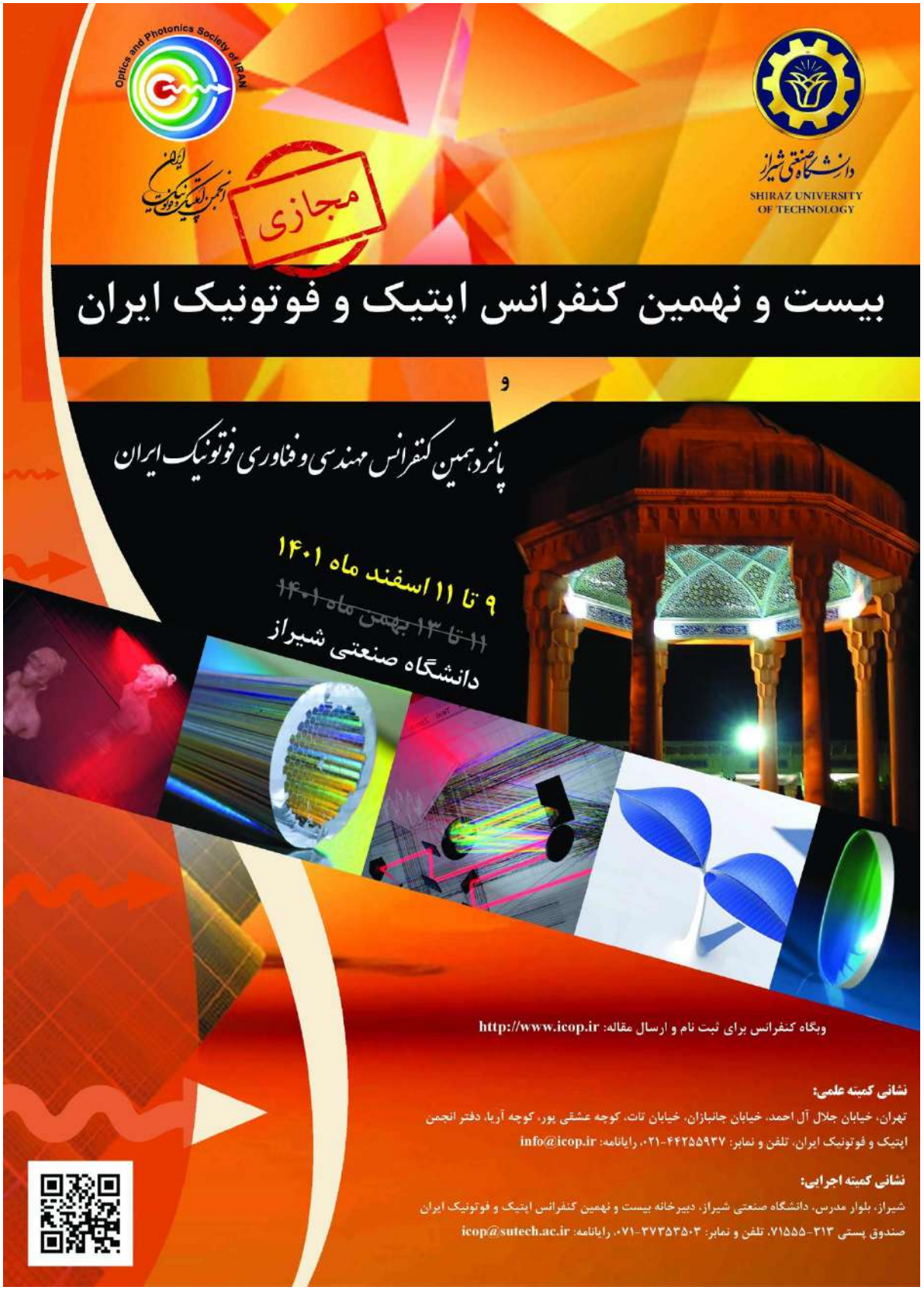
بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران

و

پانزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران

دانشگاه صنعتی شیراز

۹ و ۱۰ اسفندماه ۱۴۰۱


Optics and Photonics Society of IRAN
انجمن اپتیک و فوتونیک ایران
مجازی
دانشگاه صنعتی شیراز
SHIRAZ UNIVERSITY OF TECHNOLOGY
بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران
و
پانزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۹ تا ۱۱ اسفند ماه ۱۴۰۱
۱۱ تا ۱۳ بهمن ماه ۱۴۰۱
دانشگاه صنعتی شیراز
وبگاه کنفرانس برای ثبت نام و ارسال مقاله: http://www.icop.ir
نشانی کمیته علمی:
تهران، خیابان جلال آل احمد، خیابان جانبازان، خیابان تات، کوچه عشقی پور، کوچه آریا، دفتر انجمن اپتیک و فوتونیک ایران، تلفن و نمابر: ۴۴۲۵۵۹۳۷-۰۲۱، رایانامه: info@icop.ir
نشانی کمیته اجرایی:
شیراز، بلوار مدرس، دانشگاه صنعتی شیراز، دبیرخانه بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران
صندوق پستی ۳۱۳-۷۱۵۵۵، تلفن و نمابر: ۳۷۳۵۳۵۰۳-۰۷۱، رایانامه: icop@sutech.ac.ir

کمیته‌ی علمی بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران	
حمید نادگران (دبیر کمیته)- دانشگاه شیراز	محمدآقا بلوری زاده- دانشگاه شهید باهنر کرمان
حبیب تجلی- دانشگاه تبریز	کاظم مروج فرشی- دانشگاه تربیت مدرس
امیرحسین فرهبد- سازمان انرژی اتمی	عبدالناصر ذاکری- دانشگاه شیراز
رضا فرجی دانا- دانشگاه تهران	وحید احمدی- دانشگاه تربیت مدرس
عبدالرسول قرائتی- دانشگاه پیام نور شیراز	محمدکاظم توسلی- دانشگاه یزد
حمیدرضا فلاح- دانشگاه اصفهان	محمدحسین مهدیه- دانشگاه علم و صنعت ایران
سهراب احمدی- دانشگاه تبریز	فرشاد صحبت زاده- دانشگاه مازندران
عزالدین مهاجرانی- دانشگاه شهید بهشتی	علی رستمی- دانشگاه تبریز
فاطمه شهشهانی- دانشگاه الزهرا	محمود حسینی فرزاد- دانشگاه شیراز
خسرو حسنی- دانشگاه تهران	حسن پاکارزاده-دانشگاه صنعتی شیراز
محمدعلی منصوری بیرجندی- دانشگاه سیستان و بلوچستان	عبدالمحمد قلمبر دزفولی- دانشگاه شهید چمران اهواز
مجید رشیدی هویه- دانشگاه سیستان و بلوچستان	شهرام مهنا- دانشگاه سیستان و بلوچستان
محمد اسماعیل زیبائی- دانشگاه شهید بهشتی	غلامرضا هنرآسا-دانشگاه صنعتی شیراز
محمد واحدی- دانشگاه علم و صنعت ایران	محمد محمدی مسعودی-دانشگاه تهران
فاضل جهانگیری- دانشگاه شهید بهشتی	علی فرمانی-دانشگاه لرستان
حسین ثقفی فر- دانشگاه صنعتی مالک اشتر	مجتبی شهرکی-دانشگاه سیستان و بلوچستان
زهرا صیدالی لیر- دانشگاه شهید چمران اهواز	مهدی عسکری-دانشگاه سلمان فارسی کازرون
مجید قدردان- دانشگاه سیستان و بلوچستان	امیر معصومی-دانشگاه زنجان
علیرضا طاووسی- دانشگاه ولایت	

کمیته‌ی اجرایی کنفرانس از دانشگاه صنعتی شیراز	
مهدی بهادران	حسن پاکارزاده (دبیر کمیته)
صدیقه جاهدی	محسن حاتمی
سمانه حامدی	سید مهدی حسینی
سید جعفر روزگار	عرفان کدیور
عباس ذوقی پور	غلامرضا هنرآسا

بسم الله النور

به لطف پروردگار منان و همت همه دست اندرکاران، بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران در روزهای نهم و دهم اسفند ماه ۱۴۰۱ به میزبانی دانشگاه صنعتی شیراز برگزار شد. در این کنفرانس که بزرگترین گردهمایی متخصصان و صاحبنظران اپتیک و فوتونیک کشور است، دانشگاه صنعتی شیراز به صورت برخط میزبان حدود ۳۰۰ نفر از محققان، اساتید و دانشجویان علاقمند از سراسر کشور بود. در مراسم افتتاحیه کنفرانس که صبح روز سه شنبه ۱۴۰۱/۱۲/۹ برگزار گردید، پس از سخنرانی آقایان دکتر محمدمهدی علویان مهر (رییس دانشگاه صنعتی شیراز)، دکتر حمیدرضا خالصی فرد (رییس انجمن اپتیک و فوتونیک ایران)، دکتر حمید نادگران (دبیر کمیته علمی) و دکتر حسن پاکارزاده (دبیر کمیته اجرایی)، از آقای دکتر رسول ملک فر از اساتید دانشکده فیزیک دانشگاه تربیت مدرس به عنوان استاد پیشکسوت در زمینه اپتیک و فوتونیک تقدیر به عمل آمد.

از تعداد ۲۱۶ مقاله رسیده به دبیرخانه کنفرانس، ۱۸۷ مقاله پس از انجام فرآیند داوری پذیرفته و در نهایت تعداد ۱۸۴ مقاله پس از تکمیل فرایند ثبت نام و ارایه سخنرانی شفاهی، جهت چاپ در مقاله نامه کنفرانس منظور شد. همچنین، ۳ جلسه سخنرانی عمومی و ۲ کارگاه آموزشی در کنار ارائه مقالات تخصصی کنفرانس برگزار گردید. در نهایت، کنفرانس با برگزاری جلسه اختتامیه در عصر روز چهارشنبه ۱۴۰۱/۱۲/۱۰ و با تقدیر از تمامی دست اندرکاران کنفرانس به ویژه اساتید و دانشجویان دکتری دانشکده فیزیک به کار خود پایان داد.

بر خود لازم می دانم از همه دست اندرکاران عزیز که بدون کمک و همراهی آنان برگزاری کنفرانس مسیر نبود، صمیمانه تشکر کنم؛ به ویژه از هیات مدیره انجمن اپتیک و فوتونیک ایران، کمیته علمی، داوران محترم، روسای گرامی نشست های کنفرانس، نویسندگان محترم، هیات رییسه دانشگاه صنعتی شیراز و تمامی همکاران و دانشجویان عزیز در کمیته اجرایی کنفرانس، بی نهایت سپاسگزارم.

امید است که چراغ علم و دانش درکشور عزیزمان همواره پرفروغ باشد.

با سپاس

حسن پاکارزاده

دبیر کمیته اجرایی

سخنرانی عمومی۱

طیف‌سنجی رامان: از اصول اولیه تا شناسایی تک‌ملکول‌ها

پروفسور رسول ملک‌فر

دانشگاه تربیت مدرس، دپارتمان فیزیک اتمی و مولکولی

چکیده: طیف‌سنجی رامان شامل مطالعه انتقال بین سطوح کوانتومی مولکول‌ها و ماده ناشی از پراکندگی ناکشسان نور تکفام می‌باشد. طیف سنجی رامان علیرغم معرفی در قریب یک صد سال قبل به یک روش و ابزاری پیشرفته و فراگیر در طیف‌سنجی مدرن با کاربردهایی گسترده در رشته‌های مختلف علوم پایه و پزشکی، مهندسی، کشاورزی و... تبدیل شده است. شاید بتوان قریب سی روش و تکنیک مختلف مبتنی بر پدیده رامان را که عمدتا در چند دهه اخیر معرفی و گسترش یافته اند نام برد. از این روش‌ها در سال‌های اخیر برخی محبوبیت به مراتب بالاتری نسبت به دیگر روش‌ها یافته اند که از میان آنها می توان موارد زیر را نام برد:

- طیف سنجی رامان خود به خودی،

طیف سنجی رامان ارتقا یافته سطحی (Surface Enhanced Raman Spectroscopy= SERS)

- طیف سنجی رامان تقویت شده با تیپ TERS = Enhanced Raman Spectroscopy (TIP)

- پراکندگی رامان ارتقا یافته سطحی پلاسمون – پلاریتون (Surface Plasmon Polariton Enhanced Raman Scattering (SPPERS

- طیف سنجی رامان تشدیدی ارتقاء سطحی (Surface Enhanced Resonance Raman Spectroscopy (SERRS

- طیف سنجی رامان تشدیدی و غیر تشدیدی Non-Resonance Raman & Resonance Spectroscopy

و... که در این سخنرانی تاکید بر دو روش اول است.

سخنرانی عمومی۲

میکروسکوپی فلورسانی لایه نوری با نور ساختار یافته

پروفسور داریوش عبداله‌پور

Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Department of Physics

چکیده: میکروسکوپی فلورسانی لایه نوری، به دلیل قابلیت تصویربرداری میکروسکوپی توموگرافیک سه بعدی سریع از نمونه‌های زیستی زنده، امروزه به عنوان روشی منحصربه‌فرد در زمینه‌های مختلفی از علوم پزشکی و علوم زیستی، از جمله در تصویربرداری سه بعدی از بافت‌های شفاف و تصویربرداری کارکردی از فعالیت‌های عصبی در مغز موجودات زنده نسبتا کوچک، مطرح است. با این وجود، تصویربرداری میکروسکوپی مناسب (به لحاظ امکان بازیابی اطلاعات واقعی از نمونه، تفکیک‌پذیری و سرعت تصویربرداری) از نمونه‌های درشت، چگال و ناهمگن، از چالش‌های اصلی در مسیر توسعه این روش میکروسکوپی است. در این سخنرانی، بعد از مرور مختصر روش‌های میکروسکوپی فلورسانی، میکروسکوپی فلورسانی لایه نوری و چالش‌های آن معرفی، و روش‌های موجود برای برطرف کردن چالش‌ها به تفصیل مورد بحث قرار خواهند گرفت. نشان داده می‌شود که با استفاده از باریکه‌های ساختار یافته، امکان تصویربرداری از نمونه‌های درشت، چگال و ناهمگن، مانند توده‌های سلول سرطانی، با کیفیت و سرعت مناسبی میسر می‌شود.

Nonlocal metasurfaces

Professor Andrea Alu
Photonics Initiative, Advanced Science Research Center, City University of New York

Abstract: In this talk, I will discuss our recent research activity on metasurfaces based on highly nonlocal features, stemming from long-range resonant interactions, lattice phenomena and broken symmetries. Different from conventional metasurface approaches, nonlocality offers tailored spectral control, both temporally and spatially, combined with largely enhanced light-matter interactions. We achieve these features by combining quasi-bound states in the continuum leveraging broken symmetries with geometric phase variations in engineered metasurfaces, tailoring at will the supported eigenwaves. The resulting metasurfaces support sharp responses selective to the impinging wave properties, effectively realizing a platform for efficient dispersion engineering and to realize ultrathin transparent films that highly reflect light only when illuminated by selected polarization, frequency and wavefront spatial distribution of choice. The demonstrated responses of nonlocal metasurfaces open exciting opportunities for analog signal processing, augmented reality, secure communications, nonreciprocal responses based on large nonlinearities, optical modulators, tailored thermal emission, and enhanced light-matter interactions for nonlinear and quantum optics.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و پانزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،

دانشگاه صنعتی شیراز،

شیراز، ایران.

۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

خواص اپتیکی روغن آفتابگردان آلوده شده به آفلاتوکسین B_1

حنانه رفیعی[۱]، سلمان مهاجر مازندرانی[۱و*]، ویدا تفکری[۲]

[۱] آزمایشگاه تحقیقاتی بیوفوتونیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه خوارزمی، تهران، ایران

[۲] آزمایشگاه میکروبیولوژی، دانشکده زیست، دانشگاه خوارزمی، کرج، ایران

*Mohajer@Khu.ac.ir

چکیده: پژوهش حاضر به منظور معرفی روشی برای تشخیص حضور آفلاتوکسین B_1 در روغن و بررسی ویژگی های اپتیکی این ماده است. ابتدا طیف جذبی ماده در محدوده مرئی و فرابنفش بررسی شد. سپس با استفاده از نمونه اصلی تهیده شده آفلاتوکسین B_1، غلظت های بالاتر و پایین تر از غلظت استاندارد آماده گردید و سپس ویژگی‌های جذب خطی و ضریب شکست غیرخطی آفلاتوکسین در غلظت‌های مختلف مورد مطالعه و بررسی قرار گرفت و مقادیر n_2 از مرتبه $10^{-9}\frac{cm^2}{W}$ با علامت منفی بدست آمد. بر اساس نتایج حاصل، با افزایش غلظت آفلاتوکسین، قدرمطلق ضریب شکست غیرخطی ماده افزایش یافت. با توجه به خواص غیرخطی آفلاتوکسین با اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی می‌توان غلظت سنجی نمونه‌های روغن آلوده به آفلاتوکسین با غلظت مجهول را بدست آورد.

کلید واژه: آفلاتوکسین، روغن آفتابگردان، ضریب شکست غیرخطی

Optical properties of sunflower oil contaminated with aflatoxin B_1

Hananeh Rafiei[1], Salman Mohajer Mazandarani[1,*], Vida Tafakori [2]

[1]Biophotonics Research Laboratory, Faculty of Physics, Kharazmi University, Tehran, Iran

[2]Microbiology Laboratory, Faculty of Biology, Kharazmi University, Karaj, Iran

***Mohajer@Khu.ac.ir**

Abstract: The purpose of this research is to introduce a method to detect the presence of aflatoxin B_1 in oil and to investigate the optical properties of this substance. First, the absorption spectrum of the substance was investigated in the visible and ultraviolet ranges. Then, by using the original prepared sample of aflatoxin B_1, concentrations higher and lower than the standard concentration were prepared, and then the characteristics of linear absorption and nonlinear refractive index of aflatoxin in different concentrations were studied and investigated and the values of n_2 were of the order of $10^{-9}\frac{cm^2}{W}$ was obtained with a negative sign. Based on the results, with the increase of aflatoxin concentration, the absolute value of the nonlinear refractive index of the material increased. Considering the nonlinear properties of aflatoxin, by measuring the nonlinear refractive index, it is possible to obtain the concentration measurement of oil samples contaminated with aflatoxin with an unknown concentration.

Keywords: aflatoxin, sunflower oil, nonlinear refractive index

مقدمه

مایکوتوکسین‌ها متابولیت‌های ثانویه قارچ‌ها هستند که دارای اثرات سمی، سرطان‌زایی و ناقص‌الخلقه‌ای هستند. واژه مایکوتوکسین از لغت یونانی *Myke* به معنی قارچ و لغت *Toxin* به معنی سم گرفته شده است. آفلاتوکسین‌ها مایکوتوکسین‌هایی هستند که توسط سه میکروارگانیسم یعنی قارچ‌های کپکی به نام‌های *Aspergillus flavous*، *Aspergillus parasiticus* و *Aspergillus nomius* ایجاد می‌شوند. کلمه *Aflatoxin* مشتق از ابتدای کلمات آسپرژیلوس فلاووس و توکسین به معنای سم است. سم آفلاتوکسین چندین نوع دارد که به ترتیب عبارت‌اند از: $M_1, M_2, G_1, G_2, B_1, B_2$ که از میان آن‌ها AFB_1 سمیت بیشتری دارد و جزء مواد سرطان‌زا و جهش‌زا محسوب می‌شود. آفلاتوکسین‌ها طیف گسترده‌ای از محصولات کشاورزی از جمله ذرت، گندم، برنج، دانه‌های روغنی، ادویه‌ها، ترشیجات، میوه‌های خشک و آجیل‌ها را آلوده می‌کنند.[۱]

تخمه آفتابگردان بستر مناسبی برای رشد آفلاتوکسین است. لیپیدها نقش مهمی در بیوسنتز آفلاتوکسین ایفا می‌کنند اما اسیدهای چرب غیراشباع موجود در آفتابگردان نیز تاثیر قوی بر تولید آفلاتوکسین دارند.[۲] غلظت مجاز آفلاتوکسین B_1 طبق استاندارد سازمان غذا و دارو ۱۰ میکروگرم در کیلوگرم روغن آفتابگردان است. تحقیقات انجام شده روی آفلاتوکسین B_1 در سال‌های اخیر نشان می‌دهد که وقتی از ماده خام آلوده به آفلاتوکسین در استخراج مکانیکی روغن استفاده می‌شود، آفلاتوکسین موجود بسته به ماهیت استخراج می‌تواند کم و بیش به روغن منتقل شود.[۳]

آماده سازی نمونه

نمونه سم آفلاتوکسین B_1 با غلظت مناسب از شرکت‌های معتبر داخلی خریداری شد. یکی از غلظت‌های مرسوم این سم در بازار ویال‌هایی تیره رنگ، با غلظت آفلاتوکسین B_1 در متانول به مقدار ۱۰ میلی‌گرم در لیتر است. در حالی که غلظت مجاز آفلاتوکسین B_1 طبق استاندارد سازمان غذا و دارو، ۱۰ میکروگرم در کیلوگرم است.[۴] با توجه به چگالی متانول که برابر با ۷۹۲ کیلوگرم بر متر مکعب و چگالی روغن آفتابگردان ۹۱۸/۸ کیلوگرم بر متر مکعب است، مقدار لازم از ویال آفلاتوکسین در یک سی سی از روغن آفتابگردان ریخته شد و غلظت‌های ده برابر و یک دهم غلظت استاندارد تهیه گردید و سپس درون سل‌های مناسب تحت تابش پرتو لیزر منتقل شده و مورد خوانش قرار گرفت.

روش تجربی

ضریب جذب خطی با کمک قانون بیر-لامبرت که بیانگر رابطه شدت نور ورودی و نور خروجی از ماده است، جذب خطی در طول موج لیزر مورد استفاده بدست می‌آید. ابتدا با استفاده از لیزر با طول موج $532nm$، ضریب جذب خطی مواد (α) در غلظت‌های مختلف را توسط شیب نمودار P(توان خروجی) برحسب P_0(توان ورودی) محاسبه شد.(شکل۲) (a) شیب نمودار بدست آمده و l طول نمونه می‌باشد.)

$$\alpha = -\frac{1}{l} Ln(a) \qquad (۱)$$

جاروب Z در این چیدمان تاثیر مقادیر مختلف غلظت آفلاتوکسین در روغن آفتابگردان بر خواص غیرخطی ماده بررسی شده است. در این تکنیک نور لیزر پس از عبور از عدسی همگراکننده تشکیل یک کمره باریکه می‌دهد سپس

به نمونه‌ای که در فاصله‌ی کانونی قرار دارد برخورد کرده و در آخر به روزنه بسته در انتهای مسیر رسیده و شدت عبوری از روزنه توسط آشکارساز اندازه‌گیری می‌شود. عبور نور لیزر با شدت بالا از نمونه باعث ایجاد پدیده‌های خودکانونی یا خودواکانونی نور لیزر در داخل نمونه می‌شود. وجود این پدیده‌ها موجب تغییر جبهه موج، تغییر فاز و در نهایت موجب تغییر شدت اندازه‌گیری شده در آشکارساز می‌شود. شدت‌های مختلف با جابه‌جا کردن نمونه اطراف فاصله کانونی ثبت شد. پس از محاسبه‌ی اختلاف شدت بهنجار شده بین بیشینه و کمینه ΔT_{p-v} (فاصله بین میزان عبور نرمال در قله و دره) برحسب $|\Delta\varphi_0|$ (تغییرات فازی جبهه موج به دلیل اثرات غیرخطی) به ازای مقادیر مختلف s رابطه زیر بدست می‌آید:

$$\Delta T_{p-v} = 0.406(1-s)^{0.25}|\Delta\varphi_0| \quad (۲)$$

در آخر ضریب شکست غیرخطی ماده را در غلظت‌های مختلف با استفاده از رابطه‌ی زیر بدست آمد:

$$n_2 = \frac{\Delta\varphi}{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)*I_0*L_{eff}} \quad (۳)$$

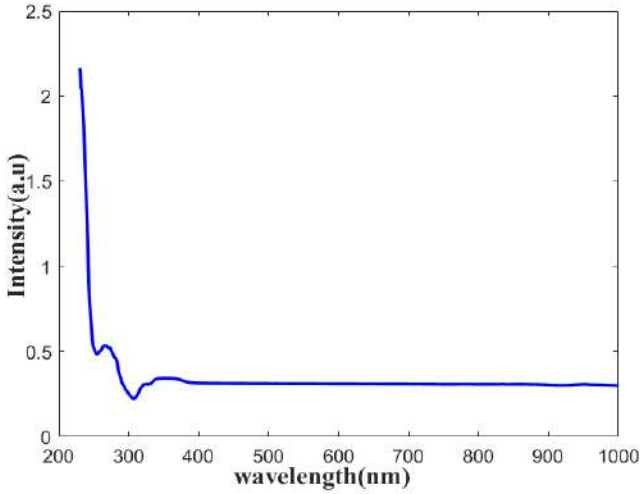
که در این رابطه I_0 بیشینه شدت در کمره پرتو گاوسی است که با استفاده از رابطه $I_0 = \frac{2P_0}{\pi W_0^2}$ بدست می‌آید و s ضریب عبور روزنه است. α ضریب جذب خطی، L ضخامت نمونه و L_{eff} ضخامت موثر نمونه است که رابطه آن به صورت زیر می‌باشد[۵]:

$$L_{eff} = \frac{1-e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad (۴)$$

طیف سنجی مرئی- فرابنفش با استفاده از طیف سنجی مرئی- فرابنفش میزان نور عبوری یا جذبی ماده را اندازه‌گیری کردیم. نتیجه این طیف سنجی به صورت تابعی از طول موج گزارش شده است.

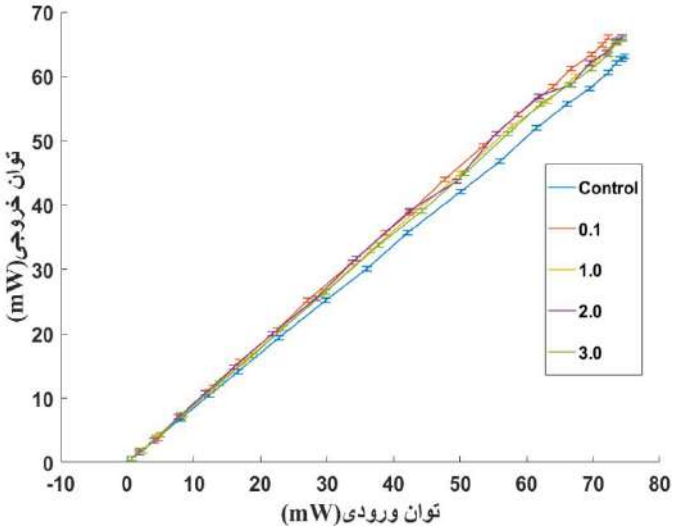
بحث و نتیجه گیری

شکل۱b نمودار مرئی-فرابنفش نشان می‌دهد که نمونه در طول موج‌های محدوده لیزری استفاده شده جذب زیادی نداشته پس اختلالی در اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی در نمودار جاروب Z بوجود نمی‌آید.



شکل۱- نمودار مرئی- فرابنفش نمونه روغن آلوده به آفلاتوکسین

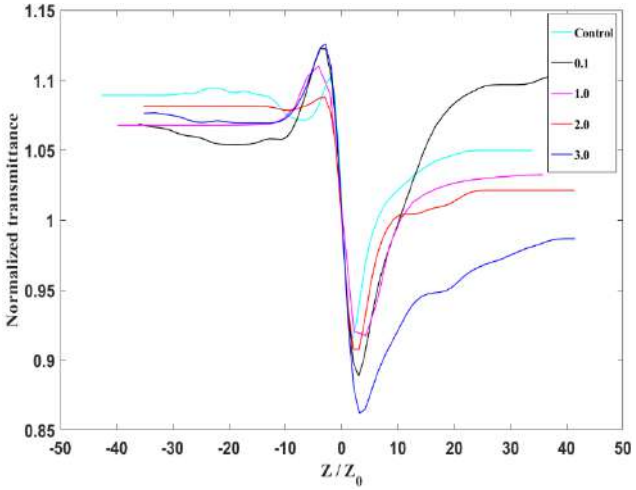
همان طور که در نمودار شکل۲ مشاهده می‌شود میزان جذب خطی نمونه‌های مختلف بسیار نزدیک به هم بوده و



برای غلظت ۰٫۱ از همه کمتر و برای غلظت کنترل از همه بیشتر است.

شکل۲- نمودار جذب خطی روغن آلوده به آفلاتوکسین در غلظت‌های مختلف

در شکل ۳ مشاهده میشود که با افزایش غلظت آفلاتوکسین ΔT_{p-v} افزایش یافته است که براساس آن مقادیر ضریب شکست غیرخطی زیاد می‌شود. همچنین شکل۴ مقادیر ضریب شکست غیرخطی را به صورت نمودار میله‌ای نشان داده شده که بر این اساس با اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی می‌توان غلظت سنجی نمونه‌های روغن آلوده به

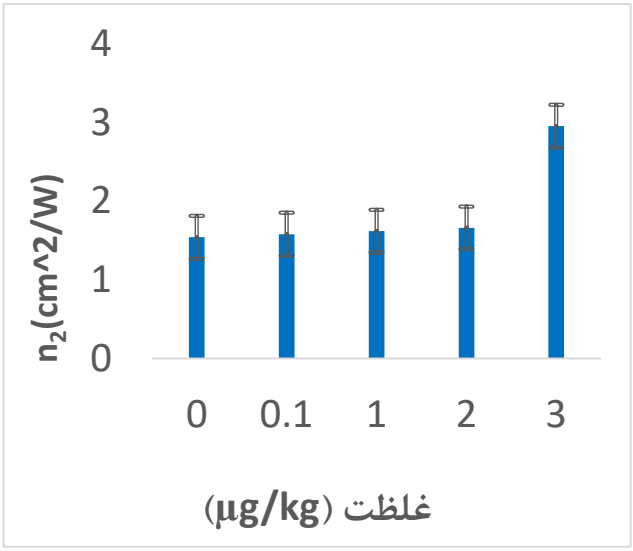


آفلاتوکسین با غلظت مجهول را نیز بدست آورد.

شکل۳- نمودار جاروب Z روزنه بسته برای نمونه روغن آلوده به آفلاتوکسین با غلظت‌های کنترل، ۰٫۱، ۱٫۰، ۲٫۰ و ۳٫۰

جدول۱- داده‌های اندازه‌گیری شده مربوط به جذب خطی و ضریب شکست غیرخطی

غلظت $(\frac{\mu g}{kg})$	$\alpha \pm \Delta\alpha(\frac{1}{cm})$	$n_2 \times 10^{-9}(\frac{cm^2}{W})$
Control	*1.74±0.1*	*-1.55*
0.1	*0.94±0.1*	*-1.58*
1.0	*1.16±0.1*	*-1.62*
2.0	*1.16±0.1*	*-1.66*
3.0	*1.27±0.1*	*-2.40*



شکل۴- نمودار میله‌ای اندازه ضریب شکست غیرخطی در غلظت‌های مختلف

مرجع‌ها

[1] Frisvad, Jens C., Pernille Skouboe, and Robert A. Samson. "Taxonomic comparison of three different groups of aflatoxin producers and a new efficient producer of aflatoxin B1, sterigmatocystin and 3-O methylsterigmatocystin, Aspergillus rambellii sp. Nov." *Systematic and applied microbiology* 28, no. 5 (2005): 442-453.

[2] Sweeney, Michael J., and Alan DW Dobson. "Molecular biology of mycotoxin biosynthesis." *FEMS Microbiology Letters* 175, no. 2 (1999): 149-163.

[3] Banu, Narasimhan, and JohnPaul Muthumary. "Aflatoxin B1 contamination in sunflower oil collected from sunflower oil refinery situated in Karnataka." Health 2, no. 08 (2010): 973.

[۴] ضابطه ویژگی های بهداشتی و سلامت دانه ها و میوه های روغنی، روغن ها و چربی های خوراکی، سازمان غذا و دارو، کد مدرک *FB-Sp-1397-0035*

[5] Z-scan optical method complements the Thioflavin T assay for investigation of anti-Alzheimers impact of polyphenols

M Jamali, S Mohajer, S Sheikhlary, MHM Ara -
Photodiagnosis and Photodynamic Therapy, 2022

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و پانزدهمین کنفرانس مهندسی و
فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

بررسی تاثیر بازتاب دهنده های وابسته به طول موج بر بازده متمرکزکننده های خورشیدی نورزا

رامین ظهرابی۱،*، عبدالرحمن نامدار1 ،سهراب احمدی1

r.zohrabi@tabrizu.ac.ir ،a.namdar@tabrizu.ac.ir ،s_ahmadi@tabrizu.ac.ir

*

چکیده: در این مقاله ما به صورت شبیه سازی تاثیر استفاده از بازتاب دهنده ها ی بلور مایع کلستریک بر بازده متمرکزکننده های خورشیدی نورزا را بررسی کرده ایم. از روش Monte Carlo و FDTD برای شبیه سازی استفاد ه شده است. نتایج بررسی ها نشان می دهند بیشترین بازده وقتی بدست می آید که طیف بازتابی آیینه نسبت به طیف گسیلی رنگینه یک شیف در حدود 20nm به سمت طول موج های بلند داشته باشد و همچنین به دلیل افزایش بازتاب با بکار بردن بازتاب دهنده ها، نرخ بازجذب در LSC افزایش می یابد که برای کاهش اتلاف های ناشی از بازجذب غلظت بهینه نسبت به حالت بدون آیینه مقدارکمتری دارد. و درنهایت ما افزایش بازده اپتیکی ۱۰ درصدی نسبت به حالت بدون بازتاب دهنده را مشاهده می کنیم.

کلید واژه- متمرکزکننده خورشیدی نورزا- مونت کارلو-بلورمایع کلستریک-پروسکایت

The study of the wavelength selective mirrors effect on the luminescent solar concentrator efficiency

[1, *] Ramin Zohrabi, [1]Abdolrahman Namdar, [1]Sohrab Ahmadi
[1,*] Optics and Laser group, Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran (r.zohrabi@tabrizu.ac.ir).
1 Optics and Laser group, Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran (a.namdar@tabrizu.ac.ir).
1 Optics and Laser group, Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran (s_ahmadi@tabrizu.ac.ir).

Abstract: In this article, using simulation method, we have investigated the effect of the cholesteric liquid crystal reflectors on the efficiency of luminescent solar concentrators. Monte Carlo and FDTD methods have been used for simulation. The results of the investigations show that the maximum efficiency is obtained when the reflection band of the mirror has a shift of 20nm towards long wavelengths compared to the emission spectrum of the dye and Also, due to the increase in reflection by using reflectors, the reabsorption rate increases in LSC, as a result optimum concentration has a lower amount than the case without a mirror to reduce losses due to reabsorption. And finally, we see a 10% increase in optical efficiency compared to the non-reflector mode.
Keywords: luminescent solar concentrator, Monte Carlo, cholesteric liquid crystal, Perovskite

مقدمه

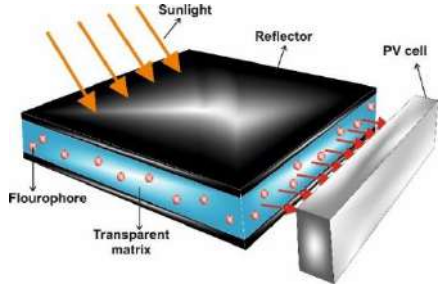
نیاز روز افزون به انرژی و کاهش منابع انرژی تجدید ناپذیر، بهره گیری از منابع انرژی تجدیدپذیر را به یک چالش بزرگ تبدیل کرده است. در دسترس بودن انرژی خورشیدی در همه جا آن را به بهترین نامزد برای این نیاز تبدیل کرده است. سلول های خورشیدی از بهترین وسایل برای تبدیل انرژی خورشیدی به انرژی الکتریکی هستند. اما در مناطق مسکونی، سلول های خورشیدی به دلیل نور خورشید غیرمستقیم و پراکنده کارایی پایینی دارند. همچنین فضای مناسبی برای نصب آنها وجود ندارد. متمرکز کننده خورشیدی نورزا (luminescent solar concentrator) وسیله ای برای غلبه بر این موانع است. LSCیک موجبر نوری شفاف و مسطح حاوی مولکول‌های فلوروسنت است که می‌تواند نور مستقیم یا پراکنده خورشید را در یک سطح وسیع جذب کند و با جابجایی استکوس دوباره منتشر کند و آن را بر اساس بازتاب داخلی کل (Total internal reflection) به سمت لبه ها جایی که سلول های خورشیدی هستند هدایت کند[1] . انتشار در مخروط فرار یعنی زوایایی که TIR نمی تواند برآورده شود از تلفات اصلی در LSC می باشد. تلاش های زیادی برای کم کردن این اتلاف شده است. آیینه های بلور مایع کلستریک یکی از جالب ترین ابزارها برای کاهش تلفات مخروط فرار هستند[2]. بلور های مایع از مولکول های ناهمسانگرد تشکیل شده اند که این مولکول ها تحت تاثیر جهت گیری مولکول اولیه می توانند طرح های گوناگون به خود بگیرند. با ایجاد طرح های متناوب در این مواد می توان بازتاب کننده هایی طراحی کرد که بسته به طول تناوب آن ها می توانند ناحیه های گزینشی از ناحیه اپتیکی را بازتاب بکنند[3]. با استفاده از این آینه‌ها، می‌توانیم نور بازتابیده شده را بدون در نظر گرفتن TIR به موجبر منعکس کنیم. اما باند انعکاس آنها با تغییر زاویه برخورد جابه جا می شود و سود آنها توسط این پدیده محدود می شود. بنابراین در این مقاله ما سعی میکنیم بهینه ترین ساختار برای بیشترین افزایش بازده را بررسی بکنیم. ما در دو طرف LSC معمولی ازاین آیینه ها استفاده کرده ایم و تاثیر آن بر درصد نور ورودی و بازده متمرکزکننده را بررسی کرده ایم. برای شبیه سازی ما از روش Monte Carlo و FDTD استفاده کرده ایم[4,5].

مدل و روش

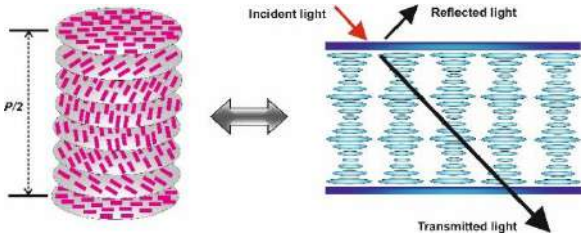
متمرکزکننده نوری مورد بررسی که در شکل۱. نشان داده شده است از یک موجبر تخت حاوی رنگینه تشکیل شده است و در سطوح بالایی و پایینی آن آیینه های وابسته به طول موج و در لبه ها سلول های خورشیدی قرار دارند. بازده کلی متمرکزکننده μ_t از حاصل ضرب بازده هندسی μ_g و بازده اپتیکی μ_{op} بدست می آید:

$$\mu_t = \mu_{op}\mu_g \qquad (1)$$

بازده هندسی و اپتیکی به ترتیب به صورت T/A و n/N تعریف می شوند که T مساحت لبه ها، A مساحت سطح، nتعداد فوتون های رسیده به لبه ها و N تعداد فوتون های تابشی می باشد. ما ضخامت لبه ها را ۰,۵ سانتیمتر برابر با کمترین پهنای سلول های خورشیدی سیلیکونی متداول و ابعاد سطح آن را 10cm*10cm در نظر میگیریم و بر روی بازده اپتیکی متمرکز می شویم، که به ضریب شکست موجبر، غلظت و طیف جذب و نشر رنگینه ها وهمچنین ساختار آیینه ها در ساختار مورد بررسی ما بستگی دارد. ما ضریب شکست موجبر را ۱,۵ برابر با ضریب شکست PMMA در نظر میگیریم. و رنگینه ها را پروسکایت برومید سرب متیل آمونیوم در نظر میگیریم که طیف جذب و نشرنرمالیزه آن در شکل نشان داده شده است .آیینه ها بلور های مایع نماتیک کلستریک هستند که ساختاری به صورت شکل۲. دارند.



شکل1 . متمرکزکننده خورشیدی نورزا و محل قرار گیری سلول خورشیدی و بازتاب دهنده ها



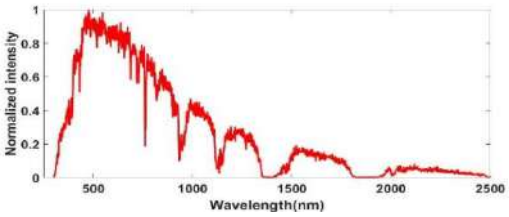
شکل2 . ساختار بازتاب دهنده بلورمایع کلستریک

$$\lambda_c = \left(\frac{n_e+n_o}{2}\right) p(1-\mathrm{n}^2 sin^2\theta)^{1/2} \qquad (2)$$

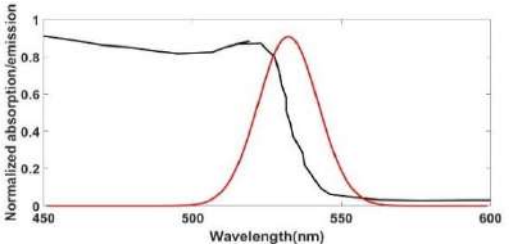
مولکول های بلور مایع با یک چرخش حول محور عمود بر آیینه روی هم قرار میگیرند و پیچ هایی (p) تشکیل میدهند. این مولکول ها خاصیت دوشکستی دارند و ما ضریب شکست عادی(n_o) و غیر عادی(n_e) آن را به ترتیب 1.54 , 1.74در نظر میگیریم. رابطه طول موج بازتابی با طول پیچ ها به صورت زیر می باشد:وقتی طول موج نور تابشی در رابطه ی (۲) صدق بکند، بسته به جهت چرخش پیچ ها این آیینه ها می توانند نور قطبیده راستگرد یا چپگرد را به طور کامل بازتاب بدهند. و برای نور ناقطبیده پنجاه درصد را بازتاب می دهند.

ما ابتدا بازده نوری LSC را بدون آیینه ها بدست می آوریم. وسپس تاثیر آیینه ها بر بازده آن را بررسی میکنیم. برای بدست آوردن بازده نوری متمرکزکننده ما از روش مونت کارلو استفاده میکنیم و برای بررسی تاثیر آیینه ها بر بازده ما ابتدا از روش FDTD جهت محاسبه تاثیر آیینه ها بر بازتاب از مرز های متمرکزکننده و سپس از روش مونت کارلو برای محاسبه بازده استفاده میکنیم. روش مونت کارلو برای محاسبه بازده متمرکزکننده براساس توابع احتمال می باشد. ما براساس توابع توزیع احتمال طول موج و جهت فوتون تابشی خورشید،

جذب و بازگسیل رنگینه و بازتاب و عبور موجبر درصدی از نور تابشی را که به سلول های خورشیدی متصل در لبه های رنگینه می رسد را حساب میکنیم. تابع توزیع احتمال نور تابشی Air mass1.5 می باشد که برای قابل مقایسه بودن نتایج پژوهش ها در زمینه بازده سلول های خورشیدی به عنوان تابع توزیع مرجع در همه مقالات مورد استفاده قرار میگیرد این طیف در شکل ۳. نشان داده شده است. توابع توزیع احتمال جذب و بازگسیل هم از طیف های نرمالیزه جذب و نشر رنگینه مورد بررسی می باشند که ما در این مقاله از پروسکایت $CH_3NH_3PbBr_3$ استفاده کرده ایم که طیف جذب و نشر آن در شکل ۴. نشان داده شده است. و برای توابع توزیع احتمال بازتاب و عبور ما از ضرایب فرنل استفاده میکنیم. در روش FDTD ما ابتدا یه منبع دو قطبی غیرهمدوس و غیر جهتمند در نظر میگیریم که با فرکانس مرکزی و پهنای خط طیف گسیل رنگینه تشعشع میکند سپس بهینه ترین پیچ آیینه را که بیشترین مقدار نور دوقطبی را به داخل موجبر بازتاب می دهد را بدست می آوریم و در آخر برای مشخص کردن تاثیر آیینه به نور ورودی خورشید به داخل موجبر گاف باند آیینه با پیچ مشخص شده را بدست می آوریم



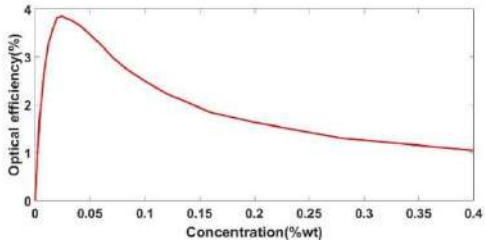
شکل3 . طیف خورشید Air mass 1.5



شکل4 . طیف جذب و نشر رنگینه پروسکایت برمید سرب متیل آمونیوم

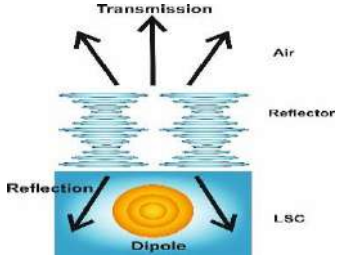
بحث و بررسی نتایج

ابتدا ما بازده نوری LSC را بدون آیینه ها بدست می آوریم برای اینکار ما تعدادی فوتون تابشی از Air mass 1.5 را انتخاب میکنیم و محاسبات را برای آن تکرار می کنیم. با افزایش تعداد فوتون های تابشی درصد خطا در محاسبات کم می شود و بعد از تعداد ۱،۰۰۰،۰۰۰ فوتون با تکرار محاسبات نتایج کاملا ثابت می مانند. حال برای بدست آوردن بهترین بازده در ابعاد مورد نظر تغییرات بازده با غلظت رنگینه را بررسی میکنیم همانطورکه در شکل۵. می بینیم بیشترین بازده اپتیکی ممکن برای متمرکزکننده مورد بررسی 3.85 درصد ودر غلظت 0.025 درصد وزنی می باشد.



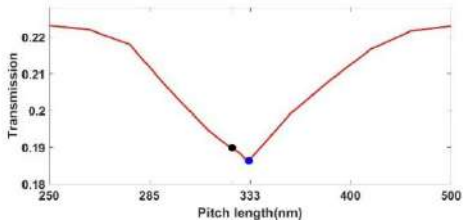
شکل 5 . بازده اپتیکی LSC بدون بازتاب دهنده برای غلظت های مختلف

حال تاثیرات قرار دادن آیینه ها در سطح های بالایی و پایینی متمرکزکننده را بررسی میکنیم. برای اینکار همانطور که گفتیم ابتدا بهترین پیچ آیینه را ها ابتدا تعیین میکنیم. شکل۶. مجموعه در نظر گرفته شده برای محاسبه ضریب عبور از طریق مرز ها در حضور آیینه ها را نشان میدهد. شکل ۷. ضرایب عبوری براساس طول پیچ ها را نشان مید هد. همانطور که می بینیم برای طول پیچ 333nm ما کمترین عبور (بیشترین بازتاب) را داریم. و مقدار آن 0.138 هست که نسبت به حالت بدون آیینه ۲۰ درصد کاهش یافته است. همچنین با توجه به رابطه (۲) در تابش نرمال طول پیچ مورد نیاز برای بازتاب کامل طول موج مرکزی(530nm) رنگینه ما 313nmمی باشد ولی ما یک شیفت 20nm در پیچ بهینه می بینیم که به دلیل شیفت آبی طیف بازتابی آیینه با زاویه تابش می باشد.

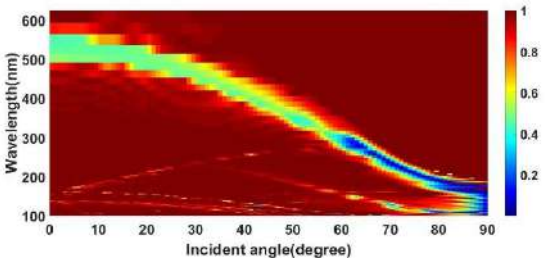


شکل ۶. نمایش شماتیک سیستم شبیه سازی برای محاسبه ضرب عبور گسیل یک رنگینه جاسازی شده در LSC با یک آیینه در مرز

شکل۸. گاف باند بازتابی آیینه را نشان میدهد. که با افزایش زاویه تابش طول موج بازتابی به سمت طول موج های کوتاهتر شیفت پیدا کرده است. از آنجایی که نور خورشید ناقطبیده است درشبیه سازی به نور هایی که در گاف باند قرار می گیرند پنجاه درصد احتمال عبور می دهیم. حال برای تعیین مقدار نور خورشید ورودی به سیستم جخت محاسبه جذب توسط رنگینه ها، گاف باند آیینه را بدست می آوریم.

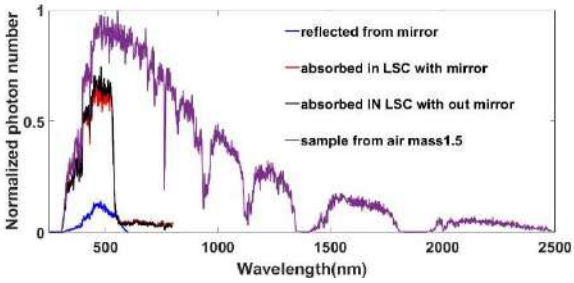


شکل7 . ضریب عبور برای بازتاب دهنده کلستریک با طول پیچ های مختلف در طول موج مرکزی رنگینه $\lambda = 530nm$

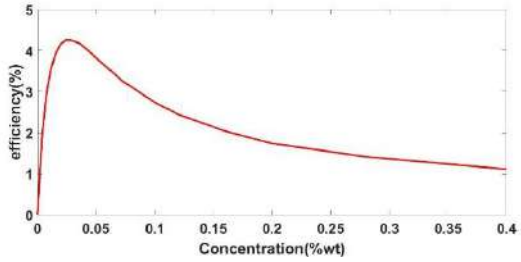


شکل8 . باند عبور(بازتاب) بازتاب دهنده برای $P = 333nm$

شکل ۹. طیف های نرمالیزه فوتون های نمونه برداری شده از Air mass1.5 (بنفش)، فوتون های جذب شده در حالت بدون آیینه(سیاه)، فوتون های جذب شده در حالت استفاده از آیینه ها(قرمز) و فوتون های بازتاب شده از آیینه(آبی) را نشان می دهد. همانطوری که می بینم به خاطر بازتاب نور تابشی از آیینه مقدار فوتونی جذب شده در رنگینه ها از حالت بدون آیینه کمتر است. اکنون با در دست داشتن طیف ورودی و درصد بازتاب از مرزها می توانیم روش مونت کارلو را برای محاسبه بازده نهایی بکار ببریم. شکل ۱۰. تغییرات بازده با غلظت را نشان می دهد که بیشترین بازده 4.26 درصد و در غلظت 0.028 در صد وزنی می باشد. که افزایش ده درصدی بازده رانشان میدهد.



شکل ۹. طیف نرمالیزه. بنفش: فوتون های نمونه برداری شده از air mass1.5،



شکل 10 . بازده اپتیکی LSC برای غلظت های مخلف در حضور بازتاب

نتیجه گیری و پیشنهادات

در متمرکزکننده خورشیدی نورزا نور مستقیم یا پراکنده خورشید توسط رنگینه ها جذب می شوند و بایک جابجایی استوکس بازنشر می شوند و نور باز نشر شده با زاویه های بیشتر از زاویه حد در متمرکزکننده به سوی لبه ها هدایت میشوند. در مدل مورد بررسی ما از آیینه های بلورمایع کلستریک در مرز استفاده شده است که می توانند نورهای با زاویه های کمتر از زاویه حد را هم به داخل متمرکزکننده بازتاب بدهند و به این ترتیب با عث افزایش بازده متمرکزکننده بشوند. این آیینه ها با توجه به ساختار داخلی شان ناحیه های مختلف طیفی را بازتاب میدهند و همچنین با تغییر زاویه تابش گاف نواری بازتابشان به سمت نور آبی جابجا می شوند. نتایج بررسی ها نشان میدهند بهینه ترین طول پیچ تناوبی آیینه ها(p) برای بیشترین افزایش بازده برای طیف گسیل رنگینه یک شیفت متناسب با پهنای گسیل رنگینه به سمت طول موج های بلند را دارد. بنابراین آیینه های وابسته به طول موج اگر باند بازتاب آن ها متناسب انتخاب شود می توانند بازده LSC را بخوبی افزایش بدهند و همچنین با بررسی غلظت بهینه برای LSC مورد بررسی می بینیم افزایش بازتاب داخلی توسط آیینه ها که در نتیجه آن بازجذب نیز در LSC زیاد می شود غلظت بهینه در حالت استفاده از آیینه ها نسبت به حالت بدون آیینه کمتر است.به عنوان پیشنهاد برای افزایش بیشتر بازده با استفاده از آیینه های با پیچ های ساعتگرد و پادساعتگرد هم زمان بر روی هم و همچنین با جهت های پاد متقارن در سطح بالا و پایین LSC می توان درصد بیشتری از نور رنگینه ها را به لبه ها هدایت کرد.

مرجع‌ها

[۱]Debije, Michael G., and Paul PC Verbunt. "Thirty years of luminescent solar concentrator research: solar energy for the built environment." Advanced Energy Materials 2.1 (2012): 12-35.

[۲]Connell, Ryan, Christian Pinnell, and Vivian E. Ferry. "Designing spectrally-selective mirrors for use in luminescent solar concentrators." Journal of Optics 20.2 (2018): 024009

[۳]Huck, Nina PM, et al. "Light polarization by cholesteric layers." Japanese journal of applied physics 42.8R (2003): 5189.

[۴] Shu, Junpeng, et al. "Monte-Carlo simulations of optical efficiency in luminescent solar concentrators based on all-inorganic perovskite quantum dots." Physica B: Condensed Matter 548 (2018): 53-57.

[۵]Stebryte, Migle, et al. "Large angle forward diffraction by chiral liquid crystal gratings with inclined helical axis." Crystals 10.9 (2020): 807

The 29th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2023), and the 15th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2023).
Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran,
Jun. 31-Feb. 2, 2023

Graphene Based Copper Nanoparticles Synthesis by Pulsed Laser Ablation

Ehsan Motallebi Aghkonbad, Akbar Jafari Dolama, Maryam Motallebi Aghgonbad

Departments of Physics, Faculty of Science, Urmia University, Urmia, Iran

**e.motallebi91@gmail.com ,
a.jafari@urmia.ac.ir ,
m.motallebi89@gmail.com**

Abstract- In this paper, Graphene nanoparticles, copper oxide nanoparticles and Cu-Graphene core-shell have been produced by means of a pulse laser ablation process (PLA) in deionized water solution. The composition ratio of materials has been investigated in the structure of the prepared materials and their optical properties. The absorption of the samples was obtained by the UV detective device in the wavelength range of 290 to 800 nm. The most and the least absorbance belongs to copper oxide and Graphene respectively. Also, the energy band gap of the samples has been calculated using Tauc relation in which the least and the most band gap energy are shown for Graphene and copper oxide respectively. Structure of the samples was studied using TEM image. In Graphene and copper oxide compositions, the copper-Graphene core-shell structure is shown obviously. In addition, the nonlinear optical properties of copper oxide based on Graphene have been studied by Z-scan technique.

Keywords: Copper, Graphene, Nanoparticles, Pulse laser ablation

سنتز نانوذرات مس بر پایه گرافن توسط کندوسوز لیزر پالسی

احسان مطلبی آقکنبد ، اکبر جعفری دولاما ، مریم مطلبی آقگنبد

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ارومیه، ارومیه، ایران

چکیده- در این مقاله، نانوذرات گرافن، نانوذرات اکسید مس و هسته- پوسته مس- گرافن با استفاده از فرآیند کندوسوز لیزر پالسی (PLA) در محلول آب دیونیزه شده تولید شده‌اند. نسبت ترکیب مواد در ساختار مواد تهیه شده و خواص نوری آنها بررسی شده است. جذب نمونه ها توسط دستگاه آشکارساز UV در محدوده طول موج ۲۹۰ تا ۸۰۰ نانومتر به دست آمده است. بیشترین و کمترین مقدار جذب به ترتیب مربوط به اکسید مس و گرافن می باشد. همچنین گاف نواری انرژی نمونه ها با استفاده از فرمول تاک محاسبه شده است که به ترتیب کمترین و بیشترین گاف نواری برای گرافن و اکسید مس مشاهده شده است. ساختار نمونه ها با استفاده از تصویر TEM مورد بررسی قرار گرفته است. در نمونه های ترکیب گرافن و اکسید مس به وضوح ساختار هسته- پوسته مس- گرافن مشاهده می شود. بعلاوه، خصوصیات اپتیک غیرخطی اکسید مس بر پایه گرافن به روش z-scan مورد مطالعه قرار گرفته است.

کلید واژه- مس، گرافن، نانوذرات، کندوسوز لیزر پالسی

1. Introduction

Today, nanomaterials are of interest for further miniaturization of electronic devices, nanofluids to improve the performance of heat engines, chemical catalysts, etc. The physical and chemical properties of these materials are strongly dependent on their size. Therefore, the development of novel methods for making such materials is of interest [1]. So far, various methods have been used to make nanomaterials, among which we can mention sol-gel methods, chemical vapour deposition and laser ablation. Laser ablation is a method for making different types of nanoparticles, including semiconductor quantum dots, carbon nanotubes, nanowires, and core-shell nanoparticles. In this method, nanoparticles are prepared by nucleation and growth of laser-vaporized samples in a background gas [2]. Metal oxide nanoparticles and carbon-based composite materials, especially Graphene with a large specific surface area, are very popular research subjects for micro-supercapacitor electrode materials [3]. On the other hand, Graphene has gained remarkable scientific research interests due to its remarkable electronic, chemical, mechanical, and thermal properties [4]. Among metal nanoparticles, copper nanoparticles are of particular importance because they are potentially effective against various bacterial pathogens, and they are more cost-effective compared to silver nanoparticles.

In this research, Graphene nanoparticles combined with copper oxide nanoparticles have been prepared and the composition ratio of materials in the structure of the prepared materials and their optical properties has been investigated. Nonlinear optical coefficients of the samples is calculated using theoretical fits and experimental data in the Z-scan technique.

2. Experimental Details

In this research, Graphene nanoparticles , copper oxide nanoparticles and Cu- graphene core-shell are produced by pulsed laser ablation of graphite and Cu targets in deionized water environment. The use of water is based on the scientific experiments that proved water as a base environment for many chemical reactions. A graphite target was placed on the bottom of an open glass cylindrical vessel filled with 3 mL of liquid whereas height of liquid on the target was 8 mm. Nanosecond pulsed Nd:YAG laser with a wavelength of 1064 nm was used to ablate the targets at a frequency of 4 Hz and 6 Hz respectively for Graphene and copper oxide. Before the experiments, all equipment and the targets were cleaned ultrasonically in alcohol, acetone, and deionized water to remove any residual contaminants. The pulse energy of laser beam was 140 mJ/pulse with 4 mm diameter, which was focused by a 50 mm focal length convex lens on the surface of the target. The laser parameters were optimized individually for the ablation of copper oxide and Graphite plates. Cu target was ablated for 10 min, while Graphite target was ablated for 15 min. All the experiments were carried out at ambient atmosphere and at 22 °C. For Cu – Graphene core- shell nanoparticles, two different concentration ratios of the prepared samples, 1.4ml Graphene-0.6ml copper oxide and 1.8ml Graphene-0.2ml copper oxide was mixed. The Transmission electron microscopy (TEM) image was obtained by utilizing Philips BioTwin transmission electron microscope with an acceleration voltage of 75 kV.

The nonlinear optical properties of copper oxide based on Graphene has been studied by Z-scan technique. The line 532 nm of a continous wave (CW), diode-pumped laser was used in this technique.

3. Results and Discussion

In this paper, pulsed laser ablation method is used to synthesis Graphene, copper oxide and Cu-Graphene core-shell nanoparticles with two concentration ratios, 1.4ml Graphene-0.6ml copper oxide and 1.8ml Graphene-0.2ml copper oxide (Fig. 1).

Fig. 1 shows the absorption spectra of the samples in the wavelength range of 290 – 800 nm. In all spectra there is a peak at about 315 nm which is shifted to higher wavelengths in the copper oxide

sample. Also for the samples containing Cu there is a wide peak at about 630 nm.

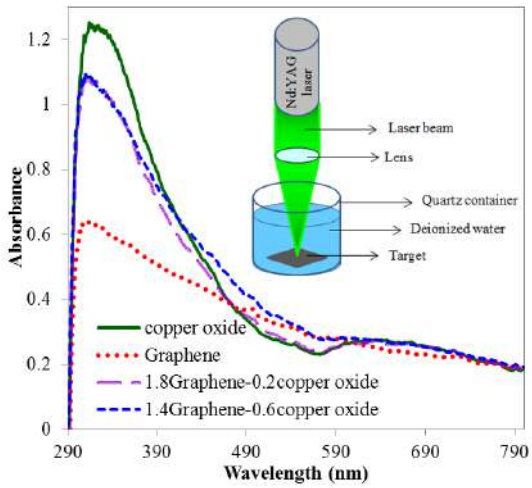


Fig 1: Absorbance of copper oxide, Graphene and Cu -graphene core-shell nanoparticles

The larger intensity of the absorption peak of copper oxide sample, confirms that the number of nanoparticles produced in this sample is greater than other samples.

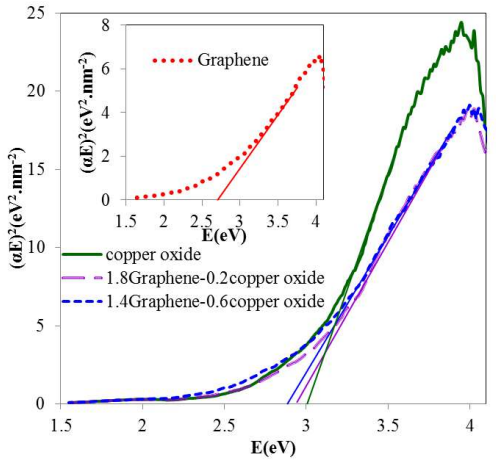


Fig. 2: $(\alpha E)^2$ versus E of copper oxide, Graphene and Cu-graphene core shell nanoparticles

The optical band gap energy was determined by applying the Tauc relation as given below [5]:

$$\alpha E = A(E - E_g)^n \quad (1)$$

Where α is the absorption coefficient, E is the photon energy and A is a constant. Due to the direct E_g for the samples, $n = \frac{1}{2}$ is more suitable. An extrapolation of the linear region of a plot of $(\alpha E)^2$ on the Y- axis versus photon energy *(E)* on the X-axis gives the value of the optical band gap (E_g). In Fig. 2 $(\alpha E)^2$ versus E, which is known as Tauc plot, for the samples is shown. Table I shows the optical band gap of the samples. As is shown in table I, the smallest and the largest band gap energy are related to Graphene and copper oxide samples respectively.

Table I. Band gap energy of copper oxide, Graphene and Cu-Graphene core shell nanoparticles

Sample	Band Gap Energy(eV)
copper oxide	3
Graphene	2.6
1.8 ml Graphene-0.2ml copper oxide	2.9
1.4 ml Graphene-0.6ml copper oxide	2.8

Fig. 3 illustrates the TEM micrographs of the samples. The images have been provided by the dried drops of suspensions on carbon coated copper grids. As shown in Fig. 3, copper oxide cores are encapsulated with Graphene oxide shells.

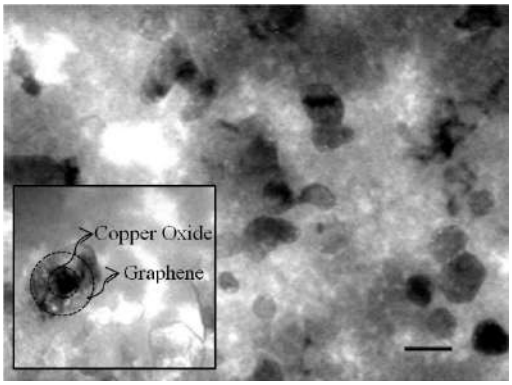


Fig. 3: TEM of Cu-Graphene core shell nanoparticles (Bar:50 nm)

Linear absorption coefficient is obtained by the following equation:

$$\alpha = -\frac{1}{L} lnT \quad (2)$$

Where, L is the cell thickness and T is the transmittance of light.

Nonlinear optical coefficients of the samples is calculated using theoretical fits and experimental data in the Z-scan technique (Fig. 4).

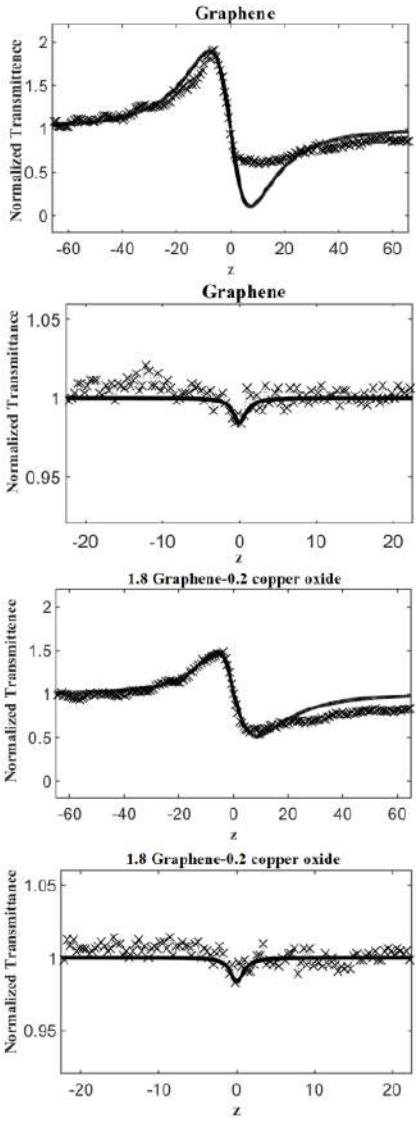


Fig 4: The open aperture and closed aperture Z-scan curves of Graphene and Cu-Graphene core-shell (the experimental data is shown by cross mark and the fitted one is shown by solid line).

The following equation is used to calculate the nonlinear refractive index:

$$n_2 = \frac{\Delta\varphi_0}{kL_{eff}I_0} \quad (3)$$

In which L_{eff} is the effective thickness of the sample:

$$L_{eff} = (1 - e^{-\alpha l})/\alpha \quad (4)$$

k is the wave vector, I_0 is the intensity of laser beam focus and $\Delta\varphi_0$ is the nonlinear phase change due to nonlinear refraction. l is the thickness of the sample and α is the linear absorption coefficient.

The nonlinear coefficient β was calculated as follow:

$$\beta = \frac{q_0}{L_{eff}I_0} \quad (5)$$

In which q_0 is nonlinear phase change. Nonlinear optical coefficients of the samples are shown in table II.

Table II. nonlinear optical coefficients of the samples

Sample	$n_2(10^{-10}m^2/w)$	$\beta(10^{-4}m/w)$
Graphene	-23.94	2.9
1.8 ml G-0.2ml copper oxide	-11.49	2.7

4. Conclusion

In this research, nanoparticles of copper oxide, Graphene and Cu-Graphene core-shell were prepared using pulsed laser ablation method. Absorbance of the samples shows that the most and the least magnitude belongs to copper oxide and Graphene nanoparticles respectively. Also band gap energy of the samples were calculated by Tauc equation and the results show that copper oxide has the most and Graphene has the least band gap energy. The TEM image showed core-shell structure for the mixed samples. Nonlinear optical coefficients of the samples is calculated using theoretical fits and experimental data in the Z-scan technique.

References

[1] S. C. Singh and R. Gopal, "Zinc nanoparticles in solution by laser ablation technique," Bull. Mater. Sci., vol.30, pp.291-293, 2007.

[2] M. Kim, S. Osone, T. Kim, H. Higashi, and T. Seto, "Synthesis of Nanoparticles by laser ablation: A Review," KONA Powder and Particle Journal, pp.1-11, 2016.

[3] C. Zhu, X. Dong, X. Mei, M. Gao, K. Wang, and D. Zhao, "General fabrication of metal oxide nanoparticles modified graphene for supercapacitors by laser ablation," Applied Surface Science, vol.568, pp.150978, 2021.

[4] R. Hameed, K. S. Khashan, and G. M. Sulaiman, "Preparation and characterization of graphene sheet prepared by laser ablation in liquid," Materials Today: Proceedings, pp.1-5, 2019.

[5] N. Nagayasamy, S. Gandhimathination, and V. Veerasamy, "The effect of ZnO thin film and its structural and optical properties prepared by sol-gel spin coating method," Open J. Metal., vol.3, pp.8-11, 2013.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

افزایش گاف باند فوتونیکی در بلورهای فوتونی یک‌بعدی عایق-عایق

اصغر مولائی یزن‌آباد، کامبیز عابدی

دانشگاه شهید بهشتی، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، تهران، ایران.

AM.Yeznabad@gmail.com **K_abedi@sbu.ac.ir**

چکیده – هدف این مقاله، افزایش گاف باند فوتونیکی در بلورهای فوتونی یک‌بعدی عایق-عایق می‌باشد که با تغییر ضریب شکست لایه‌ها(NaF با ضریب‌شکست ۱,۳۲۶ و BF با ضریب‌شکست ۳,۱۸۲۰) و نیز تغییر ضخامت آن‌ها این امر محقق شده است. در این کار، ساختار پیشنهادی برای طیف طول‌موج‌های ناحیه مرئی(350nm-750nm) مورد مطالعه قرار گرفته است. برای تحلیل ساختار از روش ماتریس انتقال(TMM) استفاده شده است. با تغییر در ضریب شکست لایه‌ها محدوده بازتابندگی به میزان ۲,۶۳ برابر و با ایجاد اختلال در ضخامت هر دولایه و نیز انتخاب مرتبه اختلال مناسب محدوده‌ی بازتابندگی به میزان ۳,۳۶ برابر افزایش داشته است. این در حالی است که با ایجاد نقص در ساختار(با استفاده از نقره)، محدوده‌ی بازتابندگی بسیار گسترده‌تری حتی فراتر از ناحیه مرئی بدست آمد که می‌تواند در طول‌موج‌های بالاتر مانند طول‌موج مخابراتی(1.55um) نیز کاربرد داشته باشد.

کلید واژه- بلور فوتونی یک‌بعدی، روش ماتریس انتقال(TMM)، گاف باند فوتونی(PBG)

Enhancement of Photonic Band Gap in a 1D Dielectric-Dielectric Photonic Crystals

Asghar Molaei Yeznabad, Kambiz Abedi

Shahid Beheshti University, Department of Electrical & Computer Engineering, Tehran, Iran.

AM.Yeznabad@gmail.com **K_abedi@sbu.ac.ir**

Abstract- This article aims to increase the photonic band gap in One Dimensional Dielectric-Dielectric Photonic Crystals by changing the refractive index of the layers (NaF with a RI of 1.326 and BF with a RI of 3.1820) and also by changing their thickness This has been achieved. In this work, the proposed structure has been studied for the wavelength spectrum of the visible region (350nm-750nm). The Transfer Matrix Method (TMM) has been used to analyze the structure. With the change in the refractive index of the layers, the range of reflectivity 2.63 times, and by disrupting the thickness of both layers and choosing the appropriate disturbance order, the span of reflectivity has been 3.36 times increased. However, by creating defects in the structure (using Ag), a much wider range of reflectivity was obtained even beyond the visible region, which can be used at higher wavelengths such as telecommunication wavelength(1.55um).

Keywords: 1D Photonic Crystal, Transfer Matrix Method (TMM), Photonic Band Gap

۱. مقدمه

بلورهای فوتونی یک‌بعدی(One Dimensional Photonic Crystals) ساده‌ترین ولی در عین حال یکی از مهم‌ترین و کاربردی‌ترین نوع بلورهای فوتونی می‌باشند. این ساختارهای نوری از تعدادی لایه با ضریب شکست‌های مختلف تشکیل می‌شوند که به‌صورت متناوب در یک امتداد تکرار می‌شوند. سادگی ذاتی که این ساختارهای نوری دارند نه‌تنها از اهمیت‌شان نمی‌کاهد بلکه یک مزیت بزرگ به شمار می‌رود و در نهایت می‌تواند منجر به کاهش هزینه‌های ساخت شود چراکه از پیچیدگی‌های مربوط فرآیند ساخت در مقایسه با بلورهای فوتونی(2D و 3D) برخوردار نیست. هم‌چنین تحلیل و بررسی بلورهای فوتونی یک‌بعدی با استفاده از روش ماتریس انتقال(Transfer Matrix Method) صورت می‌گیرد. همانطور که می‌دانیم مبحث سلول‌های خورشیدی یکی از مباحث به‌روز و مهم در بحث انرژی‌های تجدیدپذیر می‌باشد([1], [2]) و معمولاً تعداد قابل توجهی از فوتون‌های فرودی ممکن است بدون تولید جفت الکترون حفره از ناحیه جذب خارج شوند، در این حالت از بلورهای فوتونی یک‌بعدی به عنوان بازتابنده‌های پشتی(Backside Reflector) استفاده می‌شود که بسیار سودمند است([1], [2],[5]). کاربرد دیگر بلورهای فوتونی یک‌بعدی در بحث طراحی فیلترها و سنسورهای زیستی است که با ارائه یک ساختار جدید و بهینه مانند ایجاد نقص در ساختار می‌توان به این مهم دست یافت([3],[4]). در این مقاله سعی شده است که برای افزایش گاف باند فوتونی(Photonic Band Gap) تعدادی راهکار ارائه شود که در این بخش به طور مختصر توضیح داده و در بخش بعدی به طور کامل بررسی می‌شود. مطابق با تئوری بلورهای فوتونی یک‌بعدی، گاف باند فوتونی را می‌توان با افزایش نسبت ضریب شکست n_H/n_L گسترش داد[5]. همچنین، در عمل و طی فرآیند ساخت، ضخامت لایه‌های با ضریب شکست برابر لزوماً یکسان نمی‌باشد که این نیز می‌تواند بر پهنای گاف فوتونی تاثیر بگذارد. علاوه بر روش‌های مذکور، یک گزینه بسیار کارآمد دیگر نیز وجود دارد بدین صورت که ساختار دارای نقص باشد که در این حالت به عنوان یک بلور فوتونی عایق – فلزی یک بعدی شناخته می‌شود. در این ساختارها یک لایه فلزی که معمولاً از Au یا Ag است توسط دو لایه عایق قرار می‌گیرد که در نتیجه آن، شاهد افزایش چشمگیری در گاف باند فوتونی خواهیم بود[5]. کلیه نتایج شبیه‌سازی در این مقاله، در بازه طیف مرئی(350nm-750nm) و با استفاده از نرم‌افزار Matlab محاسبه و استخراج شده‌اند.

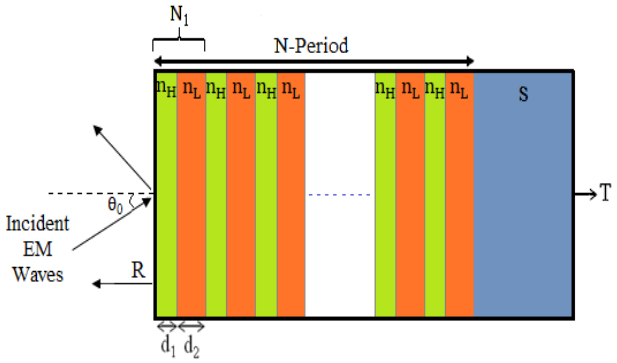
۲. تئوری و روش شبیه‌سازی

۲-۱- ابعاد و مشخصات کلی

طول‌موج طراحی 550 nm فرض شده است. ضخامت‌های واقعی برای هر دو لایه به‌ترتیب با $d_H = 43.2$ nm و $d_L = 103.7$ nm مشخص شده است. برای ساختار پایه از ماده MgF_2 با ضریب شکست $n_L = 1.38$ و SiO با ضریب شکست $n_H = 1.95$ و از ماده SiO_2 با ضریب شکست $n_S = 1.52$ به عنوان زیرلایه و برای ساختار پیشنهادی نیز از ماده NaF با ضریب شکست $n_L = 1.326$ و BP با ضریب شکست $n_H = 3.1820$ استفاده شده است. برای بررسی تاثیر نقص بر روی گاف باند فوتونی نیز از Ag با ضریب شکست $n_{Ag} = 0.59582 + i3.5974$ استفاده شده است.

۲-۲- روش ماتریس انتقال(TMM)

شکل ۱ ساختار کلی یک بلور فوتونی یک‌بعدی را نشان می‌دهد، که دارای N دوره تناوب است و لایه‌های با ضریب شکست زیاد و کم به‌صورت تناوبی بر روی زیرلایه S(که شبه بی‌نهایت فرض شده)قرار گرفته‌اند.



شکل 1: یک بازتابنده عایق ایده‌آل متشکل از لایه‌های ربع طول‌موج

مطابق با TMM، ماتریس انتقال کل به صورت زیر تعریف می‌شود[5]:

$$M=\begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix}=D_A^{-1}\prod_{i=1}^{N}\left[D_H P_{H,i} D_H^{-1} D_L P_{L,i} D_L^{-1}\right] D_S, \quad (1)$$

که ماتریس دینامیکی در معادله (1) فقط به ضریب شکست وابسته است و به صورت زیر بیان می‌شود[5]:

$$D_q=\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ n_q & -n_q \end{pmatrix}, \quad q=A(Air),\ H,\ L,\ S, \quad (2)$$

و ماتریس انتقالی در H وابسته به ضخامت واقعی(و دارای اختلال) به صورت زیر بیان می‌شود[5]:

$$P_{H,i}=\begin{pmatrix} \exp(j\phi_{H,i}) & 0 \\ 0 & \exp(-j\phi_{H,i}) \end{pmatrix}, \quad (3)$$

که فاز برابر است با: $\phi_{H,i}=2\pi n_H d_{H,i}/\lambda$ و λ طول‌موج نور فرودی است. به طور مشابه، $P_{L,i}$ را می‌توان با $\phi_{L,i}=2\pi n_L d_{L,i}/\lambda$ بدست آورد[5]. سپس ضریب بازتاب r از طریق عناصر ماتریس در معادله (۴) محاسبه می‌شود، یعنی:

$$r=\frac{M_{21}}{M_{11}}, \quad (4)$$

که برای محاسبه میزان بازتاب داریم:

$$R=|r|^2$$

همانطور که گفته شد، تغییرات ضخامت لایه‌ها را می‌توان به صورت یک اختلال در نظر گرفت و با تعریف مرتبه اختلال اثر آن را بررسی کرد. در همین راستا مرتبه اختلال از رابطه زیر بدست می‌آید[5]:

$$D=\frac{\sqrt{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left[\left(d_{H,i}-d_H\right)^2+\left(d_{L,i}-d_L\right)^2\right]}}{d_H+d_L}, \quad (5)$$

که d_H و d_L ضخامت‌های واقعی و $d_{H,i}$ و $d_{L,i}$ ضخامت‌های دارای اختلال در دوره‌ی i ام هستند، که i از 1 تا N را به خود می‌گیرد. بطور کلی، $d_{H,i}$، $d_{L,i}$ و d_H، d_L با پارامترهای تغییرپذیر Δx_H و Δx_L و با رابطه‌ی زیر باهم مرتبط هستند:

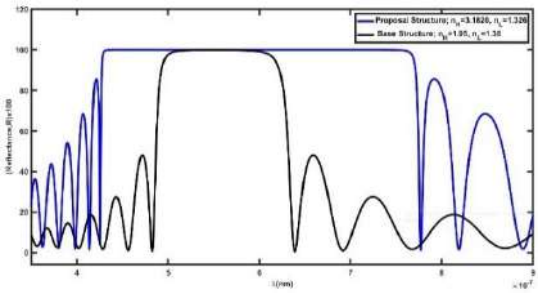
$$d_{H,i}=d_H+m_i\Delta x_H, \quad d_{L,i}=d_L+m_i\Delta x_L, \quad (6)$$

که اعداد گسسته m_i بصورت تصادفی از یک توزیع شبه گاوسی حول d_H یا d_L انتخاب می‌شوند. اعداد گسسته m_i به ازای $i=1,2,...,N$ در معادله (2) بصورت $-38, -24, -16, -12, -4, 0, 4, 12, 16, 24, 38$ درنظر گرفته شده‌اند[5].

۳. نتایج شبیه‌سازی

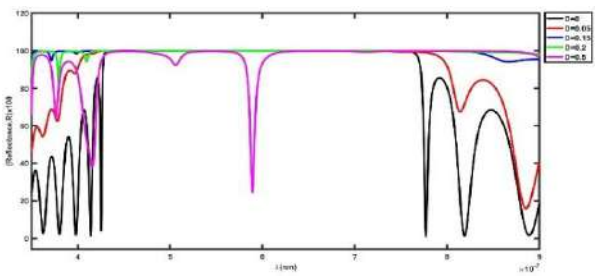
میزان بازتابندگی برای ساختار پیشنهادی محاسبه و نتیجه شبیه‌سازی در شکل ۲ نمایش داده شده است. لازم به ذکر است که همچنین می‌توان لبه‌های باندی را براساس تئوری بازتابنده عایق بصورت زیر تعیین کرد:

$$\lambda_L=\frac{\pi(n_H d_H+n_L d_L)}{a\cos(-\rho)}, \quad \lambda_R=\frac{\pi(n_H d_H+n_L d_L)}{a\cos(\rho)}, \quad (7)$$



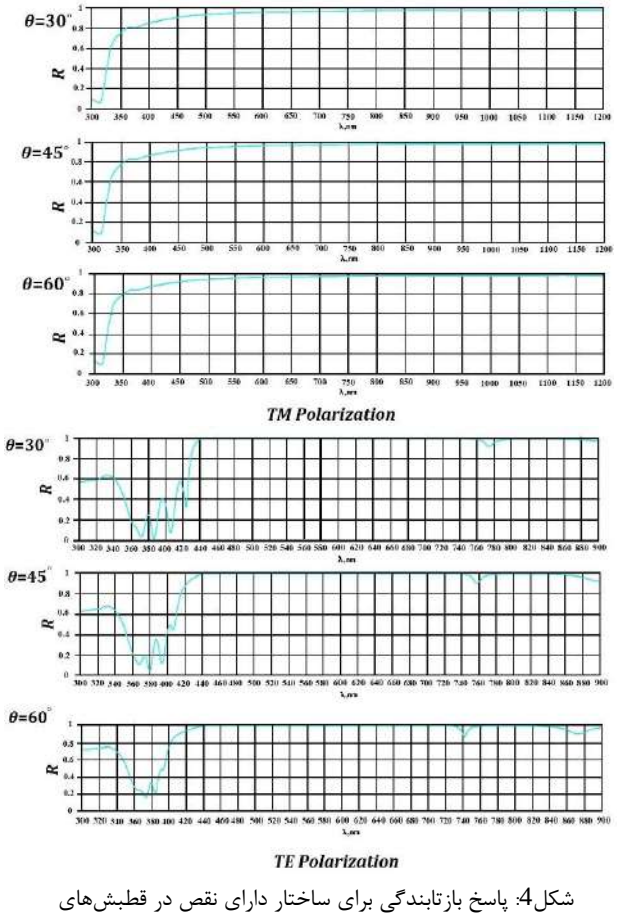
شکل۲: میزان بازتابندگی ساختار پایه(رنگ سیاه) و ساختار پیشنهادی(رنگ آبی) به عنوان تابعی از طول‌موج

همانطور که مشاهده می‌شود بیشترین میزان انعکاس برای ساختار پایه در بازه $\lambda=495.46$ nm تا $\lambda=617.32$ nm اتفاق می‌افتد. این در حالی است که ساختار پیشنهادی، بیشترین میزان انعکاس را در بازه $\lambda=432.80$ nm تا $\lambda=753.18$ nm بدست می‌دهد که این مقدار در نزدیکی طول‌موج طراحی($\lambda=550$ nm) به ۱۰۰٪ می‌رسد و در مقایسه با ساختار پایه، بازه‌ای که در آن انعکاس اتفاق می‌افتد ۲،۶۳ برابر افزایش یافته است، و عملاً طیف وسیعی از طول‌موج های ناحیه مرئی را در بر می‌گیرد[۲]. اختلال در ضخامت می‌تواند سه حالت داشته باشد که در این مقاله، نتیجه شبیه‌سازی برای اختلال دوتایی به عنوان بهترین حالت محاسبه و در شکل ۳ نمایش داده شده است. مرتبه اختلال نیز تاثیری به‌سزایی در محدوده‌ی بازتابندگی دارد، به همین منظور مرتبه اختلال D بصورت: 0.05، 0.15، ۰،۲ و ۰،۵ انتخاب شده است.



شکل۳: پاسخ بازتابندگی به عنوان تابعی از طول‌موج برای حالت ایده‌آل(رنگ سیاه) و حالت دارای اختلال در هر دو لایه H و L (۰،۰۵-رنگ قرمز، ۰،۱۵-رنگ آبی، ۰،۲-رنگ سبز، ۰،۵-رنگ ارغوانی)

برای مرتبه اختلال زیر ۰٫۰۵ نمودار تقریبا تغییر خاصی ندارد، در حالی که برای مرتبه اختلال ۰٫۱۵ بهترین محدوده‌ی بازتابندگی(از $\lambda = 410$ nm تا $\lambda = 820$ nm) را شاهد هستیم که افزایش ۳٫۳۶ برابری را نشان می‌دهد و هرچه قدر مرتبه اختلال بیشتر باشد(۰٫۲ و ۰٫۵) شاهد یکسری نوسان هستیم که باعث شده است در طول‌موج‌های خاصی بازتابندگی به شدت کاهش یابد. با قرار دادن Ag در ساختار به عنوان نقص شاهد افزایش قابل توجهی در گاف باند فوتونی بودیم. نور فرودی به‌صورت قطبش‌های TM و TE و در سه زاویه مختلف: 30°، 45° و 60° اعمال و بازتابندگی محاسبه شد که در شکل ۴ آورده شده است.



شکل4: پاسخ بازتابندگی برای ساختار دارای نقص در قطبش‌های TM و TE در سه زاویه تابشی $\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$

همانطور که مشاهده می‌شود در قطبش TM محدوده‌ی بازتابندگی بسیار افزایش یافته است و دارای سطح صاف‌تری می‌باشد. در حالی که در قطبش TE محدوده‌ی بازتابندگی نه به اندازه قطبش TM ولی افزایش داشته است. حال آنکه دارای اُفت و خیزهایی است که این موضوع در بازه 340 nm تا 440 nm بیشتر خود را نمایان می‌سازد.

۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله یک بلور فوتونی یک‌بعدی عایق-عایق به‌صورت ایده‌آل، دارای اختلال در ضخامت و هم‌چنین دارای نقص در ساختار مورد مطالعه قرار گرفت. بازه بازتابندگی ساختار پیشنهادی در مقایسه با ساختار پایه افزایش قابل توجه ۲٫۶۳ برابری داشته است. هم‌چنین اختلال دوتایی، گاف باندی بسیار گسترده‌تری(۳٫۳۶ برابر ساختار پایه) را نتیجه داده است. با ایجاد نقص از طریق قراردادن Ag در ساختار و اعمال قطبش‌های TM و TE در سه زاویه مختلف نیز محدوده‌ی بازتابندگی نسبت به دو حالت قبلی افزایش چشمگیری داشته است که این مسئله در قطبش TM به وضوح قابل مشاهده است. در قطبش TM برای طول‌موج‌های بالاتر از ناحیه مرئی هم بازتابندگی بسیار مناسب و مسطحی بدست آمد که می‌تواند گزینه‌ی مطلوبی به عنوان بازتابنده برای این طول‌موج‌ها باشد.

۵. مراجع

[1] S. Saravanan and R. Dubey, “Performance enhancement of amorphous silicon solar cell using 1D photonic crystal as back reflector,” *Mater. Today Proc.*, vol. 49, pp. 2822–2825, 2022.

[2] K. Sankar, R. Manoharan, S. Saif, and T. P. Rose, “An optimum design of one dimensional photonic crystal for solar cell applications,” in *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, 2022, vol. 1219, no. 1, p. 012047.

[3] Y. Trabelsi, N. B. Ali, and M. Kanzari, “Tunable narrowband optical filters using superconductor/dielectric generalized Thue-Morse photonic crystals,” *Microelectron. Eng.*, vol. 213, pp. 41–46, 2019.

[4] S. Sharma and A. Kumar, “Design of a Biosensor for the Detection of Dengue Virus Using 1D Photonic Crystals,” *Plasmonics*, vol. 17, no. 2, pp. 675–680, 2022.

[5] C.-J. Wu, Y.-N. Rau, and W.-H. Han, “Enhancement of photonic band gap in a disordered quarter-wave dielectric photonic crystal,” *Prog. Electromagn. Res.*, vol. 100, pp. 27–36, 2010.

The 29th Iranian Conference on
Optics and Photonics (ICOP 2023),
and the 15th Iranian Conference on
Photonics Engineering and
Technology (ICPET 2023).
Shiraz University of Technology,
Shiraz, Iran,
Jun. 31-Feb. 2, 2023

تصویربرداری مگنتواپتیکی در میکروساختار طرح دار CoFeB

نزار شنان، ندا روستایی و سیده مهری حمیدی

آزمایشگاه مگنتوپلاسمونیک، پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

دانشکده لیزر فیزیک، دانشگاه بابل، عراق.

چکیده- تصویربرداری مگنتواپتیکی در ساختارهای پیچیده مگنتواپتیکی در راستای کاربری در ادوات مینیاتوری، از اهمیت ویژه ای برخوردار اســت. در این راســتا، ساختار دوبعدی مگنتوپلاسمونی بر روی بستره پلیمری پلی دی متیل سیلوکسان لایه نشانی شده و پاســخ مگنتواپتیکی ساختار تحت میدان مغناطیسی ۴۰ میلی تسلا و در چیدمان کر طولی ثبت شد. جهت ثبت این پاسخ و اطلاع از توزیع ممان های مغناطیسی از نمونه ها، از دوربین استفاده شده است و نتایج خاصل از پژوهش نشان دهنده توزیع مناسب ممان ها در میکرو پیکسل های نمونه است که می تواند جهت کاربری در ادوات حافظه معرفی شود.

کلید واژه- میکروساختار مگنتوپلاسمونی، چیدمان کر طولی، تصویربرداری مگنتواپتیکی.

Magneto-optical imaging in CoFeB Perforated Microstructure

N. S. Shnan[a,b], N. Roostaei[a], S. M. Hamidi[a,*]

[a]Magneto-plasmonic Lab, Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran.

[b]Department of Laser Physics, College of Science for Woman, University of Babylon, Babylon, Iraq.

*Corresponding author: m_hamidi@sbu.ac.ir

Abstract- In this paper we try to describe our experimental setup based on charge coupled device in Longitudinal Kerr setup. For this purpose, we fabricate polydimethylsiloxane based two dimensional microstructures and coat it by gold layer and CoFeB magneto optical thin films. We record magneto optical longitudinal Kerr effect under 40 mT and record the response by CCD camera. Our results show that we have good distribution of magnetic moment which is useful for magneto optical memory applications.

Keywords: Magneto-plasmonic micro structure; Longitudinal Kerr effect; Magneto optical imaging.

1. Introduction

Magneto optical rotation as magnetic field induced polarization rotation has many applications in magneto-optical isolators [1], circulators [2], memories [3] and some ones. One of the main useful topics onto the magneto optical (MO) enhancement is the plasmonic medias, in which light matter interaction enhances due to electric field localization in the sample. Based on our knowledges, there is a lot of researches onto MO enhancement and engineering based on plasmonic metasurfaces, but there is no any report onto the magnetic moment distribution in the samples under magnetic field. In this report, we prepare magneto plasmonic sample to investigatete the magnetic moment distributions.

2. Magneto-optical structure and measurement setup

In this research, plasmonic metasurface embedded into the CoFeB microstructure was fabricated using a low-cost technique based on nanoimprint lithography and the magneto-optical properties of the proposed metasurface were experimentally investigated. In this method, the charge-coupled device (CCD) of a camera was used as a stamp, which has a two-dimensional periodic square pattern with a periodicity of about 2 µm. Also, polydimethylsiloxane (PDMS) material was chosen as a substrate, which is a flexible and transparent polymer that makes it a good candidate for soft nano-lithography technique.

A schematic array of the sample fabrication process is shown in Fig. 1. First, a CCD was carefully extracted from the camera without damaging its surface. Then, the CCD was placed on a glass and the mold was fixed on it and around it was sealed with thermal glue to prevent leakage. In parallel, PDMS polymer (SYLGARD 184 DOW CORNING) and curing agent were mixed at a weight ratio of 10:1 with a DC stirrer for 5 minutes to obtain a homogeneous mixture, and the mixture of PDMS base and curing agent was injected into the prepared mold on the CCD. For degassing, the sample was placed in a vacuum chamber for 15 minutes. Afterward, the PDMS composite was cured using a hot plate with a gradual increase in temperature from 50 to 100 ℃ over a period of 1 h. Finally, the sample was kept at room temperature for 24 hours to finalize the pattern transferring on the PDMS substrate. After 24 h, the patterned PDMS film was carefully peeled off from the CCD stamp, and a 2D periodic PDMS-based microstructure was successfully achieved.

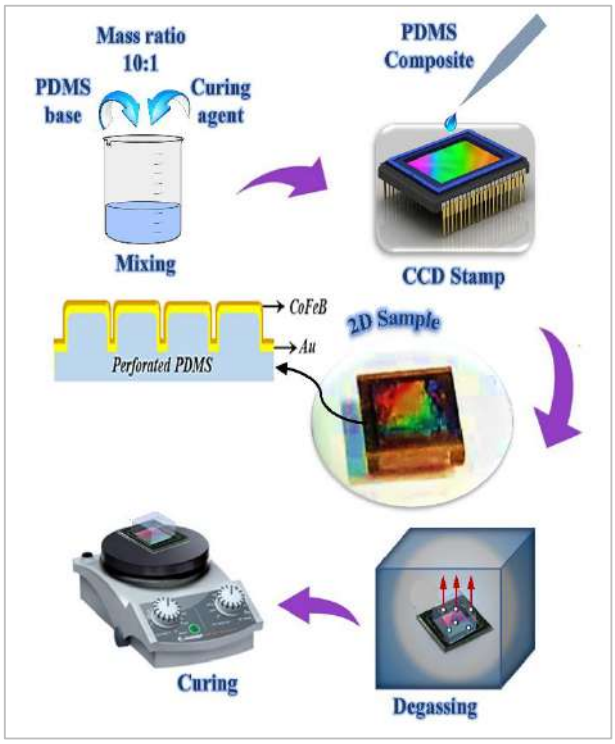


Figure 1: A schematic array of the fabrication process of the CoFeB perforated microstructure.

Based on this method, a patterned PDMS-based sample was produced, which was covered with a thin gold layer with a thickness of 35 nm using the sputtering device. After that, a magnetic thin film of CoFeB with a thickness of 30 nm was deposited

onto the fabricated plasmonic microstructures using direct current (DC) sputtering technique. In this way, two-dimensional plasmonic metasurfaces embedded into the CoFeB microstructure was successfully fabricated with a low-cost, and simple design method based on soft nanolithography.

It should be mentioned that DC sputtering deposition of gold thin film was carried out under the conditions of DC voltage of 365 V, plasma current of 0.01 mA, chamber pressure of 0.005 mbar and substrate rotation speed of 28 rpm. Also, DC sputtering deposition of CoFeB thin film was performed under the conditions of DC voltage of 370 V, plasma current of 0.02 mA, chamber pressure of 0.004 mbar and substrate rotation speed of 28 rpm.

A schematic array of the measurement setup is shown in Fig. 2. As shown, the unpolarized light is linearly polarized by the polarizer, and the polarized light incident onto the sample under the magnetic field. After that, the change in the polarization state is monitored by the analyzer and analyzed after collecting by a CCD camera. The reflected light from the sample is coupled to the CCD camera and then images of the field profile were recorded using a CCD camera, as shown schematically in Fig. 2. All experiments were carried out at room temperature.

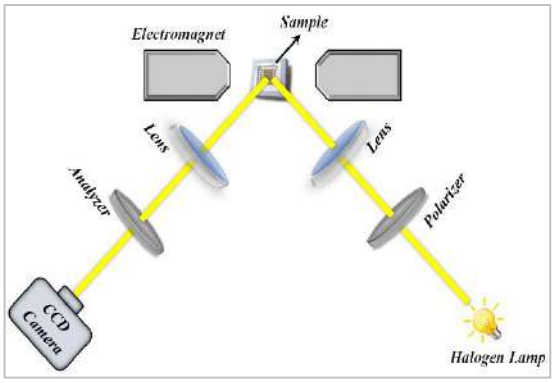


Figure 2: A schematic arrangement of the experimental measurement setup.

3. Results and Discussion

At the first glance, we must get sense about that our microstructure has magneto optical response. For this purpose, we record spectral magneto optical answer of the sample by our normal experimental setup as explained in [4, 5]. But as mentioned in the introduction part, we want to know about all of pixels in our spectrum recording system by CCD based imaging for the first time.

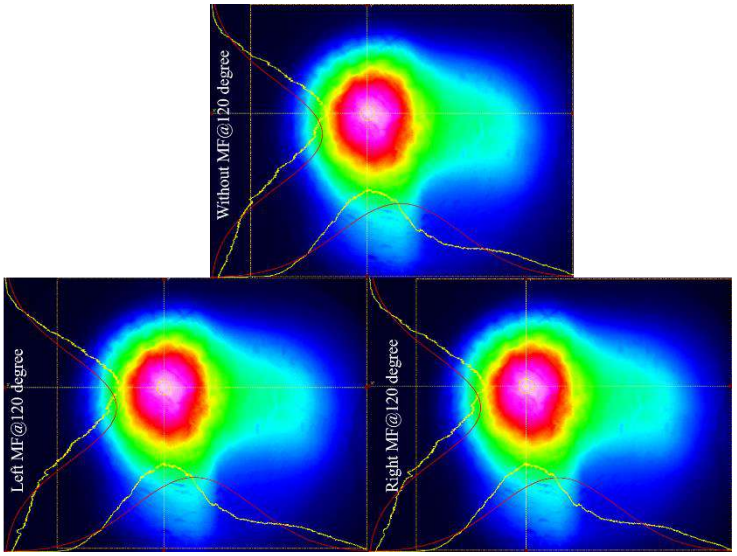


Fig. 3: profile of CCD in 120 degree between analyzer and polarizer for (a) without MF, (b) Left applied MF and (c) Right applied MF.

We record field profile of the sample in all of sweep angles from 0 to 180 degrees and as shown in Fig. 3, we gather these profiles in one angle for example set to 120 degree. These results for the case without magnetic field, Left and Right directions show little change at the first glance. By deep attention, we can see slight changes in X and Y direction of two dimensional images of our CCD's result which must be more investigate by new data set.

As our based knowledge, we define MO figure of merit as I_L-I_R/I_0, in which I_L, I_R and I_0 define intensity for left applied MF, right applied ones and without MF respectively. This parameter for our selection angle, 120 degree, shows in Fig. 4 in both X and Y sweep directions.

As shown in this figure, we have two separate peaks in X direction in the left side of the profiles' center with good contrast, main deep in the center part and another little peak in the right hand side of the profile.

This field profile changes completely on the second directions, Y, as shown in the bottom picture of Fig.4. The main physical reason of this fact which repeat in all other direction also depends on our samples's moments. It means MO moments of the sample and the main magnetization moment in the X and Y direction change.

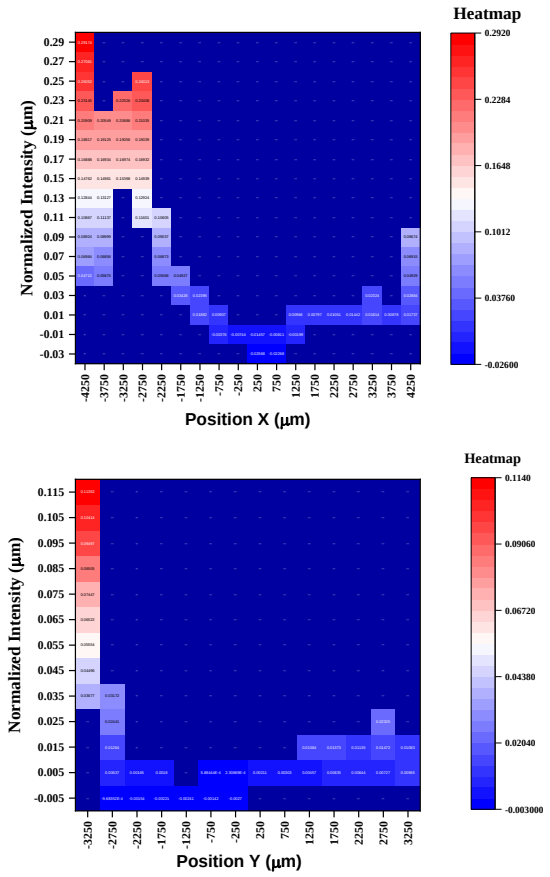


Fig. 4: MO figure of merit for X and Y sweep directions.

Conclusion:

In sum, we fabricate magento plasmonic sample based on two dimensional gold and CoFeB thin films. In order to get magnetic moment distribution, we measure the MO spectra of the sample under 120 degree incidence angle by CCD camera. Our results show the useful results by using this experimental setup.

References

[1] R. Moradlu, S. M. Hamidi, “Two channel Magneto-optical isolator based on semi-MIM and semi-IMI magneto-plasmonic structure”, ICNN2018, Tehran.

[2] I. S. Maksymov, Magneto-Plasmonic Nanoantennas: Basics and Applications, Reviews in Physics 1(C), 2016.

[3] D. Day, M. Gu, A. J. Smallridge, Review of Optical Data Storage, Topics in Applied Physics, 86:1-22, 2003.

[4] S. M. Hamidi, M.M. Tehranchi, " Effect of magnetic annealing on magneto-optical properties of Ce YIG thin films incorporating Gold nanoparticles", J. Phys. D: Applied Phys. 44, 305003 (2011).

[5] N. S. Shnan, S Sadeghi, M Farzaneh, SM Hamidi, VI Belotelov, AI Chernov, Longitudinal Magneto-optical Kerr Effect in Insulator/Metal/Insulator Grating Structure, , Journal of Superconductivity and Novel Magnetism, 1-5, 2022.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

خواص اپتیکی لنزهای تماسی نقره پایه‌ی تصحیح‌کننده کوررنگی تحت تنش

ندا روستائی، حانیه جاراللهی، سیده مهری حمیدی*

آزمایشگاه مگنتوپلاسمونیک، پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران

چکیده- کوررنگی یا نقص دید رنگی نوعی بیماری چشمی است که مانع از تشخیص صحیح رنگ‌های مختلف توسط افراد می‌شود. تاکنون درمان قطعی برای کوررنگی کشف نشده است. بااین‌حال، عینک‌ها و لنزهای رنگی به‌عنوان پوشیدنی‌های چشمی امیدوارکننده برای تصحیح کوررنگی مورد مطالعه قرار گرفته‌اند. در این پژوهش، لنزهای تماسی پلاسمونی بر پایه نانوذرات نقره تولید شده‌اند و برای تصحیح کوررنگی آبی-زرد پیشنهاد شده‌اند. پلی‌دی‌متیل‌سیلوکسان برای ساخت لنز انتخاب شده است که یک ماده زیست-سازگار، غیر سمی، انعطاف‌پذیر و شفاف است و می‌تواند گزینه خوبی برای ساخت لنزهای تماسی باشد. هم‌چنین خواص اپتیکی لنزهای پیشنهادی با اعمال تنش مکانیکی نیز مورد بررسی قرار گرفته است. سنتز نانوذرات پلاسمونی درون لنزهای تماسی به روش ساده سنتز خودآرایی می‌تواند بینش‌های جدیدی را در کاربردهای لنزهای هوشمند جهت مدیریت کوررنگی ارائه دهد.

کلید واژه- کوررنگی، نانوذرات پلاسمونی، لنز تماسی، تشدید پلاسمون‌های سطحی موضعی.

Optical properties of contact lenses based on silver nanoparticles for color blindness correction under stress

N. Roostaei, H. Jarollahi, and S. M. Hamidi*

Magneto-plasmonic Lab, Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran. *m_hamidi@sbu.ac.ir

Abstract- Color blindness or color vision deficiency (CVD) is a type of ocular disease that prevents the recognition of different colors. Until now, the cure for CVD was not discovered. However, tinted glasses and lenses were studied as hopeful devices for CVD correction. In this work, plasmonic contact lenses based on Ag NPs were fabricated and proposed for correction of blue-yellow CVD. Polydimethylsiloxane was chosen for producing the lens, which is a biocompatible, and flexible material and can be a good option for fabricating the contact lenses. Further, the optical properties of the lenses were investigated by applying mechanical stress. Synthesis of Ag NPs inside the lenses by a self-assembly method can offer new insights into the applications of smart lenses for CVD management.

Keywords: Colorblindness, plasmonic nanoparticles, contact lens, LSPR.

مقدمه

کوررنگی یا کمبود دید رنگی (CVD)، نوعی اختلال چشمی است که درآن بیماران در تشخیص رنگ‌ها یا سایه‌های رنگ‌های خاص دچار مشکل می‌شوند. منشأ دید رنگی بشر، گیرنده‌های مخروطی شکل است که به سه دسته مخروط-های حساس به طول موج کوتاه (S)، متوسط (M) و بلند (L) تقسیم می‌شوند. در چشم انسان با دید رنگی طبیعی، تمام سلول‌های مخروطی وجود دارند و فعالیت می‌کنند. درحالی‌که در افراد کوررنگ، یک یا دو نوع از این گیرنده‌ها معیوب هستند یا وجود ندارند و بسته به اینکه کدام نوع گیرنده مخروطی معیوب است، به سه دسته پروتانوپیا (مخروط L معیوب)، دوترانوپیا (مخروط M معیوب) و تری-تانوپیا (مخروط S معیوب) تقسیم می‌شوند. تقریبا ۹۵٪ بیماران CVD مبتلا به دوتان (قرمز-سبز) یا پروتان (آبی-زرد) هستند.

تاکنون درمان شناخته شده‌ای برای کوررنگی کشف نشده است، اما روش‌های مختلفی برای کمک به بیماران توسعه یافته‌اند که ازجمله آن می‌توان به موارد عینک‌های رنگی، لنزهای تماسی رنگی و عینک‌های هوشمند اشاره کرد [۱]. در بین این روش‌ها، عینک‌های رنگی بیشتر مورد توجه کاربران کوررنگ قرار گرفته‌اند. ایده استفاده از فیلترهای رنگی برای اولین بار توسط Seebeck در سال ۱۸۳۷ ارائه شد [۲]. تاکنون، بسیاری از عینک‌های مبتنی بر فیلترهای رنگی برای تصحیح کوررنگی به‌طورگسترده مورد بررسی قرار گرفته‌اند. بااین‌حال، این عینک‌ها دارای محدودیت‌هایی مانند قیمت بالا، حجیم بودن و ناسازگاری با سایر عینک‌های تصحیح بینایی هستند.

اخیراً لنزهای تماسی بر پایه نانوساختارهای پلاسمونی برای تصحیح کوررنگی مورد توجه قرار گرفته‌اند که مزایای استفاده از این نانوذرات پلاسمونی عبارتند از: پایداری، تنظیم‌پذیری، فرایند ساخت ساده و زیست‌سازگاری. در این پژوهش، لنزهای تماسی پلاسمونی مبتنی بر پلیمر پلی‌دی-متیل‌سیلوکسان (PDMS) جهت تصحیح کوررنگی آبی-زرد پیشنهاد و تولید شده‌اند و مورد بررسی قرار گرفته‌اند.

مواد و روش‌ها

طرحواره مراحل ساخت لنزهای تماسی پلاسمونی مبتنی بر پلیمر PDMS در شکل ۱ نشان داده شده است. ابتدا مخلوطی از ماده PDMS و عامل پخت با نسبت وزنی ۱۰:۱ تهیه شده است و ترکیب این دو ماده به مدت ۵ دقیقه با همزن DC مخلوط شده است تا مخلوطی همگن حاصل شود. سپس ترکیب پلیمر و عامل پخت درون قالب لنز تزریق شده و قالب حاوی نمونه جهت حباب‌گیری به مدت ۱۵ دقیقه در محفظه خلاء قرار داده شده است. پس از آن، نمونه بر روی هیتر قرار داده شده و با افزایش تدریجی دما از ۵۰ تا ۱۰۰ درجه سانتی‌گراد طی یک ساعت پخته شده است. بعد از ۲۴ ساعت، لنز مبتنی بر PDMS از قالب جدا شده است و بدین‌ترتیب لنز زیست‌سازگار شفاف بر پایه PDMS حاصل خواهد شد.

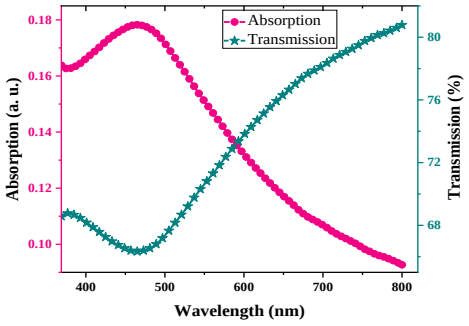
شکل ۱: طرحواره مراحل تولید لنز تماسی پلاسمونی بر پایه نانوذرات نقره، تصویر واقعی لنز پلاسمونی تولید شده، پیوست شده است.

در مرحله بعد، لنز پلیمری تولیدشده درون محلول نیترات نقره ($AgNO_3$) با غلظت ۰/۰۳ مولار به مدت ۳۶ ساعت

غوطه‌ور شده است. همانطور که در شکل ۱ مشاهده می‌شود، رنگ لنز پس از غوطه‌وری درون محلول نیترات نقره تغییر کرده است که نشان‌دهنده تشکیل نانوذرات نقره درون لنزهای مبتنی بر پلیمر PDMS است و نانوذرات نقره درون ماتریس پلیمری PDMS با روش ساده خودآرایی [۳] سنتز شده‌اند. اتصال عرضی PDMS از واکنش بین گروه‌های هیدرید سیلیکون (Si-H) در عامل پخت و گروه های وینیل ($Si\text{-}CHLCH_2$) در مونومر نشأت می‌گیرد. پس از پخت PDMS، برخی از گروه‌های Si-H باقی می‌مانند که عامل اصلی تولید نانوذرات نقره در روش سنتز خودآرایی هستند.

نتایج و بحث

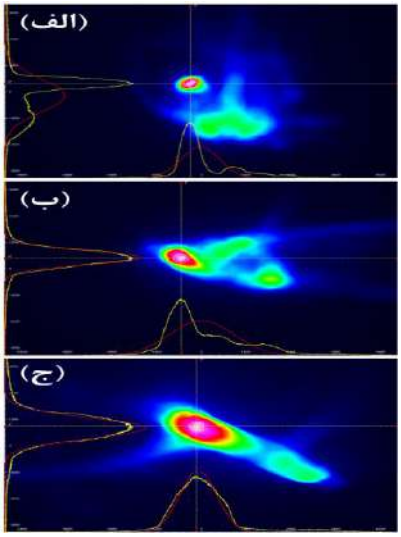
طیف جذب و عبور لنز پلاسمونی پیشنهادی مبتنی بر نانوذرات نقره با استفاده از طیف‌سنج UV-Vis اندازه‌گیری شده و در شکل ۲ نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می‌شود، بیشینه جذب لنز پلاسمونی تولیدشده در طول موج ۴۶۵ نانومتر رخ داده است که ناشی از تشدید پلاسمون‌های سطحی موضعی (LSPR) نانوذرات نقره می‌باشد.



شکل ۲: طیف جذب و عبور لنز پلاسمونی تولید شده بر پایه نانوذرات نقره.

ازآنجاکه برای تصحیح کوررنگی تری‌تانوپیا (آبی-زرد)، محدوده طول موجی ۵۰۰-۴۵۰ نانومتر باید فیلتر گردد، لنز پیشنهادی مبتنی بر نانوذرات نقره می‌تواند برای تصحیح این نوع کوررنگی مورد استفاده قرار گیرد. لنز پلاسمونی پیشنهادی بر اساس پدیده تشدید پلاسمون‌های سطحی موضعی عمل می‌کند و نانوذرات نقره تعبیه‌شده درون لنزهای تماسی بر پایه PDMS، فیلتر رنگی خوبی را برای تصحیح کوررنگی آبی-زرد ارائه می‌دهند.

در ادامه، خواص اپتیکی لنز پلاسمونی پیشنهادی مورد بررسی قرار گرفته است. نور پهن‌باند لامپ هالوژن به عنوان منبع نور به کار رفته و لنز پلاسمونی پیشنهادی جلوی منبع نور قرار داده شده است. سپس، با قرار دادن دوربین CCD در کانون لنز پلاسمونی، تصویر توزیع شدت نور آشکارسازی و ثبت شده است (شکل ۳-(الف)). همانطور که مشاهده می‌شود، با قرار دادن لنز پلاسمونی جلوی منبع نور، نور کانونی شده و لنز پلاسمونی همانند یک لنز اپتیکی عمل کرده است. علاوه‌براین، تغییرات توزیع شدت نور با اعمال کشش (کشیدگی) و تنش (فشردگی) مکانیکی به لنز تماسی پلاسمونی توسط دوربین سی‌سی‌دی ثبت شده است (شکل ۳-(ب)-(ج)).

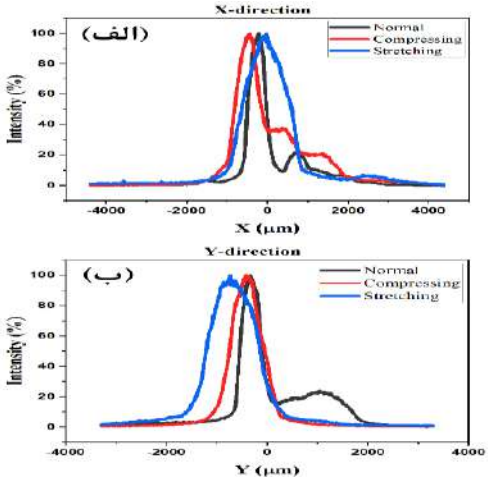


شکل ۳: تصویرهای ثبت‌شده از پروفایل توزیع شدت نور لنز پلاسمونی برای حالت‌های: (الف) عادی و بدون اعمال تنش مکانیکی، بعد از اعمال (ب) تنش (فشردگی) و (ج) کشش (کشیدگی) به لنز تماسی پلاسمونی.

لازم به ذکر است که جهت اعمال کشش به لنز پیشنهادی، از یک گیره استفاده شده که کشیدگی ملایمی در بستره منعطف لنز ایجاد می‌کند درحالی‌که برای اعمال تنش (فشردگی لنز)، لنز موردنظر اندکی توسط گیره فشرده شده

است. مطابق نتایج، پروفایل لکه نور با اعمال کشش و تنش مکانیکی تغییر کرده است و با اعمال کشش به لنز پیشنهادی، اندازه لکه نور نیز بزرگتر شده (شکل ۳-(ج)) که ناشی از تغییر فاصله کانونی لنز بر پایه PDMS در اثر اعمال کشش مکانیکی است.

جهت بررسی دقیق‌تر، نمودارهای توزیع مکانی شدت در جهت‌های x و y برای حالت‌های قبل و بعد از اعمال تنش و کشش، استخراج و در شکل ۴ آورده شده است. مطابق شکل ۴، در حالت‌های کشیدگی و فشردگی لنز (منحنی-های آبی و قرمز رنگ)، نمودار توزیع شدت در راستاهای x و y نسبت به حالت عادی (منحنی مشکی رنگ) تغییر کرده است و همچنین پهنای منحنی توزیع شدت نیز با اعمال کشش و تنش افزایش یافته است که ناشی از تغییر خواص اپتیکی لنز در اثر اعمال کشش و تنش مکانیکی است.



شکل ۴: مقایسه توزیع مکانی شدت در جهت‌های (الف) x و (ب) y برای حالت‌های قبل و بعد از اعمال کشش و تنش به لنز تماسی.

فاصله کانونی لنزهای پلاسمونی بر پایه پلیمر PDMS، قبل و بعد از اعمال کشش و تنش مکانیکی اندازه‌گیری شده و نتایج در جدول ۱ آورده شده است. مطابق نتایج، با اعمال کشش و تنش مکانیکی، فاصله کانونی لنز تغییر کرده است و به این ترتیب، یک لنز اپتیکی با فاصله کانونی تنظیم‌پذیر با اعمال کشش و تنش خواهیم داشت.

جدول ۱-فاصله کانونی لنزهای تماسی پلاسمونی در حالت عادی و با اعمال کشش و تنش‌های مکانیکی.

	Focal distance (f)
Au-based contact lens	Normal: 2.3 cm
	Compressing: 2 cm
	Stretching: 1.7 cm
Ag-based contact lens	Normal: 2.3 cm
	Compressing: 2.7 cm
	Stretching: 2.2 cm

بنابراین، لنز پلاسمونی پیشنهادی نه تنها برای بهبود کوررنگی آبی-زرد می‌تواند کاربردی باشد، بلکه به عنوان یک لنز اپتیکی نیز عمل می‌کند که با اعمال کشش و تنش مکانیکی می‌توان فاصله کانونی آن را تنظیم کرد.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، لنزهای پلاسمونی بر پایه نانوذرات نقره تولید شده‌اند و برای تصحیح کوررنگی آبی-زرد پیشنهاد شده‌اند. لنز پلاسمونی پیشنهادی مبتنی بر پدیده تشدید پلاسمون‌های سطحی موضعی عمل می‌کند و نانوذرات نقره تعبیه‌شده درون لنزهای پیشنهادی، فیلتر رنگی خوبی را برای تصحیح کوررنگی آبی-زرد ارائه می‌دهند. علاوه‌براین، خواص اپتیکی لنز پلاسمونی پیشنهادی با اعمال کشش و تنش مکانیکی مورد بررسی قرار گرفته است و نشان داده شده است که لنز پلاسمونی پیشنهادی نه تنها می‌تواند برای مدیریت کوررنگی آبی-زرد مفید باشد، بلکه به عنوان یک لنز اپتیکی با فاصله کانونی تنظیم‌پذیر نیز عمل می‌کند.

مرجع‌ها

[1] A. E. Salih, M. Elsherif, M. Ali, N. Vahdati, A. K. Yetisen, and H. Butt, “Ophthalmic wearable devices for color blindness management”, Adv. Mater. Technol., Vol. 5, No. 8, 1901134-1901146, 2020.

[2] A. Seebeck, “Ueber den bei manchen Personen vorkommenden Mangel an Farbensinn,” Annalen der Physik, Vol. 118, No. 10, pp. 177-233, 1837.

[3] N. Roostaei, and S. M. Hamidi, “Plasmonic Eyeglasses Based on Gold Nanoparticles for Color Vision Deficiency Management”, ACS Appl. Nano Mater., 2022.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

تحلیل طیف بازتاب میکرو و نانو سلول‌های اتم روبیدیوم

رضا غلامی، مهناز اسدالله سلمان پور، محمد مصلح، سیده مهری حمیدی

آزمایشگاه مگنتوپلاسمونیک، پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

چکیده – سلول‌های مینیاتوری بخار اتم روبیدیوم برای طیف‌سنجی اتمی، مشاهده و اندازه‌گیری دقیق فرکانس، میدان مغناطیسی و میدان الکتریکی نقش لازم و ضروری دارند. در این گزارش، نحوه ساخت و اندازه‌گیری طیف بازتابی از این سلول‌ها را گزارش کرده‌ایم و جابه‌جایی و پهن‌شدگی‌های اتفاق افتاده بر روی طیف‌های بازتابی را موردبررسی قرار داده‌ایم. نتایج حاصل از اندازه‌گیری نشان‌دهنده نقش مؤثر لایه بازتابنده در پهن‌شدگی و جابه‌جایی فرکانسی گاز روبیدیوم در نانو سلول‌های ساخته‌شده است.

کلیدواژه- سلول میکرو، سلول نانو، اتم روبیدیوم، طیف‌سنجی اتمی، کازیمیر-پولدر.

Analysis of reflection spectrum in micro and nano rubidium atomic cells

Reza Gholami, Mahnaz Asadolah Salmanpour, and Mohammad Mosleh, Seyedeh Mehri Hamidi.

Magneto-plasmonic lab, Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran.

Abstract- Miniaturized Rubidium atom vapor cells play an important role for atomic spectroscopy, observation and precise measurement of frequency, magnetic field and electric field. In this article, we have reported how to fabricate and measure the reflection spectrum of these cells, and we have investigated the displacement and broadening that happened on the reflection spectrum. Our results show the effective role of the reflective layer consists of gold nano island in the broadening and frequency shift of the rubidium gas in the manufactured nano cells.

Keywords: Micro-cell, Nano-cell, Rubidium atom, Atomic spectroscopy, Casimir-Polder

مقدمه

مهندسی ابعاد سلول‌های بخار اتمی در راستای مینیاتوری کردن سلول‌ها در دستگاه‌های یکپارچه همانند حافظه‌های کوانتومی [۱]، ژیروسکوپ‌های اتمی[۲] و ساعت‌های اتمی و مغناطیس‌سنج‌های اتمی [۳] ، بسیار موردتوجه قرارگرفته است.

در این نوع از سلول‌ها، باضخامت کم در محدوده ۱۰ تا ۱۰۰۰ میکرومتر، وضوح طیف‌سنجی افزایش‌یافته[۴] و در کنار آن، کاهش پهن‌شدگی همانند دوپلر و برخوردی دیده می‌شود. بخارات اتمی قلیایی در این سلول‌ها با سرعتی در حدود چند صد متر بر ثانیه حرکت می‌کنند و تغییر طول سلول، زمان گذار را تغییر می‌دهد و این تغییر زمان گذار موجب متفاوت شدن فاکتور کیفیت ساختار فوق‌ریز می‌شود. همچنین وجود گاز بافر باعث تغییر در پهن‌شدگی خط گذار اتمی می‌شود. به دلیل برخوردها، گذارهای زیمن یا گذارهای فوق‌ریز به‌طور قابل‌توجهی جابه‌جاشده و پهن‌تر می‌شوند. به‌طورمعمول فشار گاز بافر، P، با نرخ پویش آزاد میانگین اتم‌ها، 1/p، از دیواره‌ها تنظیم می‌شود. فشار بهینه گاز بافر برای گذارهای فوق‌ریز در سلول‌های سانتیمتری، چند صد میلی بار و برای سلول‌های میلی‌متری چندین بار است[۵].

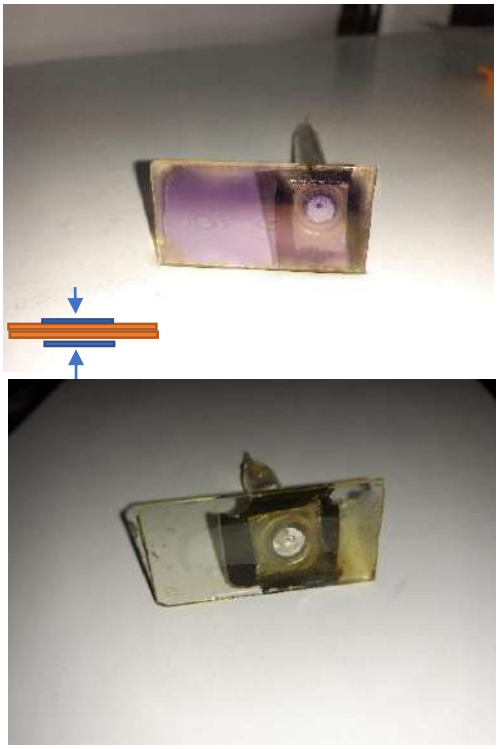
برخوردهای تبادل اسپین بین اتم‌های قلیایی نیز می‌تواند باعث پهن‌شدگی متناسب با چگالی اتم قلیایی شود. برخوردها به‌قدری سریع اتفاق می‌افتند که فقط وضعیت اسپین الکترون را تغییر می‌دهند و تأثیر قابل‌توجهی بر اسپین‌های هسته‌ای ندارند. بنابراین برخورد تبادل اسپینی بین اتم‌های قلیایی می‌تواند تراز فوق‌ریز اتم‌ها را تغییر دهد و درعین‌حال حرکت زاویه‌ای کل جفت اتم شرکت‌کننده در برخورد را حفظ کند. درنتیجه برخوردهای تبادل اسپینی باعث ناهمدوسی مجموعه‌ای از اتم‌های قطبیده در حضور میدان مغناطیسی می‌شود. در اتم‌های روبیدیوم برخوردهای تبادل اسپین منجر به پهن‌شدگی وسیعی در پهنای خط گذار فوق‌ریز در حدود ۷۰۰ Hz در دمای ۸۵° می‌شود. پهن‌شدگی تبادل اسپین برای سلول‌های کوچک‌تر که در آن چگالی فلز قلیایی بالاتری برای دریافت سیگنال‌های بهینه موردنیاز است، اهمیت فزاینده‌ای پیدا می‌کند. نرخ پویش آزاد تبادل اسپینی برای مغناطیس‌سنج‌های اتمی نیز مهم است که معمولاً در دمای سلولی بالاتر از دمای ساعت‌های اتمی کار می‌کنند[۵].

همچنان که گذشت، بررسی و کنترل پهن‌شدگی در سلول‌های بخار اتمی جهت کاربری در دستگاه‌های فوق پیشرفته اهمیت به سزایی دارد. در این گزارش به ساخت و اندازه‌گیری پهن‌شدگی در سلول‌های نوظهور میکرو و نانو پرداخته‌ایم

ساخت سلول‌های میکرو و نانو

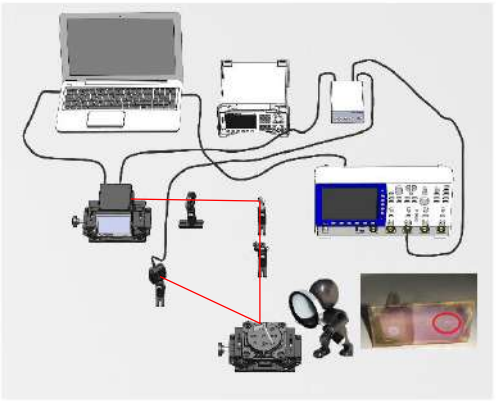
به‌منظور ساخت سلول‌های اتمی میکرو و نانو، ابتدا یک سطح تمیز و با صافی سطح اپتیکی بالا انتخاب کرده و سپس با کمک روش لایه نشانی کندو پاش، مقدار ۷ تا ۱۰ نانومتر طلا روی سطح لایه نشانی می‌کنیم. در مرحله بعد با کمک عملیات حرارتی پلکانی لایه‌نازک طلا را به نانو ذرات طلا تبدیل می‌کنیم. بستره شیشه‌ای شامل نانو ذرات در کنار بستره صاف دیگری قرارگرفته و بسته به میزان فشار اعمالی به هسته اصلی سلول‌های میکرو و نانو تبدیل می‌شوند. در مرحله نهایی گاز روبیدیوم تحت خلأ و با کمک نازل انگشتی[۱] به هسته اصلی اضافه می‌شود (شکل ۱).

[۱] Cold finger



شکل ۱: سلول بخار اتمی روبیدیوم (بالا) نانو و (پایین) میکرو. تصویر پیوست شده در بالا طرحواره چگونگی قرار گرفتن پنجره‌های سلول است.

پس از آماده شدن سلول‌ها طیف بازتابی در بازه فرکانسی ۱۲ گیگاهرتزی با کمک چیدمان مدولاسیون فرکانسی و در آزمایشگاه مگنتو پلاسمونیک ثبت شد.

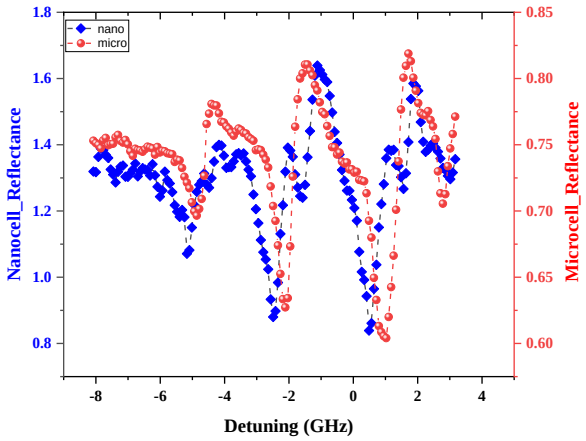


شکل ۲: طرحواره چیدمان بازتابی سلول‌های بخار اتمی، در این چیدمان نور لیزر پس از مدولاسیون و عبور از منشور به سطح سلول‌های میکرو و نانو برخورد می‌کند و با زاویه ۴۵ درجه توسط آشکارساز (پس از عبور از قفل کننده در فرکانس ویژه) دریافت می‌شود.

در این چیدمان لیزر مورداستفاده DFB ۷۹۵ نانومتر (طیف جذب خط D_1 اتم روبیدیوم [۶]) و به کمک تولیدکننده سیگنال مدوله می‌شود و پس از بازتاب نور از سطح سلول به کمک قفل کننده در فرکانس ویژه[۲] مدوله معکوس شده و پس از مشاهده روی نوسان‌نما با نرم‌افزار لب ویو ثبت می‌شود (شکل ۲).

بازتاب سلول‌های میکرو و نانو

بازتاب از سلول‌های میکرو و نانو به ترتیب بارنگ‌های قرمز و آبی در شکل۳ نمایش داده‌شده است. تمام گذارها در نمودار سلول نانو از شدت بالاتری برخوردارِ بوده و نیز نسبت به پیک‌های مشابه در سلول میکرو مقداری جابجایی پیداکرده است.



شکل ۳: ایزوتوپ‌های اتم روبیدیوم دارای خطوط جذب D1 و D2 هستند که طول‌موج جذب آن‌ها به ترتیب ۷۹۵ و ۷۸۰ نانومتر است، این نمودار مربوط به بازتاب گذارهای خط D1 در سلول‌های میکرو و نانو است.

همچنین میزان پهن‌شدگی و ضریب بازتاب در سلول میکرو به نسبت سلول نانومتری به ترتیب بیشتر و کمتر شده است

[۲] Lock in amplifier

افزایش مشاهده‌شده در میزان بازتاب در سلول نانومتری شامل نانو ذرات طلا به جای گزیده شدن میدان در محل نانو ذرات بستگی مستقیم دارد. از سویی دیگر کاهش طول راه نوری در اثر این جایگزیدگی موجب کاهش پهن‌شدگی در سلول نانومتری شده است [۷].

علاوه بر تأثیر مستقیم اثرات برخوردی در جابه‌جایی مشاهده‌شده در گذارهای اتمی می‌توان به تئوری کازیمیر-پولدر اشاره کرد[۸]. این تئوری که بر پایه نیروی واندروالسی مطرح می‌شود، هنگامی‌که یک اتم قلیایی با یک دیوار برخورد می‌کند انرژی ترازهای پایه‌ی فوق‌ریز توسط برهمکنش واندروالس جابه‌جا می‌شوند. این شکافتگی انرژی که در طول زمانی که‌اتم روی دیوار صرف می‌کند(زمان جذب) به‌طور میانگین محاسبه می‌شود، منجر به یک جابه‌جایی فاز φ، در همدوسی فوق‌ریز اتم می‌شود. با این فرض که $\varphi \ll 1$ باشد، اثر تجمعی بسیاری از این برخوردها یک جابه‌جایی کلی در فرکانس فوق‌ریز ایجاد می‌کند[۵]. به‌طور موازی در اثر کازیمیر که درواقع یک محاسبه پیشرفته‌تر از نیروی واندروالس است، وقتی یک اتم در نزدیک سطح قرار می‌گیرد با تصویر خود در صفحه یک دوقطبی الکتریکی تشکیل می‌دهد و این دوقطبی الکتریکی باعث اضافه شدن یک جمله ثابت به هامیلتونی و درنتیجه جابه‌جایی چشم‌گیرتری نسبت به تئوری واندروالس می‌شود[۹].

این پدیده در سلول نانومتری موردنظر با ورود نانو ذرات طلا غالب می‌شود، به این صورت که نانو ذرات طلا به‌عنوان صفحه تصویر عمل کرده و به دلیل جزیره‌ای بودن، تصاویر متعددی از اتم در آن تشکیل می‌شود. این تصاویر متعدد سهم چندقطبی در هامیلتونی را افزایش داده و موجب جابه‌جایی خطوط گذار در شکل ۳ می‌شود.

نتیجه‌گیری

ساخت سلول‌های اتمیِ میکرو و نانو با کمک صفحات مسطح شیشه‌ای و نانو ذرات طلا در این گزارش، انجام‌شده است. نتایج حاصل از داده‌های نانو و میکرو سلول نشان می‌دهد که در نانو سلول به دلیل وجود نانو ذرات طلا و اثر کازیمیر-پولدر مقدار ۰/۳۸ گیگاهرتز جابه‌جایی در ساختارهای فوق‌ریز اتمی راداریم.

مرجع‌ها

[1] M. Hosseini, B. Sparkes, G. Campbell, P. Lam, and B. Buchler, “High efficiency coherent optical memory with warm rubidium vapour,” Nat. Commun. 2, 174 (2011).

[2] E. A. Donley, J. L. Long, T. C. Liebisch, E. R. Hodby, T. A. Fisher, and J. Kitching, “Nuclear quadrupole resonances in compact vapor cells: The crossover between the NMR and the nuclear quadrupole resonance interaction regimes,” Phys. Rev. A 79, 013420 (2009).

[3] Y. Ji, J. Shang; G. Li; J. Zhang; J. Zhang, "Microfabricated shaped rubidium vapor cell for miniaturized atomic magnetometers." *IEEE Sensors Letters* 4.2 (2020).

[4] S. Briaudeau, D. Bloch, and M. Ducloy. "Sub-Doppler spectroscopy in a thin film of resonant vapor." *Physical Review A*, 59, 5 (1999).

[5] J. Kitching, "Chip-scale atomic devices." *Applied Physics Reviews* 5.3 (2018).

[6] Steck, Daniel A. "Rubidium 87 D line data." (2001).

[7] A. Sargsyan, E. Klinger , Y. Pashayan-Leroy , C. Leroy , A. Papoyan , and D. Sarkisyan, "Selective reflection from Rb vapor in half-and quarter-wave cells: features and possible applications." *JETP letters* 104, 4 (2016).

[8] C. I. Sukenik, M. G. Boshier, D. Cho, V. Sandoghdar, and E. A. Hinds, "Measurement of the Casimir-Polder force." *Physical review letters* 70, 5 (1993).

[9] A. Laliotis, Athanasios, T. P. de Silans, I. Maurin, M. Ducloy and D. Bloch, "Casimir–Polder interactions in the presence of thermally excited surface modes." *Nature communications* 5, 1 (2014).

بیست ونهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳بهمن ۱۴۰۱

بررسی بهبودبخشی پلاسمای سرد بر خواص اپتیکی لایه متخلخل دی‌اکسید تیتانیوم به عنوان لایه انتقال‌دهنده الکترون در سلول خورشیدی پروسکایتی

فاطمه هاشم‌پور دستجردی[۱،۲]، محمود برهانی زرندی[۱،۲*]، حجت امراللهی بیوکی[۱،۲]، مهدی شریفیان[۱]

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

[۲] گروه پژوهشی فوتونیک مرکز تحقیقات مهندسی، دانشگاه یزد، یزد، ایران

f.h.3677@gmail.com, *mborhani@yazd.ac.ir, hojjat.amrollahi@gmail.com, mehdi.sharifian@yazd.ac.ir

چکیده–سلول‌های خورشیدی پروسکایتی مرسوم، سلول‌های با لایه انتقال‌دهنده الکترونی هستند که نیاز به پخت در دمای ۴۵۰ درجه دارند. در این مقاله، برای ساخت لایه متخلخل دی‌اکسید تیتانیوم ($mp\text{-}TiO_2$) به عنوان لایه انتقال‌دهنده و جمع آوری‌کننده الکترون در سلول‌های پروسکایتی از روش پلاسمای سرد جهت تیمار سطحی لایه $mp\text{-}TiO_2$استفاده گردید. به‌منظور بهینه سازی این اثر، نانوذرات TiO_2 بر روی بستر FTO لایه‌نشانی گردید و تحت تابش پلاسما در مدت زمان های متفاوت (۳۰، ۶۰ و ۹۰ ثانیه) قرار داده شد. بر اساس مشخصه یابی‌های اپتیکی صورت گرفته بیشترین اثر برای سلول‌های با زمان تیمار پلاسمایی ۶۰ ثانیه بدست آمد و خواص اپتیکی همچون گاف نواری مناسب در محدوده ۲,۶ eV به دست آمد که در تطابق با نتایج لایه بازپخت شده حرارتی قرار دارد.

کلید واژه- پلاسمای سرد، تیمار سطحی، لایه متخلخل دی‌اکسید تیتانیوم، ، گاف انرژی

Investigating of cold plasma treatment on the optical properties of the mesoporous TiO_2 as an electron transfer layer in perovskite solar cell.

Fatemeh Hashempoor Dastjerdi[1,2], Mahmood Borhani Zarandi[1,2,*], Hojjat Amrollahi Bioki[1,2], Mehdi Sharifian[1]

[1] Department of Physics, Yazd University, Yazd, Iran

[2] Photonics Research Group, Engineering Research Centre, Yazd University, Yazd, Iran

Abstract- The traditional-based solar cells use an electron collection layer that requires sintering at 450 °C. In this paper, the cold plasma method was used for the surface treatment of the mp-TiO_2 layer to make a porous layer as an electron transfer layer in perovskite solar cells. In order to optimize this effect, TiO_2 nanoparticles were deposited on the FTO substrate and subjected to plasma irradiation for different periods (30, 60 and 90 seconds). Based on the optical characterization, the greatest effect was obtained for samples with plasma

treatment time of 60 seconds, and optical properties such as bandgap in the range of 2.6 eV were obtained, which is in agreement with the results of the thermally annealed samples.

Keywords: Band gap, Cold plasma, Mesoporous TiO_2 layer, Surface treatment.

مقدمه

لایه انتقال‌دهنده الکترون نقش مهمی را در جذب و جمع آوری الکترون و جلوگیری از بازترکیب، بین الکترون‌ها در FTO و حفره‌ها در لایه پروسکایت، مخصوصاً در سلول‌های پروسکایتی مسطح دارد. ویژگی شفافیت اپتیکی بالا، توانایی حمل بار، انتقال بار فوق العاده TiO_2 به خوبی این ماده را به‌عنوان یک کاندید کارآمد برای انتقال‌دهنده الکترون برمی‌گزینند. اما هنوز این مواد نیاز به دمای بالا برای افزایش بلوری‌شدن و بدست آوردن لایه‌های نازک متخلخل آناتاز خالص و بدون مواد اولیه جهت انتقال‌دهی و حرکت بار مناسب دارند. پخت دادن در دمای بالا چندین نقطه ضعف دارد از جمله موجب هزینه بیشتر و تولید کندتر می‌شود و کاربردش در جامدات را محدود می‌کند[۱]. بنابراین نیاز به توسعه یک روش جدید برای ساخت $mp\text{-}TiO_2$ در دمای پایین وجود دارد.

تیمار سطحی با پلاسما به یک روش بسیار محبوب تبدیل شده است زیرا روشی سریع و تمیز برای اصلاح سطوح مختلف ارائه می‌دهد. بخشی از کاربردهای تیمار پلاسمایی که منجر به بهبود سطحی لایه می‌شود، شامل حذف مواد آلی از لایه‌ها، بیشترین کاربرد پلاسما در مهندسی بین سطحی، بهبود عملکرد سلول های خورشیدی پروسکایت و به طور کلی ابزارهای اپتوالکترونیکی لایه نازک است .اخیراً نشان داده شده است که پلاسمای اکسیژن/آرگون می‌تواند با حذف گونه‌های اتصال‌دهنده‌های آلی در$m\text{-}TiO_2$ به طور موثری تهی‌جاهای اکسیژن سطحی را حذف کند[۲]. تهی‌جاهای اکسیژن در سطح به عنوان تله حامل بار عمل می‌کند و مانع استخراج بار از مواد مجاور می شود. با این حال، در مورد اثرات مفید فضای خالی سطح اکسیژن بر عملکرد سلول خورشیدی، اختلاف نظر وجود دارد[۳].

پلاسماهای الکتریکی تولید شده در دماهای پایین که به طور گسترده به عنوان پلاسمای سرد شناخته می شوند، ظرفیت اصلاح سطوح مختلف مواد را بدون تأثیر بر ساختار حجیم آنها دارند.

در این مطالعه قصد داریم بجای بازپخت لایه $mp\text{-}TiO_2$ در دمای ۴۵۰ °C اثر پلاسمای سرد بر روی این لایه‌ها و در نهایت پارامترهای اپتیکی و ساختاری آن‌ها را مورد مقایسه قرار دهیم.

مواد و روش ها

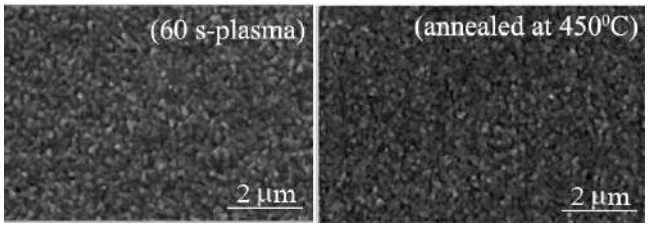
ابتدا FTO طی چندین مرحله بطور کامل با استون، اتانول و آب مقطر در اولتراسونیک شست‌شو داده شدند. به‌منظور لایه‌نشانی لایه انتقال‌دهنده الکترون، محلول تیتانیوم ایزوپروپوکساید (TTIP) رقیق شده با اتانول خشک با نسبت حجمی (۹:۱) با استفاده از روش چرخشی با سرعت ۴۰۰۰ دور بر دقیقه به مدت ۳۰ ثانیه بر روی سطح FTO لایه نشانی شده و به مدت ۳۰ دقیقه تحت دمای ۵۰۰ درجه سانتیگراد پخت شد. محلول رقیق شده خمیر $mp\text{-}TiO_2$ در اتانول با نسبت وزنی (۵:۱) (که دارای ذرات با اندازه ۳۰ نانومتر است) ترکیب شدند و سپس به روش لایه‌نشانی چرخشی روی زیرلایه، لایه‌نشانی انجام شد. ابتدا به مدت ۲۰ دقیقه روی گرمکن ۲۰۰ °C خشک و سپس جهت بهینه‌سازی سطحی تحت تابش پلاسمای تخلیه سد الکتریکی در فشار اتمسفری با توان ۱۰۰ W در زمان‌های مختلف (۳۰، ۶۰ و ۹۰ ثانیه) قرار داده شد. همچنین، یک لایه $mp\text{-}TiO_2$ که در دمای ۴۵۰ درجه

سانتیگراد به مدت ۳۰ دقیقه پخت شده بود، به عنوان نمونه مرجع برای مقایسه انتخاب شد.

جهت تعیین خواص ساختاری لایه‌های نازک تهیه‌شده، از آزمون پراش پرتو ایکس XRD (ADVANCE–D8) استفاده شد. ویژگی‌های اپتیکی این لایه‌ها بر اساس طیف جذب لایه‌ها توسط دستگاه طیف‌سنج Ocean Optics UV/Vis Spectrophotometers (HR400) در بازه طول موجی ۳۰۰ تا ۷۵۰ نانومتر اندازه‌گیری شد.

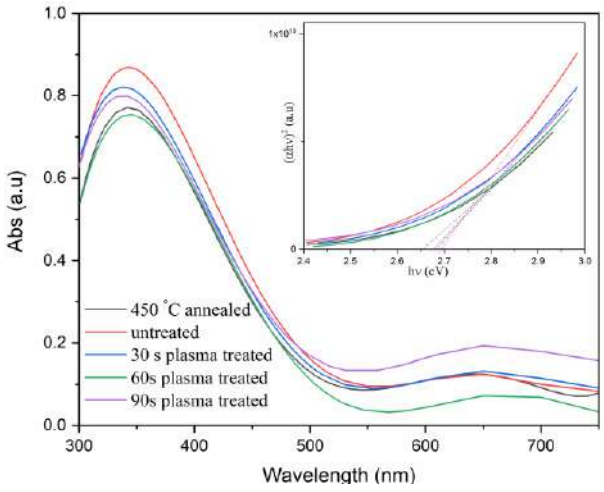
نتایج و بحث

شکل ۱، تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی از سطح لایه‌های $mp\text{-}TiO_2$ پخت شده و تیمارشده با پلاسما در زمان ۶۰ ثانیه را نشان می‌دهد. مورفولوژی لایه $mp\text{-}TiO_2$ تیمار شده با پلاسما (۶۰ s) مشابه فیلم $mp\text{-}TiO_2$ بدون پلاسما بود و همانطور که انتظار می‌رفت در مرفولوژی لایه‌ها تغییر چندانی مشاهده نمی‌شود و تمامی لایه‌های TiO_2دارای سطح یکنواخت و مسطح با اندازه دانه در حدود ۴۰-۳۰ نانومتر بودند.



شکل ۱: تصاویر میکروسکوپ الکترونی ار سطح لایه $mp\text{-}TiO_2$ پخت شده و تیمار شده با پلاسما در ۶۰ ثانیه

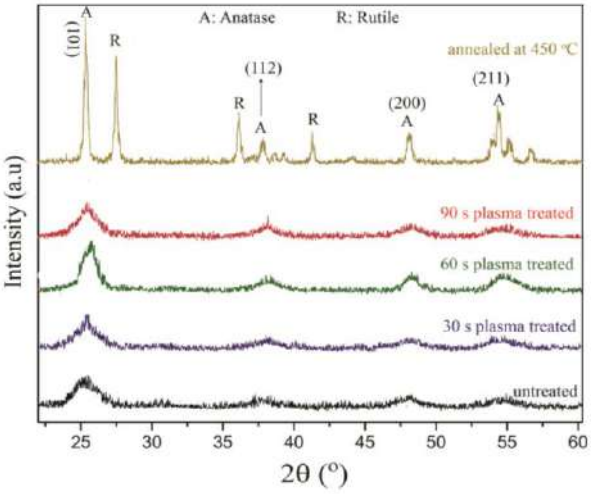
طیف جذب در ناحیه طول موج مرئی برای لایه‌های نازک $mp\text{-}TiO_2$ تیمارشده با پلاسما در زمان‌های مختلف در شکل ۲ نشان می‌دهد که لبه جذب در محدوده طول موج ۳۸۰-۴۲۰ nm اتفاق افتاده است و با افزایش زمان تابش‌دهی، محدوده جذب، تغییر محسوسی نمی‌کند. با استفاده از نمودار $(\alpha h\nu)^2$ بر حسب $h\nu$ و برون‌یابی قسمت خطی نمودار به ازای $h\nu=0$ (گوشه شکل ۲) مقادیر دقیق گاف انرژی مستقیم لایه‌ها به دست می‌آید. گاف نواری این لایه‌ها برای بیشتر نمونه‌ها در محدوده eV ۲/۷۰-۲/۶۵ محاسبه شد که پتانسیل استفاده از آن‌ها به عنوان انتقال‌دهنده الکترون در سلول خورشیدی پروسکایتی را دارد. همانطور که نمودار تائوک در گوشه شکل ۲ نشان می‌دهد گاف انرژی لایه $mp\text{-}TiO_2$ در اثر تابش‌دهی پلاسما در زمان‌های ۶۰ و ۹۰ ثانیه نزدیکتر به گاف انرژی لایه پخت شده می‌شود که این کاهش گاف انرژی می‌تواند به علت نقایص و تله‌های اکسیژنی باشد که در ساختار اثر پلاسما وجود دارد. همچنین یکی دیگر از دلایل این امر را می‌توان به افزایش اندازه نانوبلورها و مرزدانه‌های تشکیل‌دهنده‌ی لایه‌ها و متعاقباً کاهش اندازه‌ی گاف انرژی آن‌ها نسبت داد [۴].



شکل۲: طیف جذب اپتیکی و نمودار تائوک لایه‌های نازک $mp\text{-}TiO_2$ تحت تیمار پلاسما و پخت شده

شکل ۳ الگوی پراش پرتو ایکس از لایه $mp\text{-}TiO_2$ تیمارشده با پلاسما در زمان‌های مختلف و همچنین لایه $mp\text{-}TiO_2$ بازپخت شده در دمای ۴۵۰ °C را نشان می‌دهد. با مقایسه قله بیشینه پراش XRD مربوط به اندیس میلر صفحات بلوری (۱۰۱) ، (۲۰۰) و (۱۰۵) TiO_2 در فاز آناتاز، واقع در ۲۵,۳ ، ۴۸,۱ و ۵۳,۹ درجه بود که با فاز آناتاز TiO_2 مرجع مطابقت دارد (JCPDS No. 21-1272). همان‌طور که مشاهده می‌شود هیچ

جابه‌جایی در قله‌های الگو پراش نانوذرات TiO_2 با افزایش زمان پرتودهی پلاسما مشاهده نمی شود و این نشان می‌دهد که افزایش زمان پرتودهی تأثیری بر ساختار بلوری TiO_2 ندارد.



شکل۳: الگوی پراش پرتو ایکس مربوط به لایه‌های نازک mp-TiO_2 تحت تیمار پلاسما و پخت شده

اندازه بلورهای TiO_2تابش‌دهی شده با پلاسما در زمان ۶۰ ثانیه با معادله دبای-شرر ۱۳,۸ نانومتر برای فاز آناتاز مربوط به صفحات براگ (۱۰۱) و ۱۴,۳ نانومتر برای صفحات بلوری فاز آناتاز (۲۰۰) برآورد شد. با مقایسه نتایج میکروسکوپ الکترونی که اندازه ذرات با قطر ۳۰-۴۰ نانومتر را نشان می‌دهد، می‌توان تصور کرد که بلورک‌ها در تمام نمونه‌ها به تعداد بسیار کمی بهم چسبیده اند و توزیع یکنواختی از ذرات را داریم که تاییدی است بر توزیع یکتواخت نانوذرات TiO_2 که در یک اتصال‌دهنده آلی تعبیه شده است. بنابراین، اثرات پلاسما تا حد زیادی فقط به سطح m-TiO_2 محدود می‌شود، یعنی پلاسما عمدتاً با سطح اتصال‌دهنده آلی در تماس است و نانوذرات TiO_2 مستقیماً تحت اثر پلاسما قرار نگرفته‌اند. الگوی پراش پرتو ایکس نیز بیانگر این مطلب است که پلاسما بیشتر در برهمکنش با سطح اتصال‌دهنده آمورف موجود نانوذرات TiO_2 است که هیچکدام در پراش پرتو ایکس قله‌ای ایجاد نمی‌کند.

نتیجه گیری

اثر پلاسمای سرد بر روی خواص اپتیکی لایه‌های متخلخل TiO_2 مورد بررسی قرار گرفت. گاف انرژی لایه mp-TiO_2 در اثر تابش‌دهی پلاسما در زمان‌های ۶۰ و ۹۰ ثانیه نزدیکتر به گاف انرژی لایه پخت شده در دمای ۴۵۰ درجه سانتی‌گراد بود که این کاهش گاف انرژی می‌تواند به علت نقایص و تله‌های اکسیژنی باشد که در ساختار اثر پلاسما و همچنین افزایش اندازه نانوبلورها و مرزدانه‌های تشکیل‌دهنده‌ی لایه‌ها باشد. الگوی پراش پرتو ایکس نیز هیچ جابه‌جایی در قله‌های پراش نانوذرات TiO_2 با افزایش زمان پرتودهی پلاسما در مقایسه با نمونه پخت شده را نشان نمی‌دهد این نشاندهنده این است که افزایش زمان پرتودهی تأثیری بر ساختار بلوری فاز آناتاز TiO_2، که مناسب سلول‌های خورشیدی پروسکایتی هست، ندارد.

مرجع‌ها

[1] J. T.-W. Wang, J. M. Ball, E. M. Barea, A. Abate, J. A. Alexander-Webber, J. Huang, *et al.*, "Low-temperature processed electron collection layers of graphene/TiO2 nanocomposites in thin film perovskite solar cells," *Nano letters*, vol. 14, pp. 724-730, 2014.

[2] B. J. Kim, S. L. Kwon, M.-c. Kim, Y. U. Jin, D. G. Lee, J. B. Jeon, *et al.*, "High-Efficiency Flexible Perovskite Solar Cells Enabled by an Ultrafast Room-Temperature Reactive Ion Etching Process," *ACS applied materials & interfaces*, vol. 12, pp. 7125-7134, 2020.

[3] A. Klasen, P. Baumli, Q. Sheng, E. Johannes, S. A. Bretschneider, I. M. Hermes, *et al.*, "Removal of surface oxygen vacancies increases conductance through TiO2 thin films for perovskite solar cells," *The Journal of Physical Chemistry C*, vol. 123, pp. 13458-13466, 2019.

[4] X. Chen, X. Peng, L. Jiang, X. Yuan, J. Fei, and W. Zhang, "Photocatalytic removal of antibiotics by MOF-derived Ti3+-and oxygen vacancy-doped anatase/rutile TiO2 distributed in a carbon matrix," *Chemical Engineering Journal*, vol. 427, p. 130945, 2022.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و پانزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

همدوسی و اثرات واهمدوسی در جفت‌شدگیِ دو کیوبیتِ ناهمسان در حضور نوسانات کوانتومی

میلاد نوروزی[۱]، جمیله سیدیزدی[۱*]، سید محمد حسینی[۲*] و فاطمه ایران‌نژاد[۱]

[۱] گروه فیزیک دانشگاه ولی‌عصر رفسنجان j.seyedyazdi@gmail.com

[۲] گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ارومیه sm.hosseiny@urmia.ac.ir

چکیده – در این کار با استفاده از تکنیک پالس، در جفت‌شدگیِ دو کیوبیتِ ناهمسان، همدوسی و اثرات واهمدوسی را در طول نوسانات کوانتومی بررسی می‌کنیم. با افزایش دما و انرژی جفت‌شدگی در این سامانه، اثرات واهمدوسی افزایش می‌یابد و همدوسی سامانه تحت تأثیر قرار می‌گیرد. از طرفی، با افزایش انرژی جوزفسون کیوبیت اول و دوم، همدوسی کوانتومی در این سامانه افزایش می‌یابد که می‌توان آن را پیش‌زمینه‌ای در بهبود علمکرد تقویت‌کننده‌های پارامتریک جوزفسون دانست.

کلید واژه- همدوسی کوانتومی، جفت‌شدگی کیوبیت‌ها، نوسانات کوانتومی، رادار کوانتومی.

Coherence and decoherence effects in the coupling of two dissimilar qubits in the presence of quantum oscillations

Milad Norouzi[1], Jamileh Seyedyazdi[1*], Seyed Mohammad Hosseiny[2*], and Fatemeh Irannejhad[1]

[1] Physics Department, Vali-e-Asr University of Rafsanjan j.seyedyazdi@gmail.com

[2] Physics Department, Faculty of Science, Urmia University sm.hosseiny@urmia.ac.ir

Abstract- In this work, using the pulse technique, we investigate coherence and decoherence effects during quantum oscillations in the coupling of two dissimilar qubits. With the increase of temperature and coupling energy in this system, the decoherence effects increase and the coherence of the system is suppressed. On the other hand, by increasing the Josephson energy of the first and second qubits, the quantum coherence in this system increases, which can be seen as a background in improving the performance of Josephson parametric amplifiers.

Keywords: Quantum coherence, Coupled qubits, Quantum oscillations, Quantum radar.

مقدمه

کوچکترین واحد پردازش اطلاعات در نظریه‌ی اطلاعات کوانتومی، کیوبیت‌ها هستند که می‌توان آن‌ها را بصورت سامانه‌های کوانتومی دو ترازی جفت‌شده در نظر گرفت. مجموعه‌ای از این کیوبیت‌ها یک کامپیوتر کوانتومی [۲-۱] را سازماندهی می‌کنند [۳]. کیوبیت‌های اتصال جوزفسون[1] [۴و۵]، نمونه‌ای از این کیوبیت‌های ابررسانا هستند که قابل بهره‌برداری در انواع سامانه‌های کوانتومی می‌باشند. مدارهای اتصال جوزفسون، یک مدل آرمانی برای تقویت‌کننده‌های پارامتریک جوزفسون[2] (JPA) [۶ و۷] هستند. با استفاده از تکنیک پالس [۳]، می‌توان به طور همدوس، حالت‌های کوانتومی را با هم آمیخته کرد و نوسانات کوانتومی[3] [۸ و۹] را مشاهده کرد که اندرکنش بین کیوبیت‌ها را توصیف می‌کند. کیوبیت‌ها در طول نوسانات کوانتومی، درهم‌تنیده[4] می‌شوند [۳] و در همین نقطه، همدوسی کوانتومی[5] و اثرات واهمدوسی[6] برای یک سامانه‌ی دو کیوبیتیِ جفت‌شده، بررسی می‌شود. از مهم‌ترین کاربردهای این پژوهش، می‌توان به بهبود عملکرد رادارهای کوانتومی [۱۰] و برتابش کوانتومی[7] [۱۱]، اشاره کرد.

مدل و پیش‌نیازها

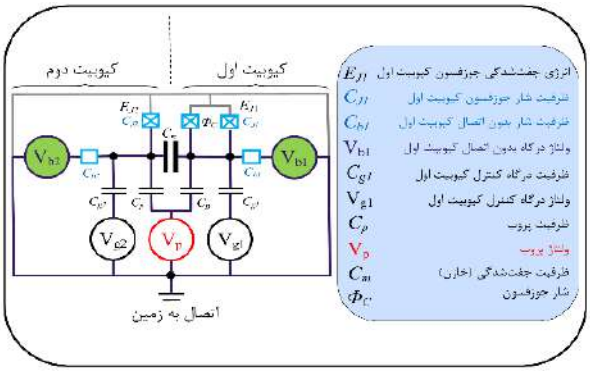
دو کیوبیت که بصورت الکترواستاتیکی توسط یک خازن C_m روی تراشه جفت می‌شوند، در نظر بگیرید (شکل ۱). هامیلتونی این سامانه در تقریب چهار ترازی برابر است با [۳، ۱۲، ۱۳]:

$$H=\begin{pmatrix} E_{00} & -\frac{1}{2}E_{J1} & -\frac{1}{2}E_{J2} & 0 \\ -\frac{1}{2}E_{J1} & E_{01} & 0 & -\frac{1}{2}E_{J2} \\ -\frac{1}{2}E_{J2} & 0 & E_{10} & -\frac{1}{2}E_{J1} \\ 0 & -\frac{1}{2}E_{J2} & -\frac{1}{2}E_{J1} & E_{11} \end{pmatrix}. \qquad (۱)$$

که E_{J1},E_{J2} انرژی جوزفسون کیوبیت اول و دوم، و همچنین، $E_{00},E_{01},E_{10},E_{11}$ انرژی الکترواستاتیکی سامانه هستند. انرژی الکترواستاتیکی سامانه‌ی کل برابر است با:

$$E_{n1n2}=E_{c1}\left(n_{g1}-n_1\right)^2+E_{c2}\left(n_{g2}-n_2\right)^2 \qquad (۲)$$
$$+E_m\left(n_{g1}-n_1\right)\left(n_{g2}-n_2\right).$$

بطوری‌که E_{c1},E_{c2} انرژی شار جوزفسون کیوبیت اول و دوم، $\left(n_1,n_2=0,1\right)$ تعداد جفت کوپر در جعبه اول و دوم، n_{g1},n_{g2} بارهای القاء شده بر روی دو کیوبیت ابررسانای مربوطه و E_m انرژی جفت‌شدگی است. از طرفی، کیوبیت سمت راست دارای دستگاه تداخلیِ کوانتومیِ ابررسانا[8] (SQUID) است. علاوه‌براین، هر دو کیوبیت یک درگاه پالس مشترک دارند اما گیت‌ها، پروب‌ها و مخازن dc آن‌ها مجزا هستند. هنگامی‌که سامانه به صورت غیرآدیاباتیک[9] به نقطه‌ی $n_{g1}=0.5$ یا $n_{g2}=0.5$ تحریک می‌شود، مانند یک کیوبیت منفرد بین حالت‌های تبهگن[10] نوسان می‌کند [۳]، یعنی داریم $n_{g1}=n_{g2}=0.5$ و $E_{00}=E_{11}$ و $E_{01}=E_{10}$.



شکل۱: مدار معادل یک سامانه دو کیوبیتِ ناهمسانِ جفت‌شده توسط خازن C_m در حضور نوسانات کوانتومی.

[1] Josephson-junction qubits
[2] Josephson parametric amplifier (JPA)
[3] Quantum oscillations
[4] Entangled
[5] Quantum coherence
[6] Decoherence effects
[7] Quantum illumination
[8] Superconducting quantum interference device (SQUID)
[9] Non-adiabatically
[10] Degenerate

ماتریس چگالی $\rho(T)$ برای سامانه دو کیوبیتِ جفت شده در تعادل گرمایی با توجه به ویژه مقادیر $\langle\psi_n|$ و ویژه‌بردارهای $|\psi_n\rangle$ را می‌توان به صورت زیر نوشت [۱۲]:

$$\rho(T)=\frac{1}{z}e^{-\beta H}=\frac{1}{z}\sum_n e^{-\beta\omega_n}|\psi_n\rangle\langle\psi_n|. \quad (۳)$$

که z تابع پارش و $\beta=1/k_BT$ (k_B ثابت بولتزمن و T دما) می‌باشند [۱۲].

همدوسیِ کوانتومی

یک حالت کوانتومی ρ، همدوس است اگر حالت در یک پایه ثابت مرجع $\{|i\rangle\}$، غیرقطری باشد، یعنی $\rho=\sum_{i,j}\rho_{ij}|i\rangle\langle j|$. مجموعِ اندازه‌ی تمامِ عناصر غیرقطریِ ماتریس چگالی، نرم همدوس l_1 حالت کوانتومی ρ است که می‌توان آن را به صورت زیر نوشت [۱۴]:

$$C_{l_1}(\rho)=\sum_{i\neq j}|\rho_{ij}|. \quad (۴)$$

پیوریتی (خلوص)

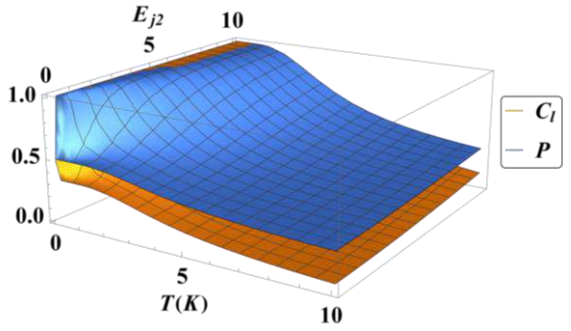
ناهمدوسی با کاهش پیوریتی (خلوص) حالت کوانتومیِ سامانه، یعنی انتقال از حالت خالص به حالت آمیخته همراه است [۱۵]. به عبارت دیگر یعنی هر چه خلوص سامانه کمتر باشد، اثرات واهمدوسیِ سامانه بیشتر است. خلوص در یک سامانه‌ی کوانتومی بصورت زیر بیان می‌شود [۱و ۱۵]:

$$P=Tr[\rho^2]. \quad (۵)$$

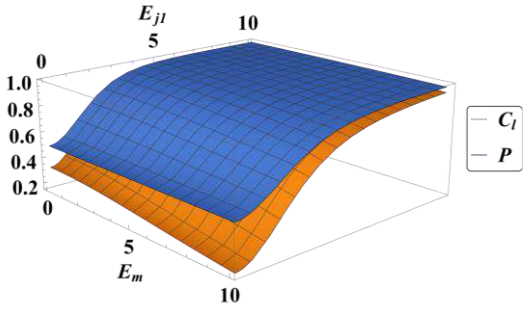
حداکثر مقدار خلوص برابر واحد است.

بحث و نتیجه‌گیری

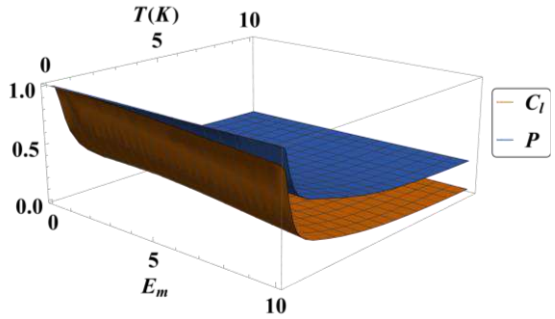
در شکل‌های زیر رفتار همدوسی و خلوص برای یک سامانه دو کیوبیت ناهمسان جفت شده در حضور نوسانات کوانتومی برحسب دما و انرژی جوزفسون کیوبیت دوم (شکل ۲)، برحسب انرژی جفت‌شدگی و انرژی جوزفسون کیوبیت اول (شکل ۳) و بر حسب انرژی جفت‌شدگی و دما (شکل ۴) ترسیم شده است. در شکل ۲، مشاهده می‌شود زمانی‌که دما پائین $T<1(K)$ و انرژی جوزفسون کیوبیت دوم زیاد $E_{J2}>3$ است، همدوسی زیاد است اما اثرات واهمدوسی نداریم. اما برای $T>1(K)$، مشاهده می‌شود که اثرات واهمدوسی بیشتر می‌شود تا اینکه در دمای ۱۰ کلوین به بیشینه‌ی خود می‌رسد. همین نتیجه در مورد انرژی جوزفسون کیوبیت اول نیز صادق است. در شکل ۳، می‌بینیم با افزایش انرژی جوزفسون کیوبیت اول $E_{J1}>3$ همدوسی کوانتومی افزایش می‌یابد در حالی‌که وقتی انرژی جوزفسون کیوبیت اول کم باشد با افزایش انرژی جفت‌شدگی، اثرات واهمدوسی افزایش می‌یابد، اما در انرژی جوزفسون کیوبیت اول بالا اینگونه نیست و همدوسی کوانتومی را تحت تأثیر قرار نمی‌دهد. لذا افزایش انرژی جفت‌شدگی و افزایش دما به معنی افزایش اثرات واهمدوسی در سامانه است که در شکل ۴ به وضوح بیان شده است. علاوه‌براین، رفتار همدوسی و خلوص کاملاً مشابه یکدیگر هستند. با این حال، افزایش انرژی جوزفسون کیوبیت اول و دوم باعث بهبود همدوسی کوانتومی و حذف اثرات واهمدوسی در این سامانه می‌شود که اهمیت ویژه‌ای در رادارها و کامپیوترهای کوانتومی و به‌ویژه در ساخت JPA دارد.



شکل۲: رفتار همدوسی و خلوص برحسب دما و انرژی جوزفسون کیوبیت دوم زمانی‌که $E_{J1}=8, E_m=1$.



شکل۳: رفتار همدوسی و خلوص برحسب انرژی جفت‌شدگی و انرژی جوزفسون کیوبیت اول زمانی‌که. $E_{J2}=5, T=1(K)$



شکل۴: رفتار همدوسی و خلوص برحسب انرژی جفت‌شدگی و دما زمانی‌که $E_{J2}=5, E_{j1}=1$.

نتیجه‌گیری

در این کار با استفاده از تکنیک پالس، در یک جفت‌شدگیِ دو کیوبیتِ ناهمسان، همدوسی و اثرات واهمدوسی را در طول نوسانات کوانتومی بررسی کردیم. رفتار همدوسی و خلوص در سامانه، دقیقاً مشابه است. با افزایش دما و انرژی جفت‌شدگی در این سامانه، اثرات واهمدوسی افزایش می‌یابد و همدوسی سامانه کاهش می‌یابد. از طرفی، با افزایش انرژی جوزفسون کیوبیت اول و دوم، همدوسی کوانتومی در آن افزایش می‌یابد. از نتایج کاربردی این پژوهش می‌توان به بهبود عملکرد تقویت‌کننده‌های پارامتریک جوزفسون، کامپیوترها و رادارهای کوانتومی اشاره کرد.

مرجع‌ها

[۱] Nielsen, M. A. & Chuang, I. L. Quantum Computation and Quantum Information. (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2000).

[۲] Pezzagna, Sébastien, and Jan Meijer. "Quantum computer based on color centers in diamond." Applied Physics Reviews **8**, no. 1 (2021): 011308.

[۳] Yu A. Pashkin, et al. "Quantum oscillations in two coupled charge qubits." Nature **421**, no. 6925 (2003): 823-826.

[۴] D. V. Averin, Quantum computing and quantum measurement with mesoscopic Josephson junctions, Fortschr. Phys. **48**, 1055-1074 (2000).

[۵] A. Osman, et al. "Simplified Josephson-junction fabrication process for reproducibly high-performance superconducting qubits." Applied Physics Letters **118**, no. 6 (2021): 064002.

[۶] Chris Macklin, et al. "A near–quantum-limited Josephson traveling-wave parametric amplifier." Science **350**, no. 6258 (2015): 307-310.

[۷] M. Rhák, et al. "Parametric amplification by coupled flux qubits." Applied Physics Letters **104**, no. 16 (2014): 162604.

[۸] Liu, Tianyu, D. I. Pikulin, and M. Franz. "Quantum oscillations without magnetic field." Physical Review B **95**, no. 4 (2017): 041201.

[۹] Cooper, K. B., et al. "Observation of quantum oscillations between a Josephson phase qubit and a microscopic resonator using fast readout." Physical Review Letters **93**, no. 18 (2004): 180401.

[۱۰] Maccone, Lorenzo, and Changliang Ren. "Quantum radar." Physical Review Letters **124**, no. 20 (2020): 200503.

[۱۱] Si-Hui Tan, et al. "Quantum illumination with Gaussian states." Physical review letters **101**, no. 25 (2008): 253601.

[۱۲] Zainab M. H. El-Qahtani, et al. "Thermal Fisher information and entropy squeezing for superconducting qubits." Results in Physics (2022): 105639.

[۱۳] M. D. Shaw, et al. "Characterization of an entangled system of two superconducting qubits using a multiplexed capacitance measurement" Physical Review B **79**, no. 1 (2009): 014516.

[۱۴] Zhao, Ming-Jing, Teng Ma, Quan Quan, Heng Fan, and Rajesh Pereira. "l 1-norm coherence of assistance." Physical Review A **100**, no. 1 (2019): 012315.

[۱۵] J. Martin, A. Micheli, V. Vennin, Discord and decoherence, J. Cosmol. Astropart. Phys. **2022**, no. 04 (2022): 051.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

ویژگیهای غیرکلاسیکی حالت دوجمله‌ای در حضور میدان الکتریکی

سیده ربابه میری[۱]، فاطمه احمدی[۲]

[۱،۲]گروه علوم مهندسی و فیزیک، مرکز آموزش عالی فنی و مهندسی بوئین زهرا، بویین زهرا، قزوین

zahramiry@bzte.ac.ir, f.ahmadi@bzte.ac.ir

چکیده

در این مقاله رفتار حالت دوجمله‌ای در حضور میدان الکتریکی مورد بررسی قرار گرفته است. چنانچه میدان الکتریکی قوی در محیط برقرار شود، با تولید جفت ذره-پادذره حالت سامانه بر حسب کتهای ذره و پادذره بیان می‌شود که اثر شوینگر نامیده می‌شود. با بهره‌گیری از معیار وگل، ویژگی غیرکلاسیکی حالت دوجمله‌ای در شرایط حضور و عدم حضور میدان الکتریکی محاسبه و با یکدیگر مقایسه شده است. در محاسبات، هر دو زیرسامانه ذره و پادذره مورد مطالعه قرار گرفته و نحوه وابستگی ویژگی غیرکلاسیکی این زیرسامانه‌ها به میدان الکتریکی نشان داده شده است. نتایج نشان می‌دهد، برای زیرسامانه ذره، با افزایش میدان الکتریکی عمق و گستره ناحیه غیرکلاسیکی کاهش می‌یابد و به‌ازای میدان الکتریکی به‌اندازه کافی بزرگ، ناحیه غیرکلاسیکی به‌طور کامل از بین می‌رود. اما زیرسامانه پادذره رفتاری متفاوت دارد، به‌طوری‌که با روشن شدن میدان الکتریکی ابتدا بر گستره ناحیه غیرکلاسیکی افزوده می‌شود ولی در نهایت به‌ازای میدان الکتریکی بزرگ ناحیه غیرکلاسیکی از بین می‌رود.

کلیدواژه-اثر شوینگر، حالت دوجمله‌ای، ویژگی غیرکلاسیکی

Nonclassical properties of binomial state in the presence of an electric field

Seyedeh Robabeh Miry [1], Fatemeh Ahmadi [2]
[1,2] Department of Engineering Sciences and Physics, Buein Zahra Technical University, Buein Zahra, Qazvin, Iran

The behavior of the binomial state in the presence of an electric field is considered. The quantum vacuum is unstable under the influence of an external electric field and decays into pairs of particles-antiparticles, a process that is known as the Schwinger effect. The non-classicality of the binomial state is investigated using the Vogel criterion, in the presence and absence of an electric field. Both particle and antiparticle subsystems have been studied. The results show that for the particle state, increasing the electric field, the non-classical region decreases, and for a sufficiently large electric field, the non-classical region disappears completely. However, the antiparticle subsystem has a different behavior, so when the electric field is turned on, first the non-classical region increases, but eventually it disappears due to the large electric field.

Keywords: Schwinger effect, Binomial state, Nonclassical properties.

مقدمه

حالت‌های کوانتومی در فرایندهای پردازش اطلاعات کوانتومی در زمینه‌های مختلف چون محاسبات کوانتومی، انتقال اطلاعات کوانتومی، اندازه‌گیری کوانتومی، کدگذاری کوانتومی و .... نقشی بنیادین دارند. در تحقیقات اخیر، تغییر ویژگی سامانه کوانتومی در برهمکنش با محیط مورد مطالعه قرار گرفته است؛ از جمله در شرایط اعمال میدان الکتریکی به سامانه که با عنوان اثر شوینگر توصیف می‌شود [۱،۲].

از دیگر سو، برخی از حالتهای کوانتومی که رفتارهای کاملا غیرکلاسیکی از خود بروز می‌دهند حالت‌های غیرکلاسیکی نامیده می‌شوند. شرط لازم و کافی برای اینکه یک حالت کوانتومی در مجموعه حالت‌های غیرکلاسیکی قرار بگیرد منفی شدن تابع توزیع گلاوبر- سودارشان P آن است. اما محاسبه تابع توزیع P در اکثر موارد کاری دشوار است. از این‌رو، ووگل تلاش کرد که غیرکلاسیکی بودن را با کمیت‌های مشاهده‌پذیر نشان دهد. معیار ووگل با صورت‌بندی‌های مختلفی ارائه شده است و شرط کافی برای غیرکلاسیکی بودن را در اختیار ما قرار می‌دهد [۳].

در این مقاله غیرکلاسیکی بودن یک حالت کوانتومی را در دو حالت، غیاب میدان الکتریکی و حضور میدان، با کمک معیار ووگل بررسی می‌کنیم. حالت کوانتومی مورد نظر حالت دوجمله‌ای است که برهمنهی‌ای از حالتهای عددی با ضرایب بسط دوجمله‌ای است [۵].

اثر شوینگر

در نظریه میدان‌های کوانتومی بدون برهمکنش، تعداد کل ذرات یک حالت کوانتومی ثابت است. اما در حضور میدان الکتریکی، حالت خلاء پایدار نیست. تولید ذره و پادذره در حضور میدان الکتریکی قوی، اثر شوینگر نامیده می‌شود. در ادامه بدون از دست دادن کلیت مسأله و برای ساده‌تر شدن محاسبات، میدان الکتریکی ثابت E_0 را در امتداد z در نظر می‌گیریم. میدان اسکالر بوزونی $\phi(x,t)$ به جرم m و بار الکتریکی e که با میدان الکتریکی جفت شده است در معادله کلین-گوردون صدق می‌کند:

$$[(\partial\mu - ieA_\mu)(\partial^\mu - ieA^\mu) + m^2]\phi(t,x) = 0, \qquad (۱)$$

به‌طوری‌که $A_\mu = (0,0,0,-E_0 t)$ و $\phi(x,t)$ را می‌توان به‌صورت زیر بسط داد:

$$\phi(t,x) = \sum_q [a_q\, \phi_q(t,x) + b_q^\dagger\, \phi_q^*(t,x)], \qquad (۲)$$

در اینجا q تکانه و a_q عملگر نابودی ذره و $b_q^\dagger$ عملگر خلق پادذره است. نماد in و out را اینگونه معرفی می‌کنیم که in به زمان حدی $(t_{in} = -\infty)$ در غیاب میدان و out به زمان $(t_{out} = +\infty)$ در حضور میدان مربوط است. a_q^{in}، b_q^{in} و a_q^{out}، b_q^{out}، عملگرهای نابودی حالت‌های خلاء $|0_q, 0_{-q}\rangle_{in}$ و $|0_q, 0_{-q}\rangle_{out}$ هستند و در تبدیلات بوگولیوبو صدق می‌کنند [۵]:

$$a_q^{in} = A_q^* a_q^{out} - B_q^* b_{-q}^{out} \qquad (۳)$$
$$b_q^{in} = A_q^* b_q^{out} - B_q^* a_{-q}^{out}$$

به‌طوری‌که $B_q = e^{-i\pi\nu}$، $\nu = -\frac{1}{2} - i\frac{\pi}{2}$ و $A_q = \frac{\sqrt{2\pi}}{\Gamma(-\nu)} e^{-\frac{i\pi}{2}(\nu+1)}$، $|A_q|^2 - |B_q|^2 = 1$ و $\mu = \frac{q_\perp^2 + m^2}{eE_0}$.

حالت دوجمله‌ای

حالت دوجمله‌ای برهمنهی‌ای از کت‌های حالت عددی است که حالتی بین حالت عددی و حالت همدوس محسوب می‌شود و با رابطه زیر بیان می‌شود:

$$|\eta, N\rangle = \sum_{n=0}^{N} \sqrt{\binom{N}{n} \eta^n (1-\eta)^{N-n}}\; e^{in\phi} |n\rangle \qquad (۴)$$

حالت دوجمله‌ای (۴) در حالت حدی $(\eta, N \to 0)$ به حالت خلاء، در شرایط (N متناهی و $\eta \to 0$) به حالت عددی و به‌ازای ($\eta \to 0, N \to \infty$) به حالت همدوس تبدیل می‌شود. به‌ازای $N=1$ و $N=2$ حالت‌های دوجمله‌ای به‌ترتیب با روابط زیر معرفی می‌شوند:

$$|\eta, 1\rangle = \sqrt{1-\eta}\,|0\rangle + \sqrt{\eta}\; e^{i\phi}|1\rangle \qquad (۵)$$
$$|\eta, 2\rangle = (1-\eta)|0\rangle + \sqrt{2\eta\,(1-\eta)}\; e^{i\phi}|1\rangle + \eta e^{2i\phi}|2\rangle \qquad (۶)$$

تحول ویژگی غیرکلاسیکی حالت دوجمله‌ای در حضور میدان الکتریکی

معیار ووگل شرط کافی برای تشخیص غیرکلاسیکی بودن یک حالت کوانتومی است که از مجموعه‌ای از دترمینانها با ابعاد مختلف تشکیل شده است. اگر مقدار یکی از این دترمینان‌ها منفی باشد، حالت مورد بررسی، غیرکلاسیکی خواهد بود. این معیار با رابطه زیر بیان می‌شود:

$$d_{\nu M} = \begin{vmatrix} 1 & \langle \hat{a} \rangle & \langle \hat{a}^\dagger \rangle & \langle \hat{a}^2 \rangle & \cdots \\ \langle \hat{a}^\dagger \rangle & \langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle & \langle \hat{a}^{\dagger 2} \rangle & \langle \hat{a}^\dagger \hat{a}^2 \rangle & \cdots \\ \langle \hat{a} \rangle & \langle \hat{a}^2 \rangle & \langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle & \langle \hat{a}^3 \rangle & \cdots \\ \langle \hat{a}^{\dagger 2} \rangle & \langle \hat{a}^{\dagger 2} \hat{a} \rangle & \langle \hat{a}^{\dagger 3} \rangle & \langle \hat{a}^{\dagger 2} \hat{a}^2 \rangle & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{vmatrix}_{M \times M} \qquad (۷)$$

به‌طوری‌که $M \geq 3$.

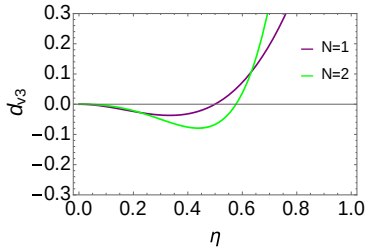
در این بخش تأثیر میدان الکتریکی را بر ویژگیهای غیرکلاسیکی حالت دوجمله‌ای بررسی می‌کنیم. برای مقایسه نتایج، ابتدا قبل از اعمال میدان الکتریکی، معیار وگل را برای حالتهای دوجمله‌ای $|\eta,1\rangle$ و $|\eta,2\rangle$ محاسبه می‌کنیم. در انجام محاسبات، ابعاد دترمینان (۷) را $M=3$ در نظر می‌گیریم. برای سادگی ارجاع به محاسبات، هر یک از مؤلفه‌های دترمینان (۷) را به‌صورت زیر معرفی می‌کنیم:

$$A_i=\langle\hat{a}\rangle, A_i^*=\langle\hat{a}^\dagger\rangle, B_i=\langle\hat{a}^2\rangle, B_i^*=\langle\hat{a}^{\dagger 2}\rangle, C_i=\langle\hat{a}^\dagger\hat{a}\rangle \qquad (۸)$$

که $i=1,2$ به‌ترتیب متناظر با حالت‌های دوجمله‌ای با $N=1$ و $N=2$ است و $\langle\hat{O}\rangle=\mathrm{Tr}(\hat{O}\rho)$ مقدار چشم‌داشتی عملگر $\hat{O}$ است. با محاسبه عبارات (۸) برای حالت‌های (۵) و (۶) مقادیر زیر حاصل می‌شود:

$$A_1=\sqrt{\eta\,(1-\eta)}\,e^{i\phi}, B_1=0, C_1=\eta \qquad (۹)$$
$$A_2=\sqrt{\eta\,(1-\eta)}\left[\sqrt{2}(1-\eta)+2\eta\right]e^{i\phi}, B_2=(1-\eta)\sqrt{2\eta}\,e^{2i\phi}, C_2=2\eta$$

در شکل ۱، d_{v3} برحسب η رسم شده است. ملاحظه می‌شود در برخی از مقادیر η، مقدار معیار وگل منفی است که نشانگر غیرکلاسیکی بودن حالت دوجمله‌ای است. افزون بر این، با افزایش تعداد جملات در بسط حالت دوجمله‌ای، عمق و گستره ناحیه غیرکلاسیکی افزایش می‌یابد.



شکل ۱: نمودار d_{v3} برحسب η و مقادیر مختلف N برای حالت دوجمله‌ای.

اکنون، یک میدان الکتریکی قوی در نظر می‌گیریم. در حضور میدان، با توجه به پدیده تولید ذره و پادذره، حالت (۵) به شکل زیر بیان می‌شود:

$$|\eta,1\rangle=a^\dagger|0\rangle=\frac{\sqrt{1-\eta}}{\alpha}\sum_{n=0}^{\infty}\left(\frac{\beta^*}{\alpha^*}\right)^n|n_q,n_{-q}\rangle$$
$$+\frac{\sqrt{\eta}\,e^{i\Phi}}{|\alpha|^2}\sum_{n=0}^{\infty}\left(\frac{\beta^*}{\alpha^*}\right)^n\sqrt{n+1}\,|(n+1)_q,n_{-q}\rangle \qquad (۱۰)$$

که در آن حالت کوانتومی $|1\rangle$ بر حسب حالت‌های ذره و پادذره بسط داده شده است:

$$|1\rangle=a^\dagger|0\rangle=\frac{1}{|\alpha|^2}\sum_{n=0}^{\infty}\left(\frac{\beta^*}{\alpha^*}\right)^n\sqrt{n+1}\,|(n+1)_q,n_{-q}\rangle \qquad (۱۱)$$

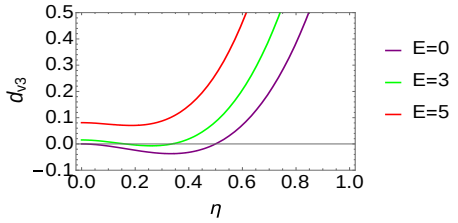
برای محاسبه مقادیر چشمداشتی در رابطه (۸)، عملگر چگالی کاهش‌یافته حالت ذره را با ردگیری روی حالت پادذره به‌دست می‌آوریم:

$$\rho_{+q}=\mathrm{Tr}_{-q}(\rho)=\frac{1-\eta}{|\alpha|^2}\sum_{n=0}^{\infty}\left|\frac{\beta}{\alpha}\right|^{2n}|n_q\rangle\langle n_q| \qquad (۱۲)$$
$$+\frac{\sqrt{\eta(1-\eta)}\,e^{-i\Phi}}{\alpha|\alpha|^2}\sum_{n=0}^{\infty}\left|\frac{\beta}{\alpha}\right|^{2n}\sqrt{n+1}\,|n_q\rangle\langle(n+1)_q|$$
$$+\frac{\sqrt{\eta(1-\eta)}\,e^{i\Phi}}{\alpha^*|\alpha|^2}\sum_{n=0}^{\infty}\left|\frac{\beta}{\alpha}\right|^{2n}\sqrt{n+1}\,|(n+1)_q\rangle\langle n_q|$$
$$+\frac{\eta}{|\alpha|^4}\sum_{n=0}^{\infty}\left|\frac{\beta}{\alpha}\right|^{2n}(n+1)\,|(n+1)_q\rangle\langle(n+1)_q|$$

با بهره‌گیری از ماتریس چگالی کاهش‌یافته (۱۲)، برای حالت ذره روابط زیر را به‌دست می‌آوریم:

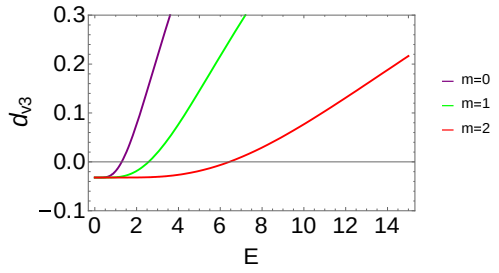
$$A_1=\sqrt{\eta\,(1-\eta)}\frac{|\alpha|^2}{\alpha^*}e^{i\phi}, B_1=0, \qquad (۱۳)$$
$$C_1=(1-\eta)\,(|\alpha|^2-1)+\eta\,(2|\alpha|^2-1)$$

در شکل ۲ معیار وگل، d_{v3}، برحسب η و مقادیر مختلف E رسم شده است. با توجه به‌شکل درمی‌یابیم که با افزایش اندازه میدان الکتریکی، از عمق و گستره ناحیه غیرکلاسیکی کاسته می‌شود. در نهایت به‌ازای مقادیر نسبتاً بزرگ میدان الکتریکی، حالت دوجمله‌ای ویژگی غیرکلاسیکی خود را به‌طور کامل از دست می‌دهد.



شکل ۲: نمودار d_{v3} برحسب η و مقادیر مختلف E برای حالت دوجمله‌ای در حضور اثر شوینگر (m=1).

چنانچه تغییرات پارامتر d_{v3} را بر حسب جرم m، به‌ازای $\eta=0.4$ مورد بررسی قرار دهیم نتایج متفاوتی به‌دست می‌آید. همانطور که از شکل ۳ نمایان است، به‌ازای mهای بزرگتر، مقاومت حالت دوجمله‌ای در مقابل افزایش میدان الکتریکی بیشتر است و در Eهای بزرگتری ویژگی غیرکلاسیکی خود را از دست می‌دهد.



شکل۳: نمودار d_{v3} برحسب E و مقادیر مختلف m برای حالت دوجمله‌ای در حضور اثر شوینگر ($\eta = 0.4$).

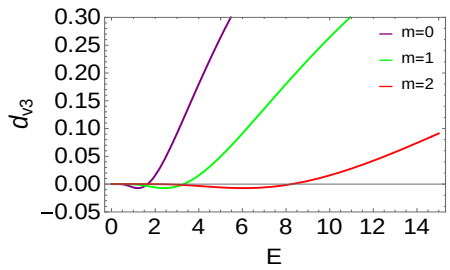
مسأله قابل توجه دیگر تغییرات ویژگی‌های حالت پادذره است. برای این منظور ماتریس چگالی کاهش‌یافته مربوط به حالت پادذره را با ردگیری روی حالت ذره محاسبه می‌کنیم:

$$\rho_{-q} = \mathrm{Tr}_{+q}(\rho) = \frac{1-\eta}{|\alpha|^2}\sum_{n=0}^{\infty}\left|\frac{\beta}{\alpha}\right|^{2n}|n_{-q}\rangle\langle n_{-q}| \qquad (۱۴)$$
$$+\frac{\sqrt{\eta(1-\eta)}\,\beta^{*}e^{-i\Phi}}{|\alpha|^4}\sum_{n=0}^{\infty}\left|\frac{\beta}{\alpha}\right|^{2n-2}\sqrt{n}\,|n_{-q}\rangle\langle(n-1)_{-q}|$$
$$+\frac{\sqrt{\eta(1-\eta)}\,\beta e^{i\Phi}}{|\alpha|^4}\sum_{n=0}^{\infty}\left|\frac{\beta}{\alpha}\right|^{2n-2}\sqrt{n}\,|(n-1)_{-q}\rangle\langle n_{-q}|$$
$$+\frac{\eta}{|\alpha|^4}\sum_{n=0}^{\infty}\left|\frac{\beta}{\alpha}\right|^{2n-2}n\,|(n-1)_{-q}\rangle\langle(n-1)_{-q}|$$

با بهره‌گیری از رابطه (۱۴)، مقادیر چشمداشتی در پارامتر d_{v3} به‌دست می‌آیند:

$$A_1 = \sqrt{\eta\,(1-\eta)}\,\frac{(|\alpha|^2-1)}{\beta}\,e^{i\phi},\ B_1 = 0 \qquad (۱۵)$$
$$C_1 = (1-\eta)\,(|\alpha|^2-1)+\eta\,(2|\alpha|^2-2)$$

در شکل۴ پارامتر d_{v3} برحسب E و مقادیر مختلف m به ازای $\eta = 0.4$ برای حالت پادذره رسم شده است. به‌ازای مقادیر نزدیک به صفر، d_{v3} صفر است؛ زیرا تولید پادذره پس از اعمال میدان الکتریکی پدیدار می‌گردد. با افزایش میدان الکتریکی، ابتدا d_{v3} مقادیر منفی به خود می‌گیرد که نشانگر غیرکلاسیکی بودن زیرسامانه پادذره است. پس از آن، با افزایش بیشتر میدان الکتریکی، پارامتر d_{v3} به مقادیر بزرگتر از صفر میل می‌کند. در مقادیر بیشتر m ، حالت پادذره خاصیت غیرکلاسیکی خود را در میدانهای بزرگتری حفظ می‌کند. این نکته نیز قابل توجه است که در مقایسه با زیرسامانه ذره، عمق و گستردگی ناحیه غیرکلاسیکی حالت پادذره کمتر است.



شکل۴: نمودار d_{v3} برحسب E و مقادیر مختلف m برای حالت پادذره در حضور اثر شوینگر ($\eta = 0.4$).

نتیجه‌گیری

در این مقاله تأثیر میدان الکتریکی بر ویژگی غیرکلاسیکی حالت دوجمله‌ای با استفاده از معیار وگل مطالعه شده است. مقادیر منفی این معیار نشان‌دهنده غیرکلاسیکی بودن حالت کوانتومی است. در غیاب میدان الکتریکی، حالت دوجمله‌ای حالتی غیرکلاسیکی است و با افزایش N بر عمق و گستره ناحیه غیرکلاسیکی آن افزوده می‌گردد. با افزایش اندازه میدان الکتریکی به مرور از عمق و گستره ناحیه غیرکلاسیکی کاسته می‌شود و در نهایت به‌ازای میدان الکتریکی بزرگ ویژگی غیرکلاسیکی به‌طور کامل از بین می‌رود. علاوه براین، هرچه جرم m بزرگتر باشد مقاومت حالت دوجمله‌ای در برابر تغییر ویژگی‌های غیرکلاسیکی بیشتر است؛ یعنی به‌ازای mهای بزرگتر میدان الکتریکی قوی‌تری نیاز است تا ویژگی غیرکلاسیکی به‌طور کامل محو شود.

با مطالعه زیرسامانه پادذره درمی‌یابیم پارامتر وگل برای حالت پادذره از صفر آغاز می‌شود و با افزایش میدان الکتریکی مقادیر منفی به‌خود می‌گیرد، اما در نهایت به‌ازای میدان الکتریکی بزرگ مقادیر آن مثبت می‌شود که نشانگر محو شدن ویژگی غیرکلاسیکی آن است. البته عمق و گستره ناحیه غیرکلاسیکی زیرسامانه پادذره از زیرسامانه ذره کوچکتر است.

مرجع‌ها

[1] J. Schwinger, “On gauge invariance and vacuum polarization”, Phys. Rev. 82, 664 (1951).
[2] Y. Li, Q. Mao and T. Shi: “Schwinger effect of a relativistic boson entangled with a qubit”. Phys. Rev. A 99, 032340 (2019).
[3] E. V. Shchukin and W. Vogel, “Nonclassical moments and their measurement”, Phys. Rev. A 72 043808 (2005).
[4] D. Stoler, B. E. A. Saleh, and M. C. Teich, “Binomial states of the quantized radiation field”, Optics Acta 32, 345 (1985).
[5] S. P. Kim, H. K. Lee and Y. Yoon, “Effective action of QED in electric field backgrounds”, Phys. Rev. D 78, 105013 (2008).

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

بهینه‌سازی آشکارساز تراهرتز مبتنی بر گرافن با استفاده از افزایش جذب

عبدالله علیزاده، جعفر فتح اللهی کوچه، محمدباقر دلقوی

بناب، انتهای بزرگراه ولایت، دانشگاه بناب، گروه مهندسی برق –الکترونیک، کد پستی ۵۵۵۱۷۶۱۱۶۷

Email: alizadeh@bonabu.ac.ir, Ffathollahe@gmail.com , mdelghavi@yahoo.com

چکیده – آشکارسازهای نوری ساختارهایی هستند که نور را به سیگنال الکتریکی تبدیل می‌کند و یکی از بخش‌های مهم مدارات مجتمع نوری هستند. آشکار سازی طیف فرکانسی تراهرتز تا مادون قرمز، کاربردهای فراوانی در ارتباطات، علوم فضایی، علوم پزشکی برای اسکن اندام های مختلف بدن، و کاربردهای امنیتی در گیت‌ها و ... دارد. در این مقاله یک آشکارساز تراهرتز مبتنی بر گرافن با استفاده از افزایش ضریب جذب طراحی و شبیه‌سازی شده است. آشکار ساز مورد مطالعه، دارای محدوده فرکانس آشکار سازی ۰/۳ تا ۳ تراهرتز می باشد. شبیه سازی هایی با حالت های مختلف (بدون لایه های گرافن و با حضور لایه های گرافن) انجام شده تا تاثیر قرار دادن لایه گرافن نشان داده شود. در ساختار نهایی با بکار بردن لایه های گرافن میزان جذب آشکار ساز افزایش داده شده است. نتایج تحلیل نوری ساختار جهت استفاده در شبیه‌سازی الکتریکی در بخش DEVICE نرم‌افزار لومریکال، انجام شده است.

کلید واژه- آشکارساز نوری، گرافن، جذب، فرکانس تراهرتز

Absorption Improvement of graphene-based Terahertz detector

Abdollah Alizadeh, Jafar Fathollahi Koucheh, Mohammad Baqer Dalgawi

Department of Electrical Engineering, University of Bonab, Bonab 5551761167, Iran.

E-mails: alizadeh@ubonab.ac.ir, Ffathollahe@gmail.com, mdelghavi@yahoo.com

Abstract- Optical detectors are structures that convert light into electronic signals and are one of the important parts of optical integrated circuits. Recently, graphene has attracted the attention of researchers as a two-dimensional material with optical and electronic properties suitable for use in detectors, which covers the frequency spectrum from terahertz to infrared, and many applications in communication, space science, people scanning, and packaging. In this research, a terahertz detector based on graphene is designed and simulated and has been tried to increase of the absorption coefficient. By appling graphene to improving the optical absorption in the frequency range of 0. 3 to 3 terahertz, and subsequently the results obtained from the optical analysis to

achieve the electrical results of the simulation of the optical detector in the DEVICE section of Lumerical software, have been applied.

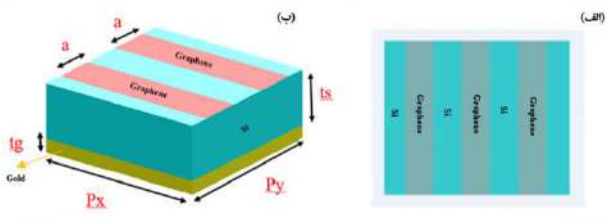
Keywords: optical detector, graphene, absorption, THZ, frequency.

مقدمه و مرور منابع

با توسعه روزافزون مدارات و شبکه‌های نوری در عرصه‌های پزشکی، صنعتی، مخابراتی و... نیاز به بهینه‌سازی و ارتقاء طراحی و بهبود عملکرد و کیفیت عناصر و المان‌های تشکیل دهنده مدارات و شبکه‌های نوری از جمله آشکارسازها، مبدل‌ها، مدولاتورها، موجبرها و... بیشتر از پیش احساس می‌شود. آشکارسازهای نوری سیلیکونی به طور گسترده در رنج طیف های مرئی و مادون قرمز به کار گرفته شده‌اند. کوتاه بودن طول اندرکنش گرافن، موجب جذب نوری بالای آن می شود. در طیف مرئی و مادون قرمز فقط ۳/۲ درصد را جذب می‌کند و این مقدار جذب نوری در گرافن برای کاربردهای آشکارسازی مناسب نیست. در سال ۲۰۲۰ آقای محمدرضا سلطانی و همکارانش، تحقیقاتی را جهت تأثیر افزایش تعداد لایه‌های گرافن از دو لایه تا چهار لایه را انجام دادند و بر اساس نتایج نمودارهای بدست آمده نشان دادند که با تغییر تعداد لایه‌های گرافن از یک لایه تا چهار لایه، می‌توان به چند باند فرکانسی در محدوده ترا هرتز، همراه با جذب بالا دست یافت [۱] . در سال ۲۰۲۱ آقای زانگ و همکارانش، با استفاده از مواد دوبعدی، توانستند حساسیت ردیاب نوری را بهبود ببخشند[۲] . اسچولر در سال ۲۰۲۱ نشان داد استفاده از گرافن در مدارات مجتمع آشکارسازهای نوری ریز تشدیدگرهای حلقوی روی بستر سیلیکون منجر به پاسخ بالای آن می‌گردد[۳] . در سال ۲۰۲۱ لیو و همکارانش پیشرفت‌های اخیر در آشکارسازهای گرافن در محدوده THz را بررسی و روش‌های گزارش شده توسط سایر محققان، برای بهبود عملکرد آشکارسازهای نوری در محدوده طیف THz را مورد بحث قرار دادند و آشکارسازهایی که بر پایه گرافن به روش‌های مختلف ساخته شده است را به همراه آشکارسازهای ذکر شده در مقاله را نشان دادند[۴] .

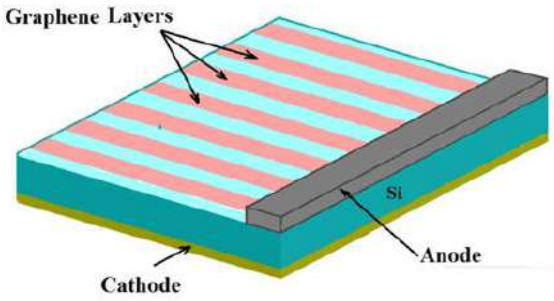
ساختار پیشنهادی

بهینه‌سازی آشکارسازهای نوری ارتباط مستقیم با تکنولوژی ساخت و مواد تشکیل‌دهنده دارد. یکی از مواد پرکاربرد در ساخت آشکارسازهای نوری گرافن می‌باشد، با توجه به خصوصیات ذاتی گرافن، این ماده بیشترین جذب نور را نسبت به مواد دیگر دارد و این خصوصیت عملکرد آشکارسازهای نوری مبتنی بر گرافن را افزایش می‌دهد. در این پژوهش با استفاده از گرافن جذب آشکارساز نوری در حوزه فرکانسی THz بهبود داده شده است. مقدار جذب طیف نوری توسط جاذب گرافنی را می‌توان بوسیله‌ی تغییر پارامترهای اصلی هندسی تنظیم کرد. در آشکارسازهایی که از لایه گرافن استفاده میکنند معمولا ابتدا یک لایه‌ی فلز و سپس دی الکتریک و سپس گرافن قرار می‌گیرد. گرافن به‌دلیل خواص بی‌نظیر الکتریکی، نوری و مکانیکی به طور گسترده در وسایل الکترونیکی، سنسورها و غیره استفاده می‌شود. در باند تراهرتز، گرافن می‌تواند انتشار پلاسمون‌های سطح را پشتیبانی کند و محدودیت‌های زیر طول موج میدان‌های الکترومغناطیس را برطرف سازد.[۵] در این تحقیق، یک ساختار آشکارساز تراهرتز سه لایه بر پایه‌ی گرافن بررسی شده است. این ساختار شامل یک سلول واحد با لایه‌های فلز، دی‌الکتریک و گرافن تشکیل شده است. لایه‌ی نواری گرافن بالا شامل یک آرایه‌ی مستطیل است که اصولا مسئول تشدید پلاسمون های سطحی یا همان SPPها است و لایه‌ی طلای زیرین برای بازتاب امواج برخوردی و اطمینان از عدم عبور امواج برخوردی از آن، در نظر گرفته شده است. لایه‌ی دی‌الکتریک میانی، نقش یک کاواک تشدید فابری_ پرو را دارد. برای رسیدن به بهترین جذب، پارامترهای هندسی ساختار جاذب باید طراحی و بهینه شوند و مطمئن شویم که امپدانس لایه جاذب با امپدانس فضای آزاد مطابقت دارد. ساختار آشکارساز گرافنی در شکل ۱) آورده شده است.



شکل ۱: (الف) تصویر از روبروی لایه‌ی ساختار آشکارساز نوری
ب) تصویر سه بعدی دو سلول واحد از ساختار آشکارساز نوری

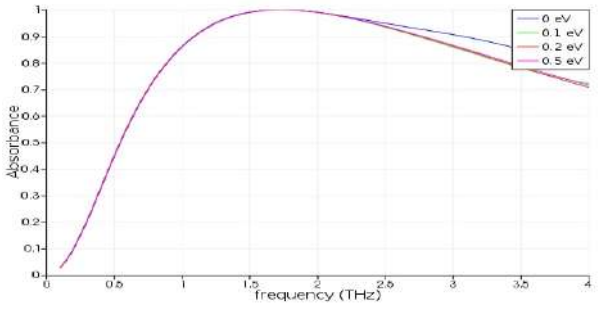
لایه زیرین طلا به عنوان صفحه‌ی پایه و یک طرف اتصال فلزی آشکار سازاستفاده می شود. از سیلیکون به عنوان لایه میانی، و از لایه های نواری گرافن دو بعدی بعنوان لایه کاتد استفاده می‌شود. با توجه به ضخامت لایه‌ی فلز، موج تراهرتز برخوردی هنگام رسیدن به سطح انتهایی کاملا بازتاب شده و با بیشترین حالت ممکن در ساختار جذب می‌شود. تصویر کلی ساختار در محیط نرم افزار لومریکال در شکل ۲ آورده شده است.



شکل ۲: تصویر آشکارساز نوری پشنهاد شده در محیط نرم‌افزارDEVICE

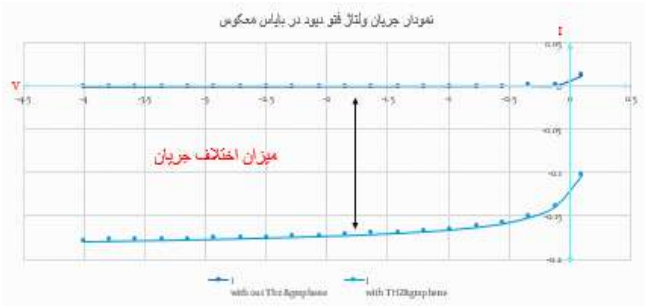
تحلیل ساختار آشکار ساز

پیاده‌سازی ساختار پیشنهادی طی دو مرحله و در ابتدا تحلیل نوری ساختار پیشنهادی به روش المان محدود در حوزه‌ی زمان در بخش FDTD نرم‌افزار لومریکال و سپس تحلیل الکتریکی در بخش DEVICE نرم‌افزار لومریکال صورت گرفته است. در واقع هدف اصلی در FDTD پیدا کردن فرکانسی می‌باشد که در آن بیشترین جذب اتفاق می‌افتد، و همچنین یافتن میزان تولید الکترون و حفره به ازائ فرکانس مربوطه می‌باشد. در شکل ۳ منحنی میزان جذب نور بر حسب فرکانس در بازه فرکانسی تعریف شده از ۰/۱ تراهرتز تا ۷ تراهرتز نمایش داده شده است. همانطور که دیده می شود در فرکانس های بین ۱/۵ تا ۲ تراهرتز بیشترین جذب اتفاق می افتد. تغذیه آشکارسازهای نوری در بایاس معکوس می‌باشد تا عرض ناحیه تهی (جایی که فوتون ها تبدیل به زوج الکترون –حفره می شوند) بیشتر شود.



شکل ۳: منحنی جذب ساختار پیشنهادی به ازائ فرکانس منبع از ۰. ۱ الی ۴ ترا هرتز

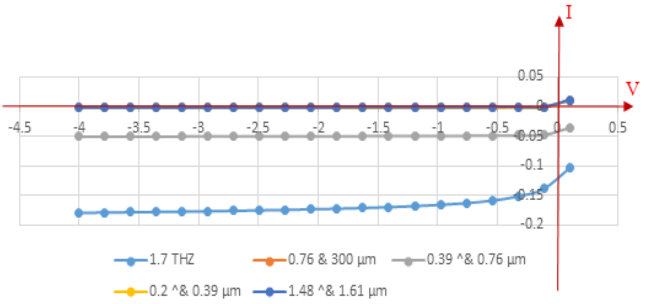
لذا ساختار در ناحیه بایاس معکوس تحلی شده و نمودار جریان آشکارساز نوری، بر اساس ولتاژ اعمالی در حالت بایاس معکوس پیوند P-N یکبار با حضور لایه گرافن و بار دیگر بدون حضور لایه گرافن در شکل ۴ آورده شده است. همانگونه که از نمودار جریان ـ ولتاژ بدست آمده در فرکانس اعمالی ۱/۷ تراهرتز مشهود است میزان جریان تولیدی با حضور لایه گرافن بیشتر از حالتی هست که از گرافن استفاده نگردد.



شکل ۴: منحنی **V-I** آشکارساز نوری در بایاس معکوس با حضور و عدم وجود لایه گرافن

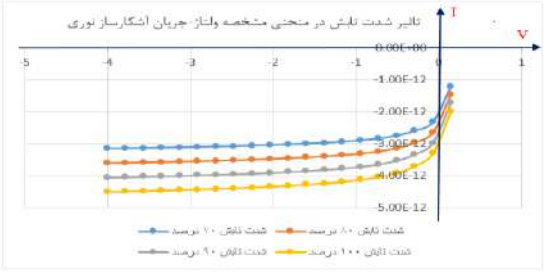
آشکارسازهای نوری در طیف های مختلفی از امواج الکترمغناطیسی مورد استفاده قرار می‌گیرند . در این تحقیق ساختار ارائه شده در فرکانس های مختلف بررسی گردید. پاسخ نوری و خروجی الکتریکی ساختار در بازه های مختلف

امواج الکترومغناطیس، در شکل ۵، بصورت نمودار های جریان- ولتاژ ، حاصل از منبع نوری با طول موج‌های مختلف اعمالی نمایش داده شده است.



شکل ۵: نمودار **V-I** آشکارساز نوری به ازائ طول موج‌های مختلف

در مرحله بعدی، خروجی ساختار بر حسب تغییرات شدن نور ترا هرتز بررسی گردید و مشاهده شد که با تغییر شدت مقدار جریان بایاس معکوس افزایش می یابد. نمودار ولتاژ- جریان آشکار ساز در بایاس معکوس به ازای شدت های تابش مختلف در شکل ۶ آورده شده است. در همه شدت های اعمال شده، فرکانس ورودی در این مرحله برابر ۱/۷ تراهرتز انتخاب شد که مربوط به بیشترین مقدار جذب ارائه شده در شکل ۱ سازگاری دارد.

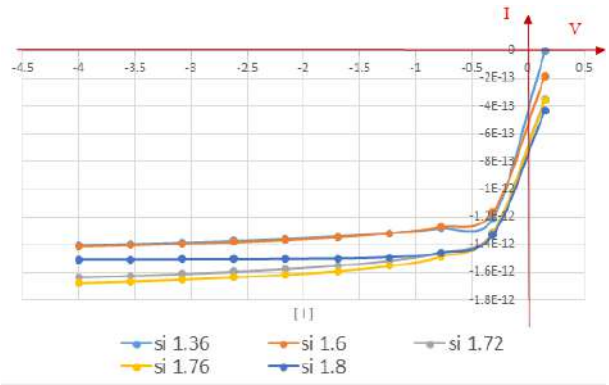


شکل۶: نمودار **VI** آشکارساز نوری به ازائ تغییر شدت تابش منبع نوری

همانطور که از شکل ۶ معلوم می شود با کاهش میزان شدت تابش نور، جریان تولید شده توسط ساختار نیز کم می‌شود. در ادامه برای بهینه سازی ساختار از تغییر ابعاد فیزیکی استفاده شد. برای داشتن یک معیار مقایسه همچنان فرکانس منبع نوری برابر ۱/۷ تراهرتز در نظر گرفته می شود. با تغییر ضخامت لایه سیلیکونی از ۱/۳۶میکرومتر تا ۱/۸۰میکرومتر ، نمودار ولتاژ- جریان خروجی آشکار ساز در شکل ۷ آورده شده است.

نتیجه گیری

طبق نتایج بدست آمده از شبیه‌سازی ساختار ارائه شده، جذب نزدیک به ۱۰۰٪ در محدوده فرکانس ۱,۶ الی ۱,۹ ترا هرتز حاصل می‌شود و امکان استفاده از گرافن برای استفاده در ادوات نوری و جاذب تراهرتز را فراهم می کند. بر اساس نتایج ارائه شده در شکل ۷ ، بیشترین جریان بایاس معکوس در ضخامت لایه سیلیکونی برابر با ۱/۷۶میکرومتر رخ می دهد.



شکل ۷: نمودار **V-I** آشکارساز نوری ناشی از تغییر در ضخامت سیلیکون

مرجع‌ها

[1] M Soltani, A Najafi, I Chaharmahali and S Biabanifard, *A configurable two-layer four-bias graphene-based THz absorber*, Computational Electronics, 2020.

[2] K Zhang, L Zhang, L Han, L Wang, Z Chen, H Xing and X Chen, *Recent progress and challenges based on two-dimensional material photodetectors*, Nano Express 2, 2021.

[3] S Schuler, J E. Muench, A Ruocco, O Balci, D. v Thourhout, V Sorianello, M Romagnoli, K Watanabe, T Taniguchi, I Goykhman, A. C Ferrari and T. Mueller, *High-responsivity graphene photodetectors integrated on silicon microring resonators*, *NATURE COMMUNICATIONS*, 2021.

[4] J Liu, X Li, R Jiang, K Yang, J Zhao, S.A Khan, J He, P Liu, J Zhu and B Zeng, Recent Progress in the Development of Graphene Detector for Terahertz Detection, sensors, 2021

[5] T. Echtermeyer, et al. K. Geim, A. C. Ferrari and K. S. Novoselov, "Strong plasmonic enhancement of photovoltage," nature COMMUNICATIONS, 28 Apr 2011.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

بررسی اثر حلال بر مشخصه‌های فوتوولتایی سلول‌های خورشیدی پروسکایتی سه‌بعدی/ دوبعدی

مهناز مظفری*، عباس بهجت، محمدعلی حداد و علی بنویدی

دانشکده فیزیک دانشگاه یزد، صفائیه، بلوار دانشگاه، یزد، صندوق پستی: ۷۴۱-۸۹۱۹۵

Mahnaz.mozaffari@stu.yazd.ac.ir, abehjat@yazd.ac.ir, mahaddad@yazd.ac.ir, and abenvidi@yazd.ac.ir

چکیده – در این پژوهش سلول‌های خورشیدی پروسکایتی سه‌بعدی/ دوبعدی با استفاده از کاتیون جداکننده فنیل‌تری‌متیل‌آمونیوم ($C_9H_{14}N$) ساخته شدند. محلول فنیل‌تری‌متیل‌آمونیوم یدید در حلال‌های مختلف ایزوپروپانول و کلروفرم تهیه شدند. با توجه به مشخصه‌های فوتوولتایی سلول‌های خورشیدی مشاهده می‌شود که سلول‌های خورشیدی پروسکایتی سه‌بعدی/ دوبعدی با استفاده از حلال ایزوپروپانول بازده بالاتری نسبت به سلول‌های خورشیدی با استفاده از حلال کلروفرم بدست می‌آورند.

کلید واژه- ایزوپروپانول، بازده، پروسکایت سه‌بعدی/ دوبعدی، سلول‌خورشیدی، کلروفرم.

Solvent effects on photovoltaic parameters of 2D/3D perovskite solar cells

M. Mozaffari*, A. Behjat, M.A. Haddad, and A. Benvidi

Department of Physics, Yazd University, Yazd, Iran, P.O. Box 89195-741

Mahnaz.mozaffari@stu.yazd.ac.ir, abehjat@yazd.ac.ir, mahaddad@yazd.ac.ir, and abenvidi@yazd.ac.ir

Abstract- In this research, 2D/3D perovskite solar cells were fabricated using phenyl trimethylammonium ($C_9H_{14}N$) separator cation. Phenyl trimethylammonium iodide (PTAI) solution by isopropanol and chloroform solvents were prepared. Measured photovoltaic characteristics of the fabricated samples, show that the 2D/3D perovskite solar cells using isopropanol solvent have higher efficiency than that of solar cells using chloroform.

Keywords: Chloroform, 2D/3D Perovskite, Efficiency, Isopropanol, Solar Cells.

مقدمه

بحران انرژی در سال‌های اخیر، کشورهای جهان را بر آن داشته که با مسائل مربوط به انرژی برخوردی متفاوت نمایند که در این میان جایگزینی انرژی‌های فسیلی با انرژی‌های تجدیدپذیر و از جمله انرژی خورشیدی به منظور کنترل عرضه و تقاضای انرژی و کاهش انتشار گازهای آلاینده با استقبال فراوانی روبرو شده است. با توجه به فرآیند نسبتا ساده ساخت سلول‌های خورشیدی پروسکایتی در مقایسه با سلول‌های خورشیدی نسل قبل، در بازه زمانی کوتاه این نوع سلول‌های خورشیدی پیشرفت قابل توجهی داشته است. مهم‌ترین اهداف محققین در ساخت سلول‌های خورشیدی بهبود بازده، پایداری و کاهش هزینه تولید آن‌ها است. این اهداف با تغییر مواد اولیه، بهبود روش‌های لایه‌نشانی و تغییر روش‌های لایه‌نشانی و ... تحقق می‌یابد. در سال‌های اخیر تحقیقات فراوانی در زمینه سلول‌های خورشیدی پروسکایتی انجام شده است. حسن استفاده از پروسکایت‌ها این است که با استفاده از آن‌ها می‌توان سلول‌های خورشیدی با بازده بالا از فاز محلول و با هزینه کم تولید نمود. بازده سلول خورشیدی تولیدشده، با کنترل ترکیب و نظم ساختاری این مواد نیز قابل تنظیم خواهد بود. در حالی‌که بازده سلول‌های خورشیدی پروسکایتی به ۲۵/۷٪ رسیده است، ولی هنوز پروسکایت‌ها از پایداری پایین رنج می‌برند. گروهی از محققین، فرآیندهای شیمیایی که منجر به تجزیه لایه پروسکایت می‌شوند را به تفصیل معرفی کرده اند [۱]. آن‌ها چهار عامل کلیدی دما، اکسیژن و رطوبت، تابش فرابنفش و فرآیند محلول را عامل تجزیه پروسکایت معرفی کرده‌اند. یک راهکار برای بهبود پایداری پروسکایت‌ها، استفاده از پروسکایت‌های دارای ابعاد پایین (دو بعدی) است. پروسکایت‌های دوبعدی ترکیب تناوبی از لایه‌های آلی و معدنی هستند که به عنوان فاز رودلسدن-پوپر با فرمول کلی $A'_2A_{n-1}M_nX_{3n+1}$ و فاز دایون-جاکوبسون با فرمول کلی $BA_{n-1}M_nX_{3n+1}$ معرفی می‌شوند. در صورتیکه n=1 باشد، یک ساختار دوبعدی محض، در صورتیکه n=2, 3,... باشد، یک ساختار شبه دوبعدی و در صورتیکه n=∞ باشد یک ساختار سه‌بعدی معمولی حاصل می‌شود [۲, ۳]. اخیرا پروسکایت‌های دوبعدی را به عنوان سرپوش بر روی پروسکایت سه‌بعدی به‌کار می‌برند تا به‌عنوان سپر از پروسکایت سه‌بعدی در برابر رطوبت محافظت کنند. چو و همکاران یک لایه پروسکایت سرپوش دوبعدی به شکل PEA_2PbI_4 را با روش لایه‌نشانی چرخشی دینامیکی محلول PEAI در ایزوپروپانول بر روی لایه پروسکایت سه‌بعدی لایه‌نشانی کردند. نتیجه آزمون پایداری طولانی مدت لایه‌های پروسکایت که تحت روشنایی قرار گرفتند نشان داد که سلول شامل پروسکایت سه‌بعدی/دوبعدی پایدارتر از سلول‌های ساخته‌شده با پروسکایت سه‌بعدی است [۴]. با توجه به اینکه در این نوع سلول‌های خورشیدی، پروسکایت دوبعدی بر روی پروسکایت سه‌بعدی لایه‌نشانی می‌شود و از آنجایی که در فرآیند محلول، نوع حلال مورد استفاده تأثیر بسزایی بر بلورینگی پروسکایت سه‌بعدی دارد. در این پژوهش به بررسی اثر حلال‌های مختلف جهت تهیه محلول کاتیون دوبعدی بر عملکرد سلول‌های خورشیدی پروسکایتی پرداخته شده است.

روش ساخت سلول‌های خورشیدی پروسکایتی

جهت ساخت سلول‌های خورشیدی، ابتدا بخشی از لایه رسانا FTO با استفاده از پودر روی و هیدروکلریک اسید لایه‌برداری شد. مراحل شستشو به ترتیب با آب و صابون، آب مقطر، استون و اتانول تحت اولتراسونیک انجام شد و زیرلایه به مدت ۱۵ دقیقه در آون با دمای ۱۰۰°C قرار گرفت تا خشک شود. سپس لایه سدکننده حفره با سرعت چرخش ۴۰۰۰ دور بر دقیقه به مدت یک دقیقه لایه‌نشانی شد و به مدت یک ساعت در دمای ۵۰۰°C پخت داده شد. لایه نانو متخلخل تیتانیوم‌دی‌اکسید نیز با سرعت چرخش

۴۰۰۰ دور بر دقیقه لایه‌نشانی شد و به مدت یک ساعت تا دمای ۵۰۰°C پخت داده شد. سپس پروسکایت سه‌بعدی سه‌کاتیونی $HC(NH_2)_2/CH_3NH_3/Cs$ به روش دومرحله‌ای چرخشی ترتیبی لایه‌نشانی شد و به مدت ۱۵ دقیقه در دمای ۱۵۰°C پخت داده شد. برای تشکیل پروسکایت دوبعدی بر روی پروسکایت سه‌بعدی، ۱/۵ میلی‌گرم فنیل‌تری‌متیل‌آمونیوم یدید در حلال‌های ایزوپروپانول و کلروفرم حل شد و با سرعت چرخش ۱۳۰۰ دور بر دقیقه به مدت ۳۰ ثانیه بر روی پروسکایت سه‌بعدی لایه‌نشانی شد و به مدت ۵ دقیقه در دمای ۱۵۰°C پخت داده شد (شکل ۱). در مرحله آخر، ۶۰ نانومتر طلا توسط دستگاه کندوپاش به عنوان الکترود مقابل لایه‌نشانی شد.

شکل ۱: طرح شماتیک از تشکیل سلول‌های خورشیدی پروسکایتی سه‌بعدی/ دوبعدی با استفاده از حلال a) ایزوپروپانول و b) کلروفرم.

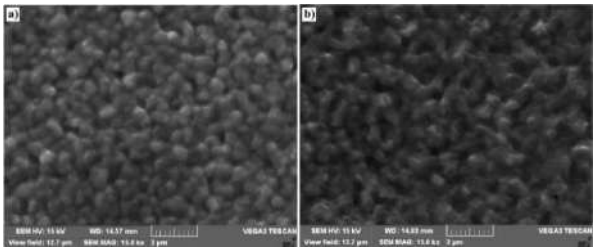
نتایج و داده‌ها

در این پژوهش به مقایسه مشخصه‌های فوتوولتایی سلول‌ها خورشیدی پروسکایتی سه‌بعدی/ دوبعدی ساخته شده با استفاده از حلال‌های مختلف (جهت تهیه محلول کاتیون دوبعدی) پرداخته می‌شود. با توجه به مشخصه‌های فوتوولتایی از قبیل ولتاژ مدار باز (V_{OC})، چگالی جریان مدار کوتاه (J_{SC})، ضریب پرشدگی (FF) و بازده تبدیل توان (PCE) در جدول ۱ ، مشاهده می‌شود که سلول‌های خورشیدی پروسکایتی سه‌بعدی/ دوبعدی ساخته‌شده با حلال ایزوپروپانول بازده بالاتری نسبت به سلول‌های ساخته-شده با استفاده از حلال کلروفرم دارد. ولتاژ مدار باز کمتر در سلول خورشیدی پروسکایتی با استفاده از حلال کلروفرم احتمالا نشان‌دهنده نقص‌ها و بازترکیب بیشتر در این نوع سلول خورشیدی است.

جدول ۱: مشخصه‌های فوتوولتایی سلول‌های خورشیدی پروسکایتی ساخته-شده با استفاده از حلال‌های ایزوپروپانول و کلروفرم.

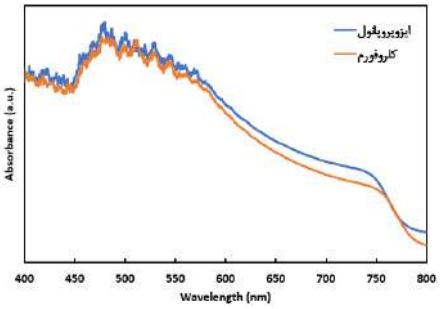
سلول‌های خورشیدی	V_{OC} (v)	J_{SC} (mA/cm^2)	FF (%)	PCE (%)
ایزوپروپانول	۰/۷۸	۱۷/۱۴	۶۱	**۸/۱۷**
کلروفرم	۰/۶۸	۱۴/۷۰	۵۱	**۵/۰۶**

با توجه به تصاویر SEM از سطح پروسکایت تشکیل‌شده با دو نوع حلال مختلف در شکل ۲ مشاهده می‌شود که سطح پروسکایت ساخته‌شده با حلال ایزوپروپانول یکنواخت‌تر است. در حالی‌که سطح پروسکایت ساخته‌شده با حلال کلروفرم غیر یکنواخت و با تخلخل‌های بیشتر بین کریستال‌های پروسکایت است. به‌نظر می‌رسد این نقص‌های سطحی منجر به بازترکیب و کاهش چگالی جریان می‌شود.



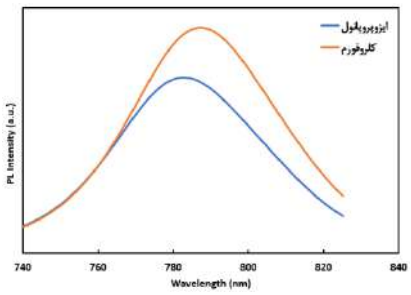
شکل ۲: تصاویر SEM از سطح پروسکایت با استفاده از حلال‌های a) ایزوپروپانول و b) کلروفرم.

طیف جذب از لایه‌های پروسکایت تشکیل‌شده با استفاده از حلال‌های مختلف در شکل ۳ نشان می‌دهد که هر دو لایه پروسکایت در محدوده ۵۵۰-۴۰۰ نانومتر تقریبا جذب یکسانی دارند. ولی در محدوده ۸۰۰-۵۵۰ نانومتر، پروسکایت تشکیل‌شده با حلال ایزوپروپانول میزان جذب بیشتری نسبت به پروسکایت تشکیل‌شده با حلال کلروفرم دارد. بنابراین پروسکایت سه‌بعدی/ دوبعدی تشکیل شده با حلال ایزوپروپانول برای ساخت سلول مناسب‌تر است.



شکل ۳: طیف جذب UV-vis از لایه‌های پروسکایت با استفاده از حلال‌های ایزوپروپانول و کلروفرم.

طیف فوتولومینسانس از لایه‌های پروسکایت لایه‌نشانی شده بر روی TiO_2/FTO در شکل ۴ نشان داده شده است. مشاهده می‌شود که پروسکایت سه‌بعدی/ دوبعدی تشکیل-شده با حلال ایزوپروپانول پیک کوتاه‌تری نسبت به پروسکایت تشکیل شده با حلال کلروفرم دارد، که این نشان‌دهنده انتقال‌بار بهتر در سلول‌های خورشیدی پروسکایتی سه‌بعدی/ دوبعدی تشکیل‌شده با حلال ایزوپروپانول است. انتقال‌بار بهتر منجر به افزایش چگالی جریان و در نتیجه افزایش بازده شده است.



شکل ۴: طیف فوتولومینسانس از لایه‌های پروسکایت با استفاده از حلال‌های ایزوپروپانول و کلروفرم، لایه‌نشانی شده بر روی TiO_2/FTO.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش مشاهده شد که لایه‌نشانی محلول فنیل‌تری‌متیل‌آمونیوم یدید در حلال کلروفرم بر روی پروسکایت سه‌بعدی سه‌کاتیونی منجر به تخریب سطح پروسکایت سه‌بعدی می‌شود. این تخریب بدلیل ایجاد نقص‌ها و تخلخل‌ها در بین کریستال‌های پروسکایت است. این عوامل منجر به بازترکیب و در نتیجه کاهش ولتاژ مدار باز و چگالی جریان در سلول‌های خورشیدی ساخته شده با این روش شده است. در حالی‌که همه مشخصه‌های فوتوولتایی سلول‌های خورشیدی سه‌بعدی/ دوبعدی تشکیل شده با حلال ایزوپروپانول بهتر از سلول‌های خورشیدی تشکیل‌شده با حلال کلروفرم است. با توجه به نتایج فوق، حلال ایزوپروپانول برای تهیه محلول فنیل‌تری‌متیل‌آمونیوم یدید جهت تشکیل پروسکایت دوبعدی بر روی پروسکایت سه‌بعدی سه‌کاتیونی پیشنهاد می‌شود.

سپاسگزاری

نویسندگان از حمایت مالی صندوق حمایت از پژوهشگران و فناوران کشور (INSF-4004830) تشکر می‌کنند.

مرجع‌ها

[1] G. Niu, X. Guo, and L. Wang, "Review of recent progress in chemical stability of perovskite solar cells," *Journal of Materials Chemistry A*, vol. 3, no. 17, pp. 8970-8980, 2015.

[2] P. Gao, A. R. Bin Mohd Yusoff, and M. K. Nazeeruddin, "Dimensionality engineering of hybrid halide perovskite light absorbers," *Nature communications*, vol. 9, no. 1, pp. 1-14, 2018.

[3] J. Hu, L. Yan, and W. You, "Two-dimensional organic–inorganic hybrid perovskites: a new platform for optoelectronic applications," *Advanced Materials*, vol. 30, no. 48, p. 1802041, 2018.

[4] K. T. Cho *et al.*, "Selective growth of layered perovskites for stable and efficient photovoltaics," *Energy & Environmental Science*, vol. 11, no. 4, pp. 952-959, 2018.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

پیاده سازی حسگر پلاسمونیک فن شکل برای اندازه‌گیری غلظت گلوکز

مجتبی ارجمند، آیدا آرای

دانشگاه صنعتی مالک اشتر، مجتمع دانشگاهی علوم کاربردی نوین (arjmand.mj@gmail.com)
دانشگاه اصفهان، دانشکده فیزیک

چکیده - در این مقاله نتایج تجربی حاصل از برپایی چیدمان آزمایشگاهی یک حسگر پلاسمون سطحی و بکارگیری آن برای اندازه‌گیری غلظت گلوکز ارائه شده است. این حسگر بر اساس روش بازخوانی زاویه‌ای و مبتنی بر ساختار فن شکل استوار است که در آن پرتوهای نوری با زوایای فرود مختلف به طور همزمان بر روی سطح حسگر فرود می‌آیند. حساسیت این حسگر برای اندازه‌گیری غلظت گلوکز در حدود ۲ پیکسل جابجایی طیف به ازای اعمال mg/mL ۱ از گلوکز است و می‌توان نمونه‌های با غلظت در حد mg/mL ۱/۹۵ را بوسیله این حسگر اندازه‌گیری کرد.

کلید واژه- پایش غلظت گلوکز، تشدید پلاسمون سطحی، حسگر نوری، روش بازخوانی زاویه‌ای فن شکل.

Implementation of a fan-shaped SPR sensor for measurement of glucose concentration

Mojtaba Arjmand[1] and Ayda Aray[2]

Faculty of Applied Sciences, Malek-Ashtar University of Technology, Isfahan, Iran (arjmand.mj@gmail.com)
Faculty of Physics, University of Isfahan, Isfahan, Iran

Abstract- In this article, the experimental results of a plasmonic sensor for the concentration measurement of glucose samples are presented. The sensor works based on the angular interrogation method by using a fan-shaped structure in which light rays with different incident angles simultaneously enter on the metalized part of the sensor surface. The sensitivity of this sensor for measuring glucose concentration is around two pixels of spectrum shift per 1 mg/mL of glucose. This sensor can measure glucose samples with a concentration of 1.95 mg/mL.

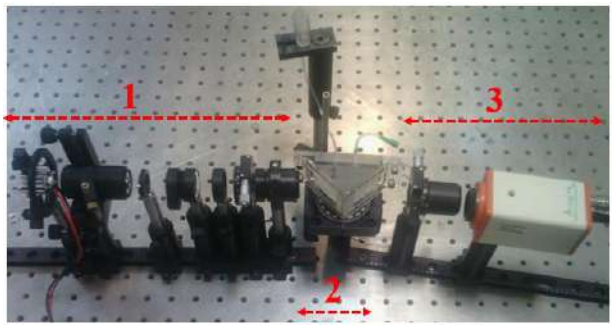
Keywords: Fan-shaped angular interrogation, glucose monitoring, optical sensor, surface plasmon resonance.

مقدمه

حسگرهای پلاسمونیک به دلیل حساسیت بالا به کررات برای اندازه‌گیری غلظت محلول‌ها و کاربردهای زیستی مورد استفاده قرار گرفته‌اند. متداول‌ترین آرایش بکار رفته برای این حسگرها، آرایش کرشمن و استفاده از یک منشور با لایه‌نشانی طلا یا نقره است. بازخوانی اطلاعات این حسگرها نیز عموما مبتنی بر روش بازخوانی زاویه‌ای است که در آن طول‌موج چشمه نوری ثابت بوده و زاویه فرود پرتوی نوری متغیر است (از طریق روبش پرتوی لیزری یا چرخاندن منشور) [۱]. برای دستیابی به رزولوشن زاویه‌ای بالا، نیاز است که از اسکنر یا آینه نوسانی و پایه‌های چرخشی موتورایز با دقت بالا استفاده شود که همین امر سبب افزایش هزینه و حجیم شدن این حسگرها می‌شود. ضعف دیگر این ساختارها ناشی از حرکت مکانیکی آن‌ها است که سیستم را مستعد خطا و دقت پایین می‌کند. این مشکلات را می‌توان با استفاده از ساختارهای فن شکل برطرف کرد که در آن یک دسته پرتو نوری همگرا/واگرا شونده به سطح منشور وارد می‌شوند [۲]. ساختارهای فن شکل با توجه به کاهش پیچیدگی و حجم و عدم استفاده از عناصر اپتیکی یا مکانیکی متحرک در آن، مبنای عمل بسیاری از محصولات تجاری موجود در دنیا مانند محصولات شرکت Biacore است. اگرچه حسگرهای با ساختار فن شکل، پیشتر در دنیا ارائه شده است [۲-۴]، اما طبق بررسی‌های صورت گرفته تاکنون گزارشی مبنی بر طراحی و یا ساخت حسگرهای پلاسمونیک فن شکل در داخل کشور ارائه نشده است. بر همین اساس با هدف بومی‌سازی این نوع حسگر در کشور، با انجام طراحی مستقل حسگر و شبیه‌سازی با نرم‌افزارهای Zemeax و Matlab، مقادیر بهینه برای هر یک از اجزای حسگر تعیین شده و یک نمونه آزمایشگاهی از حسگر پیاده‌سازی شده است. عملکرد حسگر نیز با اندازه‌گیری غلظت نمونه‌های گلوکز، مورد بررسی قرار گرفته است.

روش اندازه‌گیری

تزویج نور به امواج پلاسمونیک در طول موج و زاویه فرودی خاصی رخ می‌دهد که با توجه به نقطهٔ تقاطع نمودارهای پاشندگی فوتون و پلاسمون حاصل می‌شود. این شرایط که به نام شرایط تشدید پلاسمونیک شناخته می‌شود، حاوی اطلاعات ضریب شکست محیط پیرامونِ فلز است. برای دستیابی به این اطلاعات باید شرایط تشدید پلاسمون به دقت بازخوانی و پایش شود. شکل (۱) چیدمان آزمایشگاهی برپا شده برای حسگر پلاسمون سطحی با آرایش فن شکل را نشان می‌دهد. بازوی ارسال نور (شماره ۱) متشکل از یک LED توان بالا با طول‌موج ۶۳۲ نانومتر و پهنای طیفی ۲۰nm است. دلیل بکارگیری LED به جای منبع تکفام لیزری، جلوگیری از ایجاد طرح‌های تداخلی (ناشی از همدوسی بالای لیزر) روی آشکارساز CCD است [۴]. برای کاهش پهنای طیفی چشمه از یک فیلتر میان گذر با پهنای خط ۳ نانومتر استفاده کرده‌ایم. به منظور کاهش واگرایی فضایی نور خروجی از LED و متمرکز کردن پرتوهای نوری، از یک شیئی میکروسکوپ با توان بزرگنمایی ۱۰X و برای موازی سازی پرتوها از یک عدسی محدب با فاصله کانونی ۵۰mm (بر اساس شبیه‌سازی) استفاده کرده‌ایم. از آنجا که امواج پلاسمون سطحی تنها بوسیله نور با قطبش TM برانگیخته می‌شوند از یک قطبنده خطی با نسبت خاموشی ۱۰۰۰۰ : ۱ استفاده کرده‌ایم. آخرین المان اپتیکی در بازوی تحریک حسگر، یک لنز استوانه‌ای است که برای کانونی-کردن پرتوهای نوری بر روی وجه منشور و ایجاد پرتوهای فن شکل بکار می‌رود. فاصلهٔ کانونی لنز استوانه‌ای و قطر لکهٔ پرتوها روی این لنز، تعیین کننده بازه زاویه‌ای فرود پرتوها بر سطح منشور است. با توجه به طراحی اپتیکی انجام شده، از لنز با فاصله کانونی ۷۵mm استفاده شد. همچنین به منظور ایجاد یک لکه کاملا خطی بر روی منشور، یک دریچه مستطیلی شکل را قبل از لنز استوانه‌ای قرار دادیم.

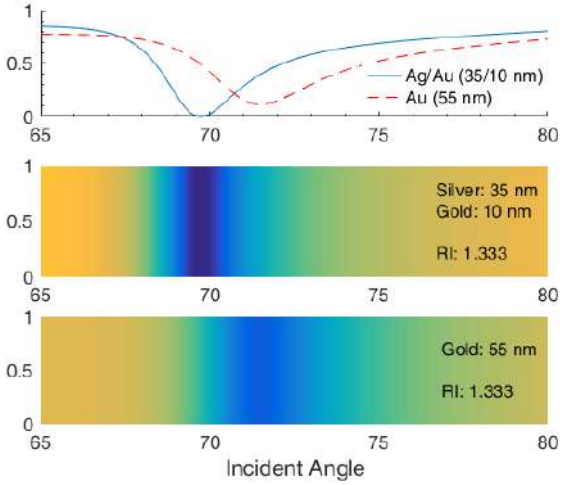


شکل ۱: چیدمان آزمایشگاهی حسگر پلاسمون سطحی فن شکل.

با تغییر ابعاد دریچه، اندازه لکه نوری و نیز زاویه فرود پرتوهای نوری بر روی منشور قابل تنظیم است.

برای بخش تزویج نور به امواج پلاسمون سطحی (شماره ۲ در شکل ۱) از منشور قائم با طول وتر ۵۵ میلیمتر و جنس کوارتز استفاده شد. برای برانگیختن امواج پلاسمون سطحی، لایه‌های کروم، نقره و طلا بر روی سطح منشور لایه‌نشانی شد. بر اساس شبیه‌سازی‌های انجام شده، ضخامت بهینه هر یک از این لایه‌ها به ترتیب برابر ۱ nm، ۳۵ nm، و ۱۰ nm بدست آمد. اگر برای افزایش حساسیت صرفا از تک لایه طلا استفاده شود، ضخامت بهینه طلا ۵۵nm خواهد بود.

شکل (۲) شبیه‌سازی طیف تشدید پلاسمون سطحی و طرح شدتی قابل دریافت بوسیله CCD را به ازای دو سناریوی مختلف لایه‌نشانی نشان می‌دهد. طبق شکل، طیف حاصل از لایه‌نشانی دوفلزی نقره/طلا بسیار باریکتر از طیف حاصل از لایه‌نشانی تک لایه طلا است که منجر به رزولوشن بهتر حسگر می‌شود. زاویه تشدید پلاسمون نیز در محیط آب، به ازای لایه‌نشانی نقره/طلا برابر با ۶۹/۷ درجه است. با تنظیم دقیق المان‌های اپتیکی، پرتوهای نوری با زوایای فرود مختلف (از ۶۵ تا ۷۵ درجه) به صورت یک خط باریک روی سطح لایه‌نشانی شده منشور متمرکز می‌شوند. برای آشکارسازی پرتوهای بازتابی، ابتدا یک عدسی استوانه‌ای محدب پرتوهای واگرا را بصورت موازی درآورده و از یک دوربین CCD برای دریافت و ثبت طیف زاویه‌ای حسگر در دو بعد استفاده کرده‌ایم.

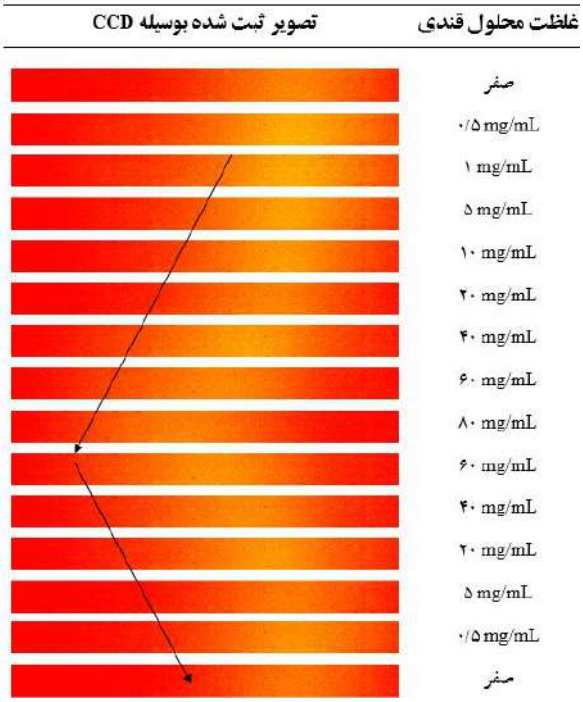


شکل ۲: شبیه‌سازی طیف پلاسمونیک برای دو لایه‌نشانی مختلف.

نتایج تجربی

برای بررسی عملکرد حسگر، محلول‌های گلوکز با غلظت‌های ۰/۵، ۱، ۵، ۱۰، ۲۰، ۴۰، ۶۰ و ۸۰ mg/mL ایجاد شدند. شکل (۳) تصاویر ثبت شده توسط CCD پس از اعمال نمونه‌های مختلف به حسگر را نشان می‌دهد. در هر تصویر شاهد یک نوار عمودی با رنگ روشن‌تر نسبت به پس زمینه هستیم که بیانگر محل برانگیختگی امواج پلاسمون سطحی در سطح منشور است. با افزایش غلظت نمونه‌ها، محل تشدید پلاسمون به سمت چپ جابجا می‌شود که متناظر با جابجا شدن زاویه تشدید به سمت زوایای بزرگتر است. با کاهش غلظت نمونه‌ها محل رویداد تشدید پلاسمونیک نیز به طور معکوس جابجا می‌شود که نشان از تکرارپذیری حسگر در دنبال کردن روند تغییرات غلظت گلوکز در هر دو جهت افزایش غلظت و کاهش غلظت است.

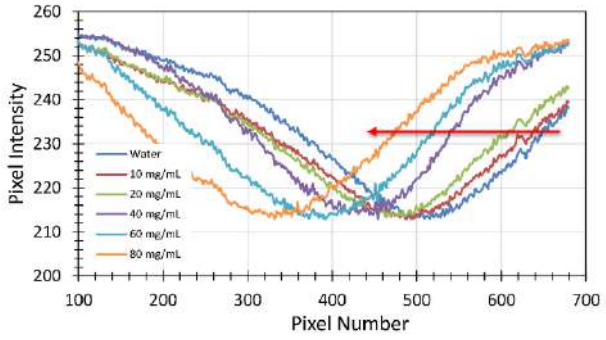
با دریافت تصویر CCD در هر لحظه، شدت‌های متناظر با هر پیکسل از تصویر استخراج شده و با رسم شدت پیکسل‌ها بر حسب شماره هر پیکسل، طیف عبور حسگر مطابق با شکل (۴) بدست می‌آید. برای تعیین شماره پیکسل متناظر با کمینه طیف تشدید، یک تابع چند جمله‌ای را روی طیف برازش کرده‌ایم. نتایج نشان می‌دهد که با افزایش غلظت گلوکز، طیف عبور حسگر حدود ۱۸۰ پیکسل جابجا می‌شود.



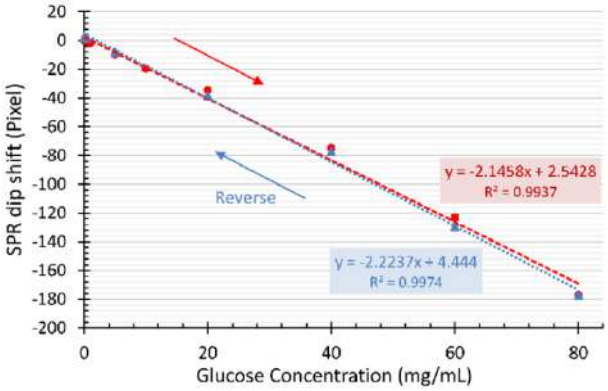
شکل ۳: تصاویر دریافتی از CCD و میزان جابجایی طیف عبور حسگر پلاسمونیک به ازای محلول‌های با غلظت مختلف.

شکل (۵) منحنی کالیبراسیون حسگر را نشان می‌دهد که در آن داده‌های تجربی با دو تابع خطی مورد برازش قرار گرفته‌اند. با داشتن این منحنی‌ها، می‌توان نمونه‌های گلوکز با غلظت نامعلوم را تعیین کرد. حساسیت حسگر از میزان جابجایی طیف تشدید با تغییر غلظت گلوگز و طبق رابطه $S = \delta P / \delta C$ محاسبه می‌شود. با توجه به این رابطه و شیب منحنی کالیبراسون، حساسیت حسگر بیش از ۲/۱ پیکسل جابجایی به ازای اعمال ۱ mg/mL از گلوکز است.

طبق تعریف استاندارد برای محاسبه حد آشکارسازی حسگر، می‌بایست ۳ برابر مقدار انحراف معیار در اندازه‌گیری جابجایی طیف (برای نمونه با غلظت صفر) را ملاک عمل قرار دهیم. مقدار انحراف معیار در اندازه‌گیری جابجایی طیف برای نمونه با غلظت صفر برابر با ۱/۲۹ پیکسل بدست آمده است. بنابراین حد بالای نوسانات کمتر از ۳/۹ پیکسل است که این مقدار متناظر با حد آشکارسازی ۱/۹۵ mg/mL برای اندازه‌گیری گلوکز توسط حسگر است.



شکل ۴: طیف تشدید پلاسمون سطحی مستخرج از تصویر CCD و جابجایی طیف‌ها با تغییر غلظت گلوکز.



شکل ۵: منحنی کالیبراسیون حسگر در تعیین غلظت گلوکز.

نتیجه‌گیری

در این مقاله یک حسگر پلاسمونیک با آرایش کرشمن و روش بازخوانی زاویه‌ای پره‌ای شکل برای آشکارسازی محلول گلوکز ارائه شد. حد آشکارسازی اندازه‌گیری گلوکز ۱/۹۵ mg/mL بدست آمد و حسگر از تکرارپذیری بالایی در اندازه‌گیری تغییرات غلظت گلوکز برخوردار است.

مرجع‌ها

[1] Q. Wang *et al.*, Research advances on surface plasmon resonance biosensors. *Nanoscale*, *14*, 564-591 (2022).

[2] P. Zhang *et al.*, Temperature-regulated surface plasmon resonance imaging system for bioaffinity sensing. *Plasmonics*, *11* (3), pp.771-779 (2016).

[3] K. Ma *et al.*, Optimization of angle-pixel resolution for angular plasmonic biosensors. *Sensors and Actuators B: Chemical*, *283*, pp.188-197 (2019).

[4] L. Liu *et al.*, Study on the despeckle methods in angular surface plasmon resonance imaging sensors, *Plasmonics*, *10* (3), pp.729-737, (2015).

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

توری تار نوری با تناوب بلند بعنوان زیست حسگر آشکارسازی مِت آمفتامین

مجتبی ارجمند، آیدا آرای

دانشگاه صنعتی مالک اشتر، مجتمع دانشگاهی علوم کاربردی نوین (arjmand.mj@gmail.com)
دانشگاه اصفهان، دانشکده فیزیک

چکیده - در این مقاله با ساخت حسگر توری با تناوب بلند، از آن برای آشکارسازی ماده مخدر مت‌آمفتامین مورد استفاده قرار دادیم. پس از عامل دار کردن سطح حسگر بوسیلهٔ پلی ال لیزین، آپتامر پیوند پذیر با مت‌آمفتامین را بر روی سطح فعال شدهٔ حسگر تثبیت کردیم تا حسگر به طور خاص به مولکول‌های مت‌آمفتامین پاسخ دهد. با اعمال محلول‌های مختلف از مت آمفتامین به حسگر، حد آشکارسازی حسگر در اندازه‌گیری مت‌آمفتامین، برابر با مقدار pM ۵۲۶ بدست آمد. همچنین مقادیر مربوط به ناحیهٔ پویایی حسگر برابر با nm ۰/۵۷ و بازهٔ عملکردی حسگر در بازهٔ مقادیر nM ۰/۷۳ تا nM ۲۴۱ تعیین شد.

کلید واژه- آشکارسازی مِت آمفتامین، توری تار نوری با تناوب بلند، جابجایی طول‌موج تشدید، حسگر فیبر نوری.

A long-period optical fiber grating biosensor for the detection of methamphetamine

Mojtaba Arjmand[1] and Ayda Aray[2]

Faculty of Applied Sciences, Malek-Ashtar University of Technology, Isfahan, Iran
(arjmand.mj@gmail.com)
Faculty of Physics, University of Isfahan, Isfahan, Iran

Abstract- In this article, we used a long-period fiber-grating sensor for detection of methamphetamine. After functionalizing the sensor surface with poly-L-lysine, we fixed the methamphetamine-binding aptamer on the activated surface of the sensor so that the sensor specifically responds to methamphetamine molecules. By applying different solutions of methamphetamine to the sensor, the detection limit of the sensor in the measurement of methamphetamine was obtained as low as 526 pM. In addition, the dynamic range of the sensor was determined equal to 0.57 nm. The sensor shows a linear response in the range of 0.73 nM to 241 nM of methamphetamine.

Keywords: Detection of methamphetamine, optical fiber long-period grating, optical fiber sensor, resonant wavelength shift.

مقدمه

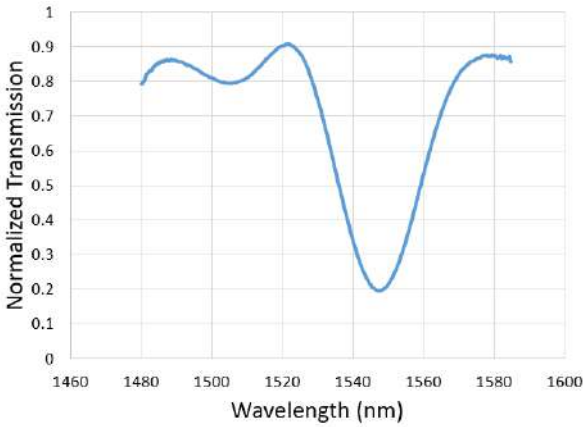
ماده مخدر شیشه از ترکیبات آمفتامین یا مِت آمفتامین ساخته می‌شود. مصرف شیشه ترشح دوپامین، سروتونین و نوراِپی نِفرین را در سیناپس‌های عصبی مغز به شدت افزایش می‌دهد که منجر به تحریک سلول‌های مغزی می‌شود و اختلال در نسبت ترشح آن‌ها، در ایجاد بیماری‌هایی مانند افسردگی یا دوقطبی نقش اساسی را بازی می‌کند. اضطراب، گیجی، لرزش اندام‌ها، تشنج و در نهایت ایست قلبی و مرگ هم از دیگر عوارض سوء مصرف شیشه است [۱].

در این مقاله با بکارگیری توری تار نوری با تناوب بلند (LPG[۱]) بعنوان مبدل حسگر نوری، غلظت‌های مختلف از ماده مخدر مت‌آمفتامین را مورد آشکارسازی قرار داده‌ایم. بدین منظور از آپتامر بعنوان لایهٔ تشخیصی و گیرنده‌های مولکول هدف استفاده کرده‌ایم. آپتامرها پایداری بالایی از نظر شیمیایی و دمایی دارند بنابراین بدون از دست دادن توانایی‌شان در پیوند با مولکول‌های هدف، می‌توان آن‌ها را در دفعات زیاد و زمان‌های طولانی مورد استفاده قرار داد.

نحوه عملکرد حسگر

توری تار نوری با تناوب بلند بواسطهٔ ایجاد یک دسته تغییرات دوره‌ای در ضریب شکست هستهٔ تار نوری حاصل می‌شود. در چنین ساختاری، جفت شدگی توان نوری بین مد پایهٔ هسته (LP_{01}) و مدهای غلافی با تقارن سمتی (LP_{0m} با $m \geq ۲$) رخ می‌دهد که منجر به ایجاد نوارهای تضعیف در طیف عبور توری می‌شود. با برانگیخته شدن مدهای غلافی، دامنهٔ میدان نوری مربوط به این مدها می‌تواند از مرزهای فیزیکی موجبر خارج شده و بنابراین با محیط اطراف موجبر برهمکنش کند. در نتیجه ساختار توری با تناوب بلند می‌تواند بعنوان حسگری حساس به تغییرات محیطی بکار رود [۲].

برای ساخت LPG از روش نقطه به نقطه و با اعمال پالس‌های لیزر اگزایمر KrF (ساخت شرکت LAMBDA PHYSIC) با انرژی پالس ۱۲۰ میلی ژول استفاده شده است. تار حساس به نور UV نیز از نوع Fibercore PS 1250/1500 است. تعداد صفحات داخلی LPG برابر ۵۰ عدد است که به فاصله ۳۵۵ میکرومتر از یکدیگر بر روی تار نوشته شده‌اند. شکل (۱) طیف عبور LPG واقع در هوا را نشان می‌دهد که طول‌موج تشدید آن ۱۵۴۰ نانومتر است.



شکل ۱: طیف عبور LPG ساخته شده که در هوا قرار دارد.

به منظور آماده سازی حسگر توری با تناوب بلند برای آشکارسازی مت آمفتامین، ابتدا سطح حسگر را بوسیلهٔ پلی ال لیزین (PLL[۲]) عامل دار کردیم. پس از آن آپتامر پیوند پذیر با مت‌آمفتامین (aptaMETH) را بر روی سطح فعال شدهٔ حسگر تثبیت می‌کنیم تا حسگر به طور خاص به مولکول‌های مت‌آمفتامین پاسخ دهد. آپتامر مورد استفاده یک DNA تک رشته‌ای است که میل پیوندی و انتخاب پذیری بالایی را نسبت به مت آمفتامین دارد.

برای آشکارسازی مت آمفتامین، ابتدا سطح حسگر با استفاده از اسید کلریدریک ۱ مولار و محلول piranha تمیز شده و با آب دوبار یونیده شستشو داده می‌شود. به منظور

[۱] Long Period Grating

[۲] Poly-L-Lysine

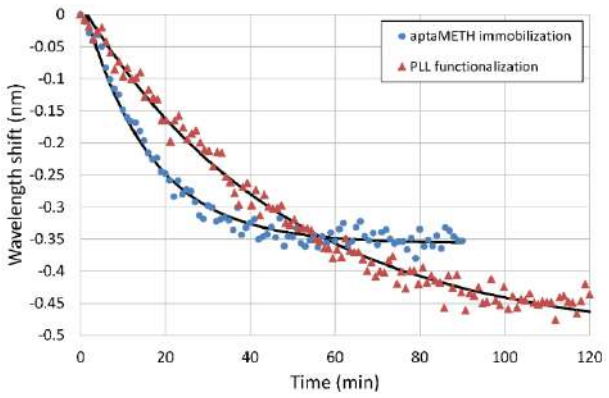
عامل دار کردن سطح حسگر محلول (w/v) ۰/۱ ٪ از PLL با pH ۷/۴ را به مدت ۲ ساعت به تار نوری اعمال می‌کنیم تا لایه‌ای از PLL روی سطح تار ایجاد شود. پس از مرحلهٔ تمیز کاری، سطح حسگر دارای بارهای منفی می‌شود و از آنجا که PLL نیز دارای یون‌های مثبت (گروه‌های آمین با بار مثبت) است، بنابراین مولکول‌های PLL می‌توانند طی یک پیوند الکترواستاتیکی، با بارهای منفی روی سطح تار شیشه‌ای پیوند برقرار کرده و بصورت تک لایه‌ای روی سطح تار مستقر شوند. پس از آن محلولی از آپتامر aptaMETH با غلظت ۵۰۰ nM وارد فلوسل حسگر شده و در دمای اتاق به مدت ۹۰ دقیقه در مجاورت حسگر قرار می‌گیرد تا یک پیوند کووالانسی بین آپتامر و PLL برقرار شود.

در حضور مت آمفتامین، شکل ساختاری aptaMETH تغییر پیدا کرده و به دور مت آمفتامین تا می‌خورد تا ترکیب Meth-aptaMETH را شکل دهد. ایجاد این ترکیب منجر به تغییر ضریب شکست سطحی می‌شود و ویژگی‌های نور انتشاری در حسگر را تغییر می‌دهد.

نتایج تجربی

برای بررسی میزان حساسیت و حد آشکارسازی حسگر، محلول‌های مختلفی از مت آمفتامین با غلظت‌های از ۰/۱ تا ۵۰۰ nM تهیه شد و پاسخ حسگر به هر محلول اندازه‌گیری شد. پس از اعمال هر محلول، سطح حسگر را با بافر PBS در آب دوبار یونیده شستشو دادیم. طیف عبور ثبت شده در این فاز، برای تعیین جابجایی طول‌موجی ناشی از برهمکنش مت آمفتامین با آپتامر در نظر گرفته شد. در حین آزمایش‌ها، دمای محیط روی ۲۴ ±۰/۱ °C تنظیم شده بود تا تغییرات طیفی ناشی از تغییرات دمایی به حداقل برسد.

پاسخ طیفی حسگر به فرآیند عامل دار کردن سطح حسگر با اعمال PLL و نیز تثبیت aptaMETH روی سطح حسگر در شکل (۲) نشان داده شده است. این شکل نشان دهندهٔ جابجایی طول‌موج تشدید حسگر بر حسب زمان است و چنانچه مشاهده می‌شود پاسخ حسگر به هر دو فرآیند بصورت یک منحنی نمایی است که این رفتار مشابه با فرآیند جذب لانگمویر[۳] است [۳].



شکل ۲: جابجایی طول موج تشدید حسگر LPG با زمان طی فرآیند لایه نشانی PLL و تثبیت aptaMETH روی سطح حسگر.

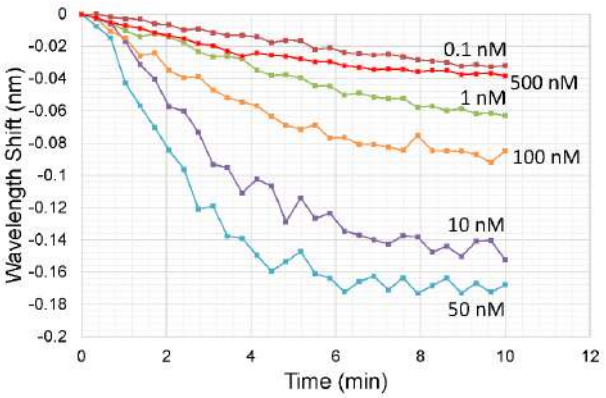
ایجاد لایهٔ PLL روی سطح حسگر منجر به جابجایی طیف به میزان ۴۵۰ pm به سمت طول‌موج‌های کوتاه‌تر می‌شود. پس از آن با تثبیت ۵۰۰ nM از آپتامر aptaMETH روی لایهٔ PLL، طیف تشدید LPG به میزان ۳۵۰ پیکومتر دیگر به سمت طول‌موج‌های کوتاه‌تر جابجا می‌شود. جابجایی طیفی مشاهده شده، ناشی از ایجاد لایه‌های نازک از مولکول‌ها روی سطح حسگر و تغییر ضریب شکست سطحی در این ناحیه است که منجر به تغییر ضریب شکست موثر مدهای انتشاری در LPG می‌شود.

برای بررسی برهمکنش میان آپتامر تثبیت شده بر روی حسگر و مت آمفتامین، محلول‌هایی از MethAmp با غلظت‌های ۰٫۱، ۱، ۱۰، ۵۰، ۱۰۰ و ۵۰۰ nM هر یک به مدت ۱۰ دقیقه به درون فلوسل وارد شد و در مجاورت حسگر قرار گرفت. در طول فرآیند برهمکنش بین هر یک از محلول‌های مت آمفتامین با آپتامر aptaMETH، طیف

[۳] Langmuir

تشدید عبوری از حسگر، اندازه‌گیری شده و طول‌موج کمینهٔ مربوط به نوار تضعیف LPG ثبت شد.

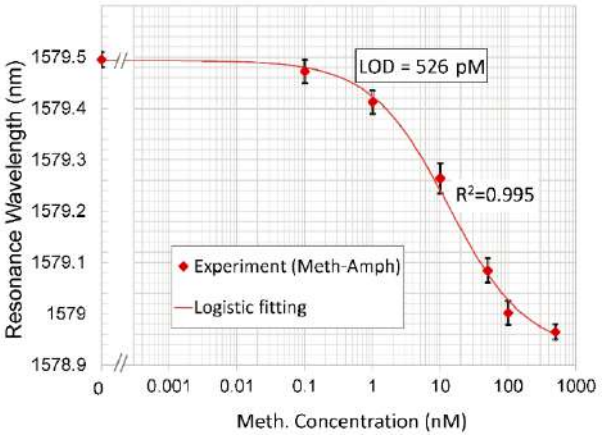
شکل (۳) نتایج مربوط به جابجایی طول‌موجی حسگر تار نوری LPG بر حسب زمان را نشان می‌دهد که با اعمال غلظت‌های مختلف از METH حاصل شده است. چنانچه مشاهده می‌شود برای محلول مِت آمفتامین با غلظت nM ۰/۱ منحنی تغییرات طول‌موج طیف در طول زمان واکنش، رفتاری خطی از خود نشان می‌دهد و حتی پس از گذشت ۱۰ دقیقه نیز به یک حالت پایا نمی‌رسد. برای نمونهٔ با غلظت nM ۱ نیز وضعیتی تقریبا مشابه با نمونهٔ nM ۰/۱ برقرار است و رفتاری تقریبا خطی را در طول زمان شاهد بودیم. برای سایر نمونه‌ها با غلظت بیش از nM ۱۰، منحنی تغییرات طول‌موج رفتاری غیرخطی و نمایی را از خود نشان می‌دهد.



شکل ۳: جابجایی طول موج تشدید حسگر LPG با اعمال محلول-های با غلظت مختلف از METH .

از شکل (۳) مشخص است که نرخ اتصال مِت آمفتامین به سطح حسگر از طریق برهمکنش با آپتامر، پس از زمانی حدود ۶ تا ۹ دقیقه به حالت پایا و تعادلی می‌رسد.

با رسم تغییرات طول‌موج تشدید حسگر بر حسب غلظت مت‌آمفتامین، منحنی کالیبراسیون مربوط به برهمکنش METH – aptaMETH بدست آمده که در شکل (۴) نشان داده شده است. تغییرات طیف با غلظت، رفتاری غیرخطی دارد و در غلظت‌های nM ۱۰۰ به بالا، برهمکنش آپتامر -



شکل ۴: منحنی کالیبراسیون تغییرت طول موج تشدید LPG با غلظت های مختلف از METH.

مت‌آمفتامین به حد اشباع خود می‌رسد. با توجه به شکل (۴) ناحیهٔ پویایی حسگر برابر با nm ۰/۵۷ و بازهٔ عملکردی آن بین nM ۰/۷۳ تا nM ۲۴۱ است. حد آشکارسازی حسگر نیز مقدار pM ۵۲۶ بدست آمده است.

نتیجه‌گیری

در این مقاله نتایج حاصل از بکارگیری یک حسگر LPG برای آشکارسازی مت آمفتامین ارائه شد. نتایج حاصله نشان می‌دهد که حسگر به خوبی قادر است تغییراتی به کوچکی ۵۲۰ پیکومولار را شناسایی کند.

مرجع‌ها

[1] C.C Cruickshank, and K.R. Dyer, A review of the clinical pharmacology of methamphetamine, *Addiction*, *104*(7), pp.1085-1099 (2009).

[2] Qi, Liang, et al. "Highly reflective long period fiber grating sensor and its application in refractive index sensing." *Sensors and Actuators B: Chemical* 193, 185-189 (2014).

[3] C.K Chang, H. Tun, and C.C. Chen, An activity-based formulation for Langmuir adsorption isotherm. *Adsorption*, *26*(3), pp.375-386 (2020).

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ اسفند ۱۴۰۱

ریزموج‌های الکترواستاتیکی در موجبرهای فلزی دایروی حاوی مواد ناهمسانگرد

افشین مرادی

گروه فیزیک مهندسی، دانشگاه صنعتی کرمانشاه، کرمانشاه

a.moradi@kut.ac.ir

چکیده - انتشار ریزموج‌های شبه الکترواستاتیکی (به طور خلاصه، الکترواستاتیکی) در یک موجبر فلزی بلند با سطح مقطع دایروی و حاوی یک ماده الکتریکی ناهمسانگرد (در اینجا، یک فراماده متشکل از سیم‌های فلزی نازک) مطالعه شده است. چنین امواجی در یک موجبر فلزی توخالی یا یک موجبر فلزی حاوی یک ماده همسانگرد وجود ندارد. از نظر فیزیکی، این امواج الکترواستاتیکی وجود خود را مدیون خاصیت ناهمسانگردی محیط درون موجبر هستند، بطوریکه در غیاب این خاصیت، این امواج ناپدید می‌شوند.

کلید واژه- ریزموج الکترواستاتیکی، موجبر فلزی دایروی

Electrostatic microwaves in circular metallic waveguides filled with anisotropic media

Afshin Moradi

Department of Engineering Physics, Kermanshah University of Technology, Kermanshah

a.moradi@kut.ac.ir

Abstract- The quasi-electrostatic (briefly, electrostatic) microwave propagation in a long, circular cross-section waveguide having a metallic wall that is filled with an anisotropic electric medium (here, a wire metamaterial) is studied. Such waves do not exist in the case of a hollow metallic waveguide or a metallic waveguide filled with an isotropic medium. Physically, the present electrostatic waves owe their existence to the anisotropic property of the system, where in the absence of this property, these waves disappear.

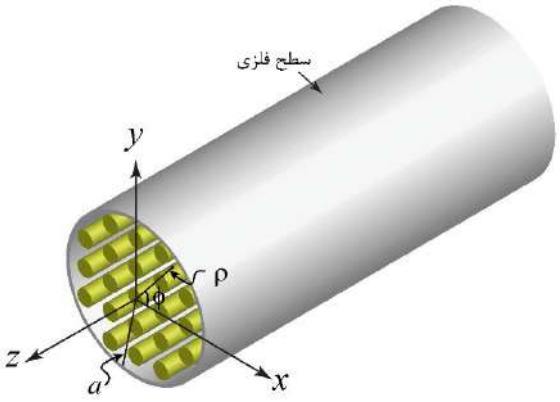
Keywords: Electrostatic microwave, Circular metallic waveguide

مقدمه

یک موجبر فلزی توخالی که برای اکثر کاربردهای ریزموج مورد نیاز است، انرژی امواج الکترومغناطیسی را در طول یک مسیر از پیش تعیین شده هدایت می‌کند. این بدان معنی است که به طور کلی در یک موجبر با میدان‌های الکترومغناطیسی روبرو هستیم که توسط معادلات ماکسول و معادله امواج الکترومغناطیسی (معادله هلمهولتز) [۱] توصیف می‌شوند. با این حال، ممکن است این سوال مطرح شود که *آیا امواج شبه الکتروستاتیکی، یا به طور خلاصه، امواج الکتروستاتیکی می‌توانند در یک موجبر فلزی منتشر شوند؟* به طور کلی، باید به این سوال پاسخ منفی داده شود، زیرا امواج الکترواستاتیک [۲] (و همچنین امواج مگنتوستاتیک [۳]) نمی‌توانند در یک موجبر فلزی توخالی منتشر شوند. در واقع نمی‌توان از نظریه شبه استاتیک برای چنین موجبرهای توخالی استفاده کرد. با این حال، هنگامی که یک موجبر فلزی حاوی یک محیط ناهمسانگرد باشد، وجود امواج شبه استاتیک امکان‌پذیر است [۲,۳]. در این مقاله بررسی‌های اخیر نویسنده حاضر در این حوزه گسترش داده می‌شود [۲,۳] و رفتار ریزموج‌های الکتروستاتیکی در یک موجبر فلزی با سطح مقطع دایروی و حاوی یک ماده الکتریکی ناهمسانگرد مطالعه می‌شود.

نظریه و نتایج

شکل ۱ یک موجبر فلزی با سطح مقطع دایروی به شعاع a و حاوی یک محیط الکتریکی ناهمسانگرد را نشان می‌دهد که در امتداد محور z قرار گرفته است. هدف بررسی مُدهای الکتروستاتیکی مختلفی است که ممکن است در داخل این موجبر وجود داشته باشد. فرض می‌شود که موجبر حاوی یک فراماده متشکل از سیم‌های فلزی نازک باشد [۴]. با این‌حال، لازم به یادآوری است که موجبر می‌تواند حاوی دیگر محیط‌های الکتریکی ناهمسانگرد نیز باشد.



شکل ۱: نمای ایزومتریک یک موجبر فلزی با سطح مقطع دایروی به شعاع a و حاوی یک محیط الکتریکی ناهمسانگرد (در اینجا یک فراماده متشکل از سیم‌های فلزی نازک).

در تقریب شبه استاتیک (یعنی وقتی‌که سرعت فاز امواج مورد بررسی بسیار کوچکتر از سرعت نور باشد) میدان الکتریکی $\mathbf{E}$ را می توان با شیب پتانسیل الکتریکی Φ، به‌صورت $\mathbf{E} = -\nabla\Phi$ توصیف کرد که در معادله لاپلاس برای محیط‌های ناهمسانگرد به‌شکل زیر صدق می‌کند:

$$\nabla \cdot \left(\underline{\varepsilon} \cdot \nabla\Phi\right) = 0, \qquad (۱)$$

بطوریکه $\underline{\varepsilon}$ برای یک فراماده متشکل از سیم‌های فلزی نازک بصورت زیر توصیف می‌شود[۴]:

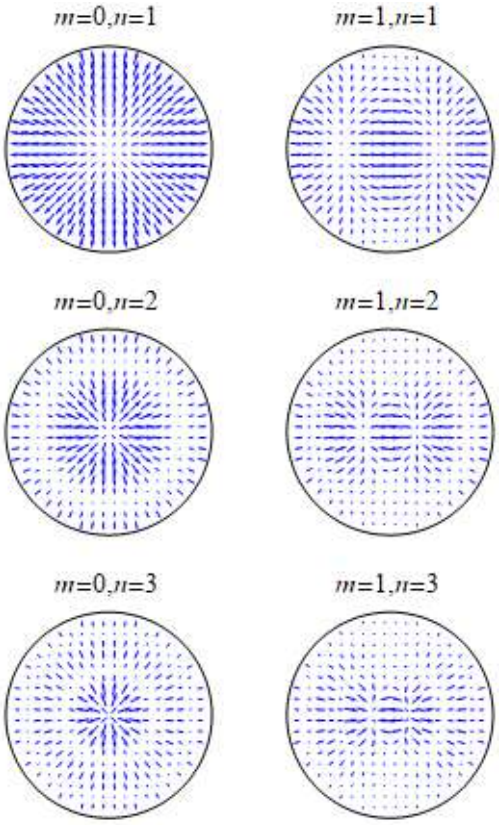
$$\underline{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_h & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_h & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{pmatrix}, \qquad (۲)$$

که ε_h معرف ثابت دی‌الکتریک محیط میزبان سیم‌های نازک است و ε_z عبارتست از:

$$\varepsilon_z = \varepsilon_h \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right), \qquad (۳)$$

بطوریکه فرکانس پلاسمایی محیط موثر $\nu_p = \omega_p/2\pi$ در محدوده گیگاهرتز است، به عنوان مثال $\nu_p = 8.2\text{GHz}$ [۵]. رابطه (۱) در دستگاه مختصات استوانه‌ای (ρ, ϕ, z) بصورت زیر نوشته می‌شود:

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial\Phi}{\partial\rho}\right) + \frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial\phi^2} + \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_h}\frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} = 0, \qquad (۴)$$



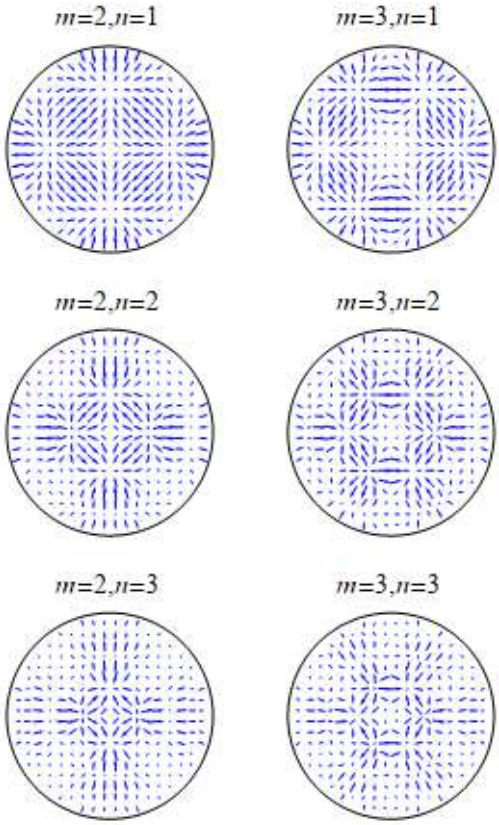
شکل ۲: آرایش میدان الکتریکی مربوط به مُدهای الکتروستاتیکی $(m=0, n=1,2,3)$ و $(m=1, n=1,2,3)$ در یک موجبر فلزی دایروی حاوی یک محیط الکتریکی ناهمسانگرد.

که جواب آن بصورت زیر می‌باشد:

$$\Phi = A_{mn} J_m(\alpha\rho) \begin{Bmatrix} \cos m\phi \\ \sin m\phi \end{Bmatrix} \exp(iqz), \qquad (۵)$$

که در آن m یک عدد صحیح است، A_{mn}دامنه مُد (m,n)، q عدد موج در امتداد محور سیستم است، J_m تابع بسل نوع اول و مرتبه m است و $\alpha = \sqrt{-\varepsilon_z/\varepsilon_h}\, q$. در رابطه (۵)، می‌توان $\cos m\phi$ یا $\sin m\phi$ را انتخاب نمود. بنابراین یک تبهگنی به جز برای مُد $m = 0$ وجود دارد.

همچنین، یک وابستگی زمانی $\exp(-i\omega t)$ برای پتانسیل الکتروستاتیکی Φ در نظر گرفته شده است (ω فرکانس زاویه‌ای موج الکتروستاتیکی در موجبر است)، اما به صراحت در روابط نشان داده نشده است.



شکل ۳: مشابه شکل ۲، اما برای شش مُد دیگر.

شرط مرزی الکتروستاتیکی در سطح موجبر عبارتست از:

$$\Phi|_{\rho=a} = 0, \qquad (۶)$$

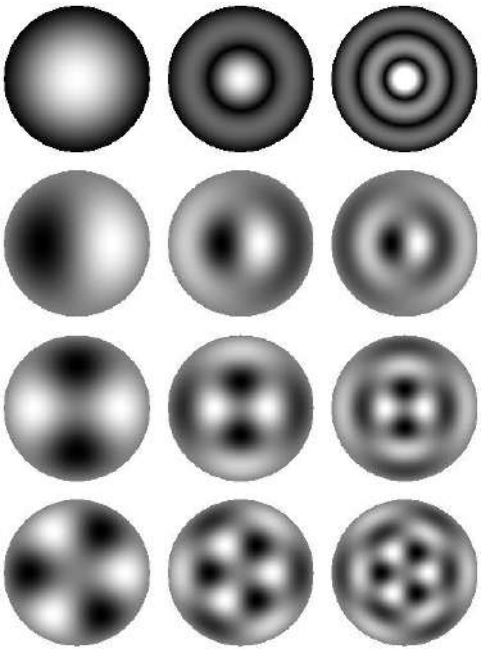
که نتیجه می‌دهد

$$J_m(\alpha a) = 0, \rightarrow \alpha = \frac{\chi_{mn}}{a}, \qquad (۷)$$

جائیکه χ_{mn} پارامتر مورد نیاز در شبیه‌سازی‌های مربوط به مسأله است که معرف nامین صفر $(n = 1,2,\cdots)$ تابع بسل نوع اول و مرتبه m است $(m = 0,1,\cdots)$. در این مرحله با جایگذاری $\alpha = \sqrt{-\varepsilon_z/\varepsilon_h}\, q$ در رابطه (۷) و استفاده از رابطه (۳) می‌توان نوشت:

$$\omega = \frac{\omega_p}{\sqrt{1+\left(\frac{\chi_{mn}}{qa}\right)^2}}, \qquad (۸)$$

که نشان‌دهنده رابطه پاشندگی مُدهای الکتروستاتیکی یک موجبر فلزی حاوی فرامادهٔ‌ای متشکل از سیم‌های نازک است.



شکل ۴: سطح مقطع چگالی بارهای حجمی یک موجبر فلزی دایروی حاوی یک محیط ناهمسانگرد (به عنوان مثال، یک فراماده متشکل از سیم‌های فلزی نازک) متناظر با شکل‌های ۲و۳. ناحیه روشن (سفید) مربوط به بار مثبت و ناحیه تاریک (سیاه) مربوط به بار منفی است. ستون اول (از بالا به پایین) به‌ترتیب مُدهای (0,1)، (1,1)، (2,1) و (3,1) را نشان می‌دهد، ستون دوم به‌ترتیب مُدهای(0,2)، (1,2)، (2,2) و (3,2) را نشان می‌دهد و ستون سوم به‌ترتیب مُدهای (0,3)، (1,3)، (2,3) و (3,3) را نشان می‌دهد.

در رابطه پاشندگی، در حد $qa \to 0$ نتیجه گرفته می‌شود که $\omega \to 0$ و برای $qa \to \infty$ می‌توان دید که فرکانس تشدید برابر است با ω_p. بنابراین، فرکانس امواج الکتروستاتیکی در محدوده $0 < \omega < \omega_p$ است. همچنین، رابطه (۸) نشان می‌دهد که بی نهایت مُد الکترواستاتیکی با مقادیر مختلف m و n می‌توانند در موجبر وجود داشته باشد که به شرایط تحریک موجبر بستگی دارد. شکل‌های ۲و ۳ سطح مقطع آرایش میدان الکتریکی درون یک موجبر فلزی دایروی برای ۱۲ مُد الکترواستاتیکی ابتدایی را نشان می‌دهد. به‌علاوه، شکل ۴، سطح مقطع چگالی بارهای حجمی متناظر را نشان می‌دهد. نتایج نشان می‌دهد که الگوهای مُدهای الکتروستاتیکی در یک موجبر فلزی با سطح مقطع دایروی و حاوی یک محیط الکتریکی ناهمسانگرد با رفتار میدان الکتریکی مُدهای TM_{mn} در موجبرهای فلزی توخالی با سطح مقطع دایروی [۶] مشابه است.

نتیجه‌گیری

در مقاله حاضر تئوری شبه استاتیک موجبرها توسعه داده شد. در این راستا انتشار ریزموج‌های الکتروستاتیکی در یک موجبر فلزی بلند با سطح مقطع دایروی و حاوی یک محیط الکتریکی ناهمسانگرد مطالعه شد. رابطه پاشندگی این امواج بدست آمد و سپس نحوه توزیع میدان الکتریکی در این موجبرهای الکتروستاتیکی برای تعدادی از مُدها نشان داده شدند. با توجه به امکان نظری انتشار امواج الکتروستاتیکی (با سرعت‌های فاز و گروه پائین) در موجبرهای فلزی دایروی حاوی یک محیط الکتریکی ناهمسانگرد، انتظار می‌رود که نتایج حاضر در مطالعات تجربی موجبرهای الکتروستاتیکی مفید باشد.

مرجع‌ها

[1] A. Moradi, Canonical Problems in the Theory of Plasmonics: From 3D to 2D Systems, Springer, Switzerland, 2020.

[2] A. Moradi, “Electrostatic theory of rectangular waveguides filled with anisotropic media”, Sci. Rep., Vol. 11, pp. 24522, 2021.

[3] A. Moradi, N. T. Tokan, “Magnetostatic microwaves in circular metallic waveguides filled with uniaxial negative permeability media”, J. Appl. Phys., Vol. 132, No. 14, pp. 143901, 2022.

[4] C. R. Simovski, P. A. Belov, A. V. Atrashchenko, Y. S. Kivshar, “Wire metamaterials: physics and applications”, Adv. Mater. Vol. 24, No. 31, pp. 4229-4248, 2012.

[5] J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, I. Youngs, “Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures”, Phys. Rev. Lett. Vol. 76, No. 25, pp. 4773-4776, 1996.

[6] C. Lee, S. Lee, S. Chuang, “Plot of modal field distribution in rectangular and circular waveguides,” IEEE Microwave Theory Technol. Vol. 33, No.3, pp. 271–274, 1985.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

بررسی همبستگی داده‌های عمق اپتیکی هواویزهای شیدسنج خورشیدی دستی کالیتو با شیدسنج خورشیدی سیمل در شهر زنجان

ساناز هادی ، احمد عصار عنایتی و علی بیات

sanaz_hadi@yahoo.com, enayati@znu.ac.ir, a.bayat@znu.ac.ir

چکیده - شیدسنج خورشیدی ابزاری برای بررسی خواص اپتیکی و میکروفیزیکی هواویزهای داخل جو است. شیدسنج خورشیدی دستی کالیتو (Calitoo) عمق اپتیکی هواویزها (AOD) را در سه طول موج ۴۶۵، ۵۴۰ و ۶۱۹ نانومتر اندازه‌گیری می‌کند. شبکه خودکار هواویزها (AERONET) با بیش از ۱۳۰۰ شیدسنج خورشیدی اتوماتیک سیمل در سراسر جهان، به بررسی توضیع هواویزها می‌پردازد. این مقاله به بررسی میزان همبستگی داده‌های AOD استخراج شده از کالیتو و شیدسنج خورشیدی سیمل مستقر در دانشگاه تحصیلات تکمیلی زنجان پرداخته است. ضریب همبستگی AOD در طول موج ۴۶۵ نانومتر بیش از ۹۹ درصد گزارش شد. در ادامه با استفاده از شیدسنج خورشیدی دستی کالیتو به بررسی روز ۱۵ اکتبر ۲۰۲۲ پرداخته شده است. میانگین مقدار عمق اپتیکی هواویزها در این روز ۰,۶ بوده و کمینه نمای آنگستروم در این روز به مقدار ۰,۶ رسیده است که بیانگر حضور ذرات درشت دانه در جو زنجان در این روز بوده است.

کلید واژه- شیدسنج خورشیدی دستی کالیتو، شبکه خودکار هواویزها، عمق اپتیکی هواویزها، نمای آنگستروم.

Investigation of the correlation of Calitoo hand-held sun-photometer AOD data with Cimel sun-photometer in Zanjan city

Sanaz Hadi, Ahmad Assarenayati, and Ali Bayat
sanaz_hadi@yahoo.com, enayati@znu.ac.ir, a.bayat@znu.ac.ir

Abstract- The sun-photometer is an instrument for checking the optical and microphysical properties of atmospheric aerosols. Calitoo hand-held sun-photometer measures aerosol optical depth (AOD) in 465, 540, and 619 nm wavelength channels. The AErosol RObotic NETwork (AERONET), with more than 1,300 Cimel sun-photometer around the world, investigates the distribution of aerosols. This article discusses the correlation of AOD data extracted from the Calitoo and Cimel sun-photometer located at IASBS, Zanjan city. The correlation coefficient of AOD at 465 nm wavelength was reported to be more than 99%. In the following, the date of October 15, 2022, has been investigated using Calitoo. The average value of the AOD on this day was 0.6 and the minimum angstrom exponent on this day reached the value of 0.6, which indicates the presence of coarse particles in the atmosphere of Zanjan in this day.

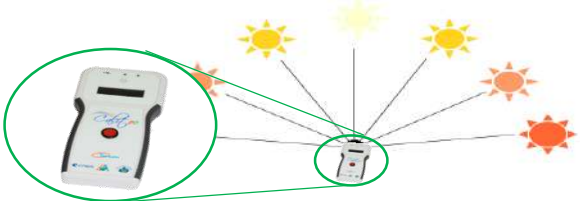
Keywords: Calitoo hand-held sun-photometer, AErosol RObotic NETwork, Aerosol optical depth, Angstrom exponent.

مقدمه

همواره بر اثر فعالیت‌های جوی و انسانی مقادیر قابل توجهی از هواویزها بصورت طبیعی و یا انسانی وارد جو می‌شوند[1]. براثر برخورد نور خورشید با مولکول‌های هوا و ذرات معلق جامد و مایع داخل جو، نور خورشید در طول موج‌های مختلف جذب و پراکنده می‌شود که باعث خاموشی شدت نور خورشید در طول موج‌های مختلف می‌شود [2].

مجموع خاموشی نور خورشید در ستون قائم جو توسط هواویزها را عمق اپتیکی هواویزها می‌نامند که در هر طول موج خاص محاسبه می‌شود. همچنین نمای آنگستروم از هم‌سنجی ۲ طول موج به دست می‌آید که معیاری از درشت‌دانه یا ریزدانه بودن ذرات موجود در جو است [5]. این پارامتر معمولا مقداری بین ۰ تا ۲ دارد که هرچه به ۰ نزدیک باشد بیانگر درشت‌دانه بودن هواویزها و هرچه به ۲ نزدیک باشد بیانگر ریزدانه بودن هواویزها است [4]. مقدار تعادلی این پارامتر ۱ است که معادل ذراتی با ابعاد ۱ میکرومتر است. این پارامتر از همسنجی بین ۲ طول موج آبی (۴۶۵نانومتر) و قرمز (۶۱۹ نانومتر) محاسبه می‌شود[3].

شیدسنج خورشیدی دستگاهی برای بررسی و تشخیص نوع هواویزها است. با استفاده از شیدسنج خورشیدی می‌توان شدت طیفی خورشید را در طول روز بر حسب طول و عرض جغرافیایی و زمان، بررسی کرد. با ثبت شدت نور خورشید در طول موج‌های مختلف می‌توان عمق اپتیکی هواویزها (AOD) و ضریب نمای آنگسترم را بدست آورد[4]. شیدسنج خورشیدی دستی کالیتو ساخت کشور فرانسه از خرداد ۹۷ در دانشگاه زنجان شروع به داده‌گیری کرد.



شکل ۱: تصویر شیدسنج خورشیدی دستی Calitoo

این سنجنده در هر اندازه‌گیری، شدت رسیده از خورشید در سه طول موج ۴۶۵، ۵۴۰ و ۶۱۹ نانومتر، دما دستگاه، فشار هوا و موقعیت جغرافیایی را اندازه‌گیری می‌کند و با استفاده از این پارامتر عمق اپتیکی هواویزها در ۳ طول موج ۴۶۵، ۵۴۰ و ۶۱۹ نانومتر، پارامترهای نمای آنگستروم، زاویه سرسویی و پارامتر مربع R را محاسبه می‌کند.

عمق اپتیکی هواویزها

نور در مسیر خود داخل جو، پراکنده و جذب می‌شود. در نتیجه عمق اپتیکی کل(τ_λ) به صورت زیر است:

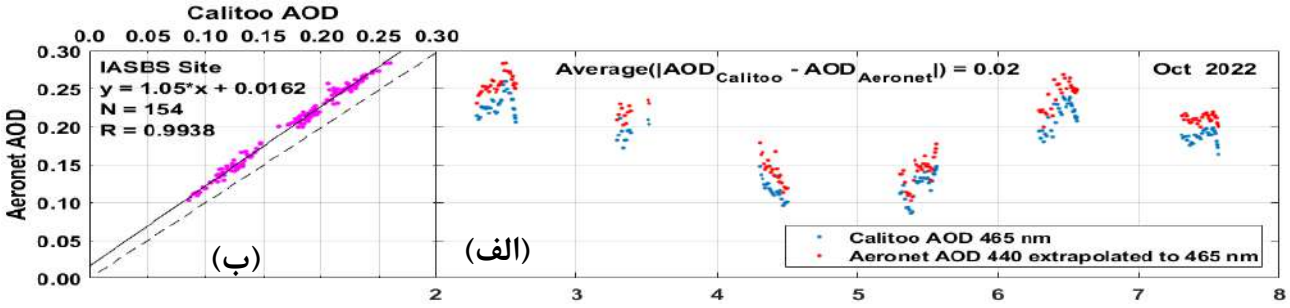
$$\tau_\lambda = \tau_{\lambda,Rayleigh} + \tau_{\lambda,\mathrm{Abs}} + \tau_{\lambda,\mathrm{Aerosol}} \cdot$$

که در رابطه بالا، τ_λ عمق اپتیکی کل، به ترتیب برابر عمق اپتیکی ناشی از پراکندگی ریلی، عمق اپتیکی گازهای جاذب و عمق اپتیکی هواویزها است. طول موج‌های انتخاب شده در شیدسنج خورشیدی Calitoo خارج از ناحیه جذب گازهای جاذب در جو کره زمین است که به همین دلیل می‌توان از جمله $\tau_{\lambda,\mathrm{Abs}}$ صرف نظر کرد [4,6]. همچنین عمق اپتیکی مربوط به پراکنده ریلی ($\tau_{\lambda,Rayleigh}$) وابسته به تعداد مولکول‌های بالای محل اندازه‌گیری است که با اندازه-گیری فشار درمحل شیدسنج خورشیدی می‌توان آن را محاسبه کرد [7]. با توجه به این موارد و عمق اپتیکی کل که به وسیله شیدسنج خورشیدی اندازه‌گیری شده است، می‌توانیم مقدار عمق اپتیکی هواویزها را محاسبه کنیم.

نتایج

در این مقاله به بررسی میزان همبستگی داده‌های ثبت شده با شیدسنج خورشیدی دستی کالیتو و شیدسنج خورشیدی اتوماتیک سیمل پرداخته شده است. برای این منظور از شیدسنج خورشیدی سیمل مستقر در دانشگاه تحصیلات تکمیلی زنجان استفاده شده است. شیدسنج سیمل هر ۱۵ دقیقه یک اندازه‌گیری در حالت خورشید و چند اندازه‌گیری دیگر در حالت آسمان و در زوایای مختلفی از آسمان انجام می‌دهد. به دلیل آن که شیدسنج خورشیدی کالیتو قابلیت اندازه‌گیری در حالت آسمان را ندارد، اندازه‌گیری‌های کالیتو تنها هر ۱۵ دقیقه و دقیقا در لحظه شروع به کار شیدسنج خورشیدی سیمل انجام شده است. این اندازه‌گیری‌ها

درصورت حضور ابر در مسیر تابش خورشید متوقف شده است و داده‌های آن از بین داده‌های نهایی حذف شده است. این مقایسه در بازه ۶ روزه از روز دوم تا هفتم اکتبر ۲۰۲۲ انجام شده است. شکل ۲ الف سری زمانی اندازه‌گیری‌های مشترک بین شیدسنج خورشیدی کالیتو و سیمل را نشان می‌دهد. میانگین قدرمطلق اختلاف بین عمق اپتیکی هوایزها ثبت شده توسط کالیتو و سیمل (MAE) مقدار ۰/۰۲ را نشان می‌دهد.

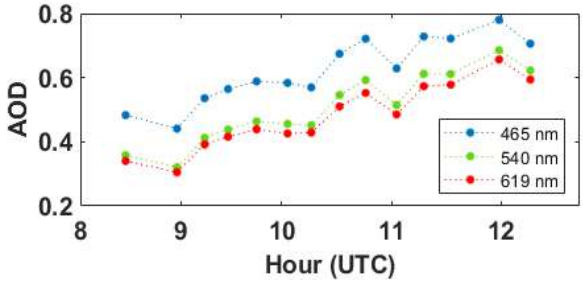


شکل ۲: (الف) سری زمانی عمق اپتیکی هوایزها برای دو ابزار شیدسنج دستی کالیتو و شیدسنج خورشیدی سیمل، فعال در شبکه خودکار هوایزها، در طول ۶ روز مقایسه به صورت همزمان و هم مکان در طول موج ۴۶۵ نانومتر. (ب) نمودار پراکندگی عمق اپتیکی هوایزها، اندازه‌گیری شده با شیدسنج خورشیدی سیمل مستقر در دانشگاه تحصیلات تکمیلی زنجان برحسب اندازه‌گیری‌های شیدسنج خورشیدی دستی کالیتو. این شکل بیانگر همبستگی بیش از ۹۹ درصدی بین این دو ابزار است.

شکل ۲ ب نمودار پراکندگی داده‌های عمق اپتیکی هوایزها برای دو دستگاه کالیتو و سیمل را نشان می‌دهد. خط چین مشکی بیانگر بهترین همبستگی ممکن است. خط مشکی بیانگر خط برازش شده بر داده‌های عمق اپتیکی هوایزها است. شیب این خط ۱/۰۵ و عرض از مبدا آن ۰/۰۲ است. همچنین این مقایسه بین ۱۵۴ داده مشترک در سطح ۱/۵ انجام شده است. ضریب همبستگی بین این داده‌ها بیش از ۹۹ درصد را نشان می‌دهد.

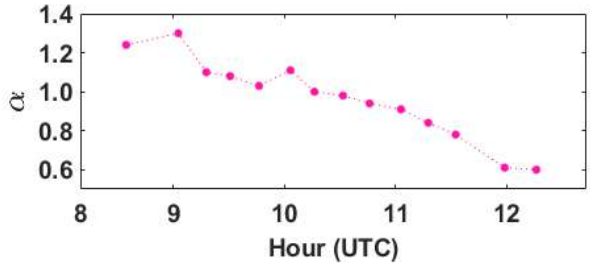
بررسی یک روز غباری

در این بخش با استفاده از شیدسنج خورشیدی دستی کالیتو به بررسی روز ۱۵ اکتبر ۲۰۲۲ پرداخته شده است. شکل ۳ سری زمانی عمق اپتیکی هوایزها در ۳ طول موج ۴۶۵، ۵۴۰ و ۶۱۹ نانومتر است.



شکل ۳: سری زمانی عمق اپتیکی هوایزها مربوط به روز ۱۵ اکتبر ۲۰۲۲

عمق اپتیکی هوایزها در این روز بالاتر ۰/۶ بوده است که بیانگر حضور آلودگی در مسیر پرتوی خورشید است. پارامتر نمای آنگستروم از مقایسه عمق اپتیکی هوایزها در ۲ طول موج محاسبه می‌شود. این پارامتر بیانگر میزان درشت دانه یا ریز دانه بودن ذرات موجود در جو است. عدد ۱ در این پارامتر مقدار تعادلی را نشان می‌دهد که ذرات حدود ۱ میکرومتر قطر دارند. در بررسی این پارامتر هر چه به عدد ۰ نزدیک شویم ذرات درشت تر را نشان می‌دهد و هرچه به ۲ نزدیک شویم ذرات ریزتر را مشخص می‌کند. شکل ۴ نمودار سری زمانی نمای آنگستروم در طول موج‌های ۴۶۵ و ۶۱۹ نانومتر در روز ۱۵ اکتبر ۲۰۲۲ است. با توجه به سری زمانی نمای آنگستروم در این روز، بیشتر ذرات موجود در جو بالای زنجان درشت دانه بوده است.

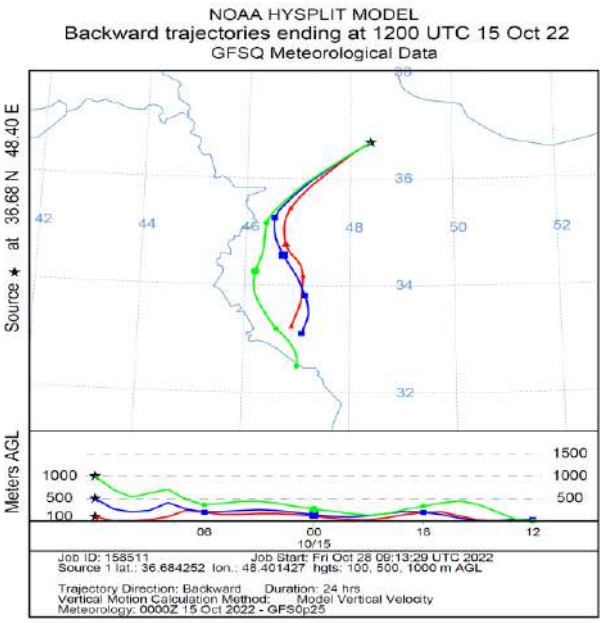


شکل ۴: سری زمانی نمای آنگستروم مربوط به روز ۱۵ اکتبر

مدل بازگشتی HYSPLIT محاسبه شده توسط سازمان ملی اقیانوسی و جوی (NOAA)، مسیر طی شده توسط بسته

هوایی که در یک منطقه و زمان مشخص حاضر بوده است را محاسبه می‌کند. از این مدل برای بررسی و تخمین چشمه‌ی آلودگی غباری هر منطقه می‌توان استفاده کرد.

شکل ۵ مدل بازگشتی HYSPLIT را برای منطقه زنجان و روز ۱۵ اکتبر ۲۰۲۲ برای ۳ ارتفاع ۵۰۰، ۱۰۰۰ و ۱۵۰۰ متر اجرا شده است. با بررسی ارتفاع و مسیر حرکت بسته هوا مشخص می‌شود که آلودگی هوای روز ۱۵ اکتبر ۲۰۲۲ مربوط به غرب کشور بوده.



شکل ۵: نمودار بازگشتی مسیر حرکت بسته هوای حاضر در روز ۱۵ اکتبر ۲۰۲۲ روی شهر زنجان

نتیجه گیری

در بخش اول این مقاله به بررسی میزان همبستگی داده‌های عمق اپتیکی هواویزها استخراج شده از شیدسنج خورشیدی کالیتو با شیدسنج خورشیدی سیمل فعال در شبکه خودکار هواویزها در بازه ۶ روزه بین تاریخ دوم تا هفتم اکتبر ۲۰۲۲ پرداخته شده است.

میانگین قدرمطلق اختلاف بین AOD اندازه‌گیری شده توسط این دو شیدسنج خورشیدی ۰/۰۲ است (شکل۲ الف). ضریب همبستگی محاسبه شده برای داده‌های هم مکان و هم زمان این دو شیدسنج خورشیدی بیش از ۹۹ درصد گزارش شده است.

در ادامه با استفاده از شیدسنج خورشیدی دستی کالیتو به مطالعه یک روز آلوده غباری (۱۵ اکتبر ۲۰۲۲) در شهر زنجان پرداخته شده. عمق اپتیکی هواویزها در این روز به مقداری بیش از ۰/۶ رسیده. نمای آنگستروم که بیانگر درشت دانه یا ریزدانه بودن ذرات داخل جو است، برای این روز به مقدار حدود ۰/۶ برای نمای آنگستروم ۴۶۵ – ۶۱۹ نانومتر رسیده است که بیانگر درشت دانه بودن این ذرات است. در مقاله ای دیگر بیات و همکاران [8] نشان دادند که غالب ذرات درشت دانه در منطقه زنجان مربوط به آلودگی غباری است. با اجرا مدل بازگشتی HYSPLIT برای ۲۴ ساعت گذشته، چشمه غباری این رویداد در سمت غرب ایران بوده است.

مراجع

[1] Ramachandran, S. and Kedia, S., 2013. Aerosol optical properties over South Asia from groundbased observations and remote sensing: a review. Climate, 1(3), pp.84119.

[2] Prospero, J.M., Ginoux, P., Torres, O., Nicholson, S.E. and Gill, T.E., 2002. Environmental characterization of global sources of atmospheric soil dust identified with the Nimbus 7 Total Ozone Mapping Spectrometer (TOMS) absorbing aerosol product. Reviews of geophysics, 40(1), pp.21.

[3] Habib, G., Venkataraman, C., Chiapello, I., Ramachandran, S., Boucher, O. and Reddy, M.S., 2006. Seasonal and interannual variability in absorbing aerosols over India derived from TOMS: Relationship to regional meteorology and emissions. Atmospheric Environment, 40(11), pp.19091921.

[4] بیات علی، دسته‌بندی هواویزهای جوی با استفاده از داده‌های قطبیده شیدسنج خورشیدی، پایان نامه دکتری.

[5] Rollin, E.M., “An introduction to the use of Sunphotometry for the atmospheric correction of airborne sensor data,” Annual Meeting of the users of the NERC Airborne Remote Sensing Facility (NERC ARSF), Keyworth, Nottingham, UK, 2000.

[6] https://disc.gsfc.nasa.gov/information/glossary.

[7] Holben, B. N., T. Eck, I. Slutsker, D. Tanré, D., J. Buis, A. Setzer., E. Vermote, J.A. Reagan, Y. Kaufman, T. Nakajima, F. Lavenu, I. Jankowiak, and A. Smirnov., “A federated instrument network and data archive for aerosolchar-acterization,”Appl.Opt,40,1886-1896 (2001).

[8] Bayat, A., Masoumi, A., Khalesifard, H. R., Retrieval of atmospheric optical parameters from ground-based sun-photometer measurements for Zanjan, Iran, Atoms, 2011.

The 29th Iranian Conference on
Optics and Photonics (ICOP 2023),
and the 15th Iranian Conference on
Photonics Engineering and
Technology (ICPET 2023).
Shiraz University of Technology,
Shiraz, Iran,
Jun. 31-Feb. 2, 2023

استفاده از نقاط کوانتومی کادمیوم سولفاید به عنوان حسگر نوری یون‌های سرب در آب

فرزاد فرهمندزاده و مهدی ملایی

گروه فیزیک، دانشگاه ولی عصر (عج) رفسنجان

چکیده- نقاط کوانتومی کادمیوم تلوراید توسط یک روش فوتوشیمیایی آسان، سریع و تک ظرف که در آن از ملوکول‌های تیوگلوکولید اسید (TGA) به طور همزمان به عنوان پایدارساز و منبع یون‌های گوگرد استفاده شد، سنتز شدند. ویژگی‌های ساختاری و ریخت شناسی نقاط کوانتومی آماده شده توسط آنالیز های XRD، Raman، PL و جذب مورد بررسی قرار گرفت. برای بررسی حساسیت نقاط کوانتومی کادمیوم سولفاید نسبت به یون‌های فلزی، یون‌های فلزی متفاوتی مورد بررسی قرار گرفت و نتایج نشان داد که نقاط کوانتومی کادمیوم تلوراید حساسیت خوبی نسبت به یون‌های سرب در غلظت‌های پایین داشتند و در غلظت ۱۰۰ میکرومولار یون‌های سرب، نورتابی نقاط کوانتومی کادمیوم سولفاید از بین رفت.

کلید واژه- حسگر، سرب، کادمیوم سولفاید، نقاط کوانتومی

Using CdS quantum dots as fluorescence sensor for lead ions in water

Farzad Farahmandzadeh and Mehdi Molaei

Department of Physics, Faculty of Science, Vali-e-Asr University, Rafsanjan, Iran

Abstract- The CdS quantum dots (QDs) were prepared by simple, rapid, and one-pot photochemical method and using Thioglycolic acid (TGA) compound as both of stabilizer and sulfur ions source. Structure and morphology properties of the prepared CdS QDs were characterized by different means of XRD, Raman, PL, and absorption analyses. For study of sensitivity of CdS QDs versus metal ions, different metal ions were studied and results showed that CdS QDs had good sensitivity with lead II (Pb^{2+}) ions in low concentrations and after addition of 100 μM Pb^{2+} ions, PL intensity of CdS QDs were quenched.

Keywords: CdS, QDs, Pb^{2+}, sensitivity

1. Introduction

Quantum dots (QDs) are zero-dimensional nanomaterials that due to quantum confinement effect have unique electronic and optoelectronic properties [1-3]. CdS QDs are one of II-VI semiconductors group with unique properties that could be used in a wide range of applications such as solar cells, lasers, and light-emitting diodes (LEDs) [4-7]. PL intensity of QDs in presence of special metal ions could be change, decreased or completely quenched and due to this property many efforts had reported their results in sensing of metal ions with QDs for example, Peng et al reported application of CdTe QDs for detection of Cr^{3+} ions in vitamins [8], and Wang et al reported using of CdTe QDs for sensing of Cu^{2+} ions [9].

2. Synthesis of CdS QDs

For preparation of CdS QDs, 0.1 g of cadmium acetate dihydrate were dissolved in 30 ml DI water then 100 µL of TGA were added to above solution and was stirred for few minutes. The pH of the mixture was adjusted to 9 by addition of 1 mM NaOH. At the end, 10 mL of prepared mixture were located under high mercury lamp as UV source and were irradiated for different durations.

3. Results and discussion

Figure 1 shows XRD pattern of CdS QDs, there are three main peaks in the XRD pattern of CdS QDs at 2θ = 27.7º, 41.5º, and 47.6º which are related to (111), (220), and (311) planes of cubic structure of CdS QDs (JSPDS card no. 65-2887).

Figure 2 depicts RAMAN spectrum of CdS QDs. The three peaks at 234, and 588 belong to 1LO (longitudinal optical), and 2LO phonon modes and another two peaks at 443 and 704 cm^{-1} belong to vibrational modes of $1LO+2E_2$ and $2LO+2E_2$, respectively [10].

Figure 3 (a) shows PL spectrum of CdS QDs at different synthesis times. The broad PL peak between 400 to 700 nm was observed and the highest PL intensity was reached after 12 min from starting reaction time and also wasn't observed any redshift in PL spectrum with increase synthesis time. Also observed a broadness and large stokes shift between band edge of absorption and maximum of PL peak that was attributed to trap states and surface defect emission (Figure 3b) [11].

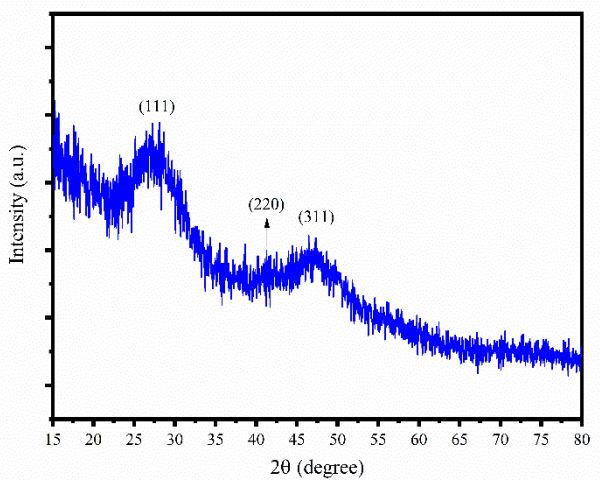


Fig. 1: XRD pattern of CdS QDs

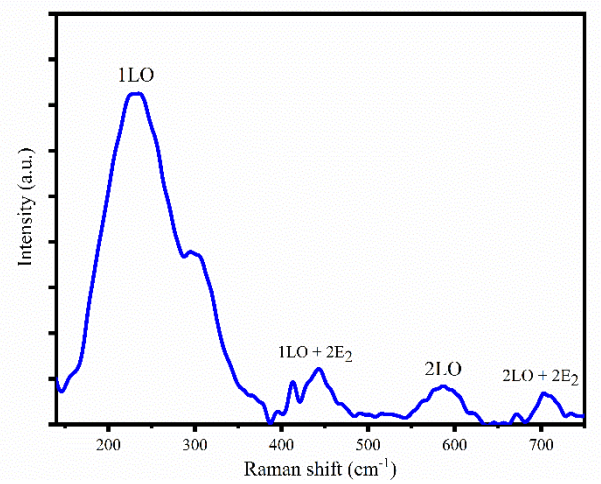


Fig. 2: Raman spectrum of CdS QDs

In order to investigate the metal ions sensitivity of CdS QDs, lead (Pb) element, which is one of hazardous ions in drinking water, was chosen. Figure 8a shows the PL intensity of CdS QDs with different amount of Pb^{2+} ions (0-100 µM) and results were depicted that PL intensity of CdS QDs changed in small amount of Pb^{2+} ions. As shown, with increasing of lead ions concentration, the PL intensity of CdS QDs decreased and also after

addition of 100 µM lead, PL intensity of CdS QDs almost quenched. For understanding more about sensitivity of CdS QDs versus lead ions, $\ln(I/I_0)$ vs. Pb^{2+} concentration was plotted, which I_0 and I are the PL intensity of CdS QDs without lead ions and in presence of lead ions, respectively (Figure b). There is a good linear relationship between $\ln(I/I_0)$ and Pb^{2+} concentration with R-square=0.9956 in range of 20-60 µl. For ensuring about Pb^{2+} sensing selectivity of CdS QDs, 100 µM concentration of several metal ions such as: Cd^{2+}, Zn^{2+}, Mo^{4+}, As^{3+}, Mn^{2+}, Sr^{2+}, Co^{2+}, S^{2-}, and Se^{2-} were added to the colloidal solution of CdS QDs (Figure 5). The obtained results from Figure 5 shown that only lead ions could quench photo emission of CdS QDs thus CdS QDs could be used as Pb^{2+} sensor.

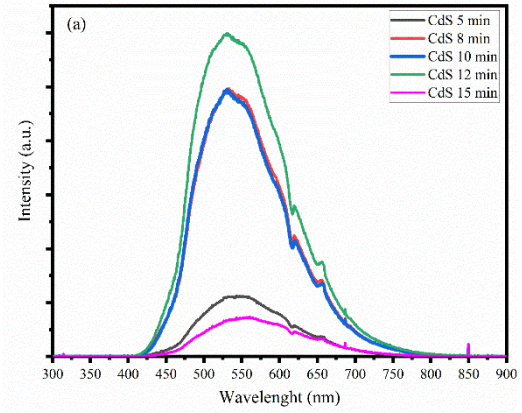


Fig. 3: PL spectrum (a) of CdS QDs in different synthesis time, absorption and PL spectrum of CdS QDs in maximum of PL intensity

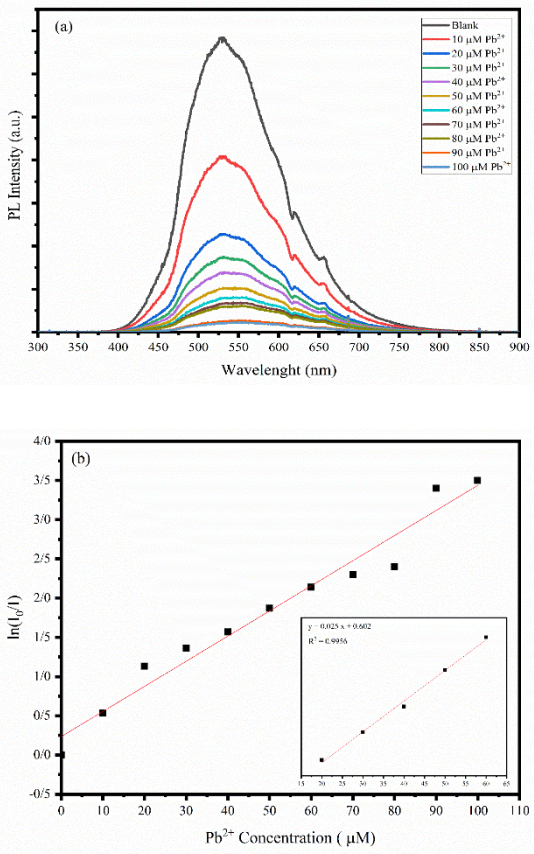


Fig. 4: PL spectrum of CdS QDs in presence of different concentration of Pb^{2+} (a), and the linear plot of ln I/I_0 versus Pb^{2+} concentration (the inset picture is range of 20-60 µM) (b)

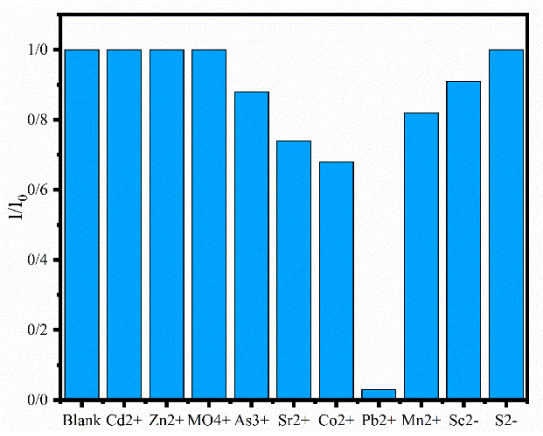


Fig. 5: comparison of PL intensity of CdS QDs in the presence of 100 µM concentration of different metal ions

4. Conclusion

CdS QDs were prepared by a new, rapid, one-pot, and simple photochemical method. XRD and Raman analysis confirmed successful formation of CdS QDs. The obtained results showed that CdS QDs had good sensitivity with Pb^{2+} ions in low concentration and CdS QDs could be introduced as Pb^{2+} sensor.

References

[1] Farahmandzadeh, Farzad, Mehdi Molaei, Hassan Alehdaghi, and Masoud Karimipour. "The significant increasing photoluminescence quantum yield of the CdTe/CdS/ZnS core/multi-shell quantum dots (QDs) by 60Co gamma irradiation." *Applied Physics A* 128, no. 3 (2022): 1-10.

[2] Samadpour, Mahmoud, A. Irajizad, Nima Taghavinia, and Morteza Molaei. "A new structure to increase the photostability of CdTe quantum dot sensitized solar cells." *Journal of Physics D: Applied Physics* 44, no. 4 (2011): 045103.

[3] He, Yao, Hao-Ting Lu, Li-Man Sai, Yuan-Yuan Su, Mei Hu, Chun-Hai Fan, Wei Huang, and Lian-Hui Wang. "Microwave synthesis of water-dispersed CdTe/CdS/ZnS core-shell-shell quantum dots with excellent photostability and biocompatibility." *Advanced Materials* 20, no. 18 (2008): 3416-3421.

[4] Abdulla, Manal M., Noor H. Hasan, Hanaa I. Mohammed, Ghuson H. Mohamed, Kadhim A. Al-Hamdani, and Ameer F. Abdulameer. "Investigation of optical properties of the PbS/CdS thin films by thermal evaporation." *J. Electron Devices* 12 (2012): 761-766.

[5] Chang, Christina M., Katherine L. Orchard, Benjamin CM Martindale, and Erwin Reisner. "Ligand removal from CdS quantum dots for enhanced photocatalytic H 2 generation in pH neutral water." *Journal of Materials Chemistry A* 4, no. 8 (2016): 2856-2862.

[6] Bansal, Ashu Kumar, Francesco Antolini, Shuyue Zhang, Lenuta Stroea, Luca Ortolani, Massimiliano Lanzi, Emanuele Serra, Sybille Allard, Ullrich Scherf, and Ifor David William Samuel. "Highly luminescent colloidal CdS quantum dots with efficient near-infrared electroluminescence in light-emitting diodes." *The Journal of Physical Chemistry C* 120, no. 3 (2016): 1871-1880.

[7] Vossmeyer, Tobias, Lynne Katsikas, M. Giersig, I. G. Popovic, Kj Diesner, A. Chemseddine, A. Eychmüller, and Horst Weller. "CdS nanoclusters: synthesis, characterization, size dependent oscillator strength, temperature shift of the excitonic transition energy, and reversible absorbance shift." *The Journal of Physical Chemistry* 98, no. 31 (1994): 7665-7673.

[8] Peng, Chi-Fang, Ying-Ying Zhang, Zhi-Juan Qian, and Zheng-Jun Xie. "Fluorescence sensor based on glutathione capped CdTe QDs for detection of Cr3+ ions in vitamins." *Food Science and Human Wellness* 7, no. 1 (2018): 71-76.

[9] Wang, Jin, XueQiong Su, DongWen Gao, RuiXiang Chen, YunYun Mu, XinPing Zhang, and Li Wang. "Capillary Sensors Composed of CdTe Quantum Dots for Real-Time In Situ Detection of Cu2+." *ACS Applied Nano Materials* 4, no. 9 (2021): 8990-8997.

[10] Gong, Ke, David F. Kelley, and Anne Myers Kelley. "Resonance Raman excitation profiles of CdS in pure CdS and CdSe/CdS core/shell quantum dots: CdS-localized excitons." *The Journal of chemical physics* 147, no. 22 (2017): 224702.

[11] Mahapatra, Niharendu, Sudipta Panja, Abhijit Mandal, and Mintu Halder. "A single source-precursor route for the one-pot synthesis of highly luminescent CdS quantum dots as ultra-sensitive and selective photoluminescence sensor for Co 2+ and Ni 2+ ions." *Journal of Materials Chemistry C* 2, no. 35 (2014): 7373-7384.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

بررسی اثر تابش لیزر اگزایمر بر میزان چسبندگی باکتری روی سطح پلی‌کربنات

سحر سهرابی[۱]، هدیه پازکیان[۲]، بیژن غفاری[۱] ، محمود ملاباشی[۱]و محسن منتظرالقائم[۲]

[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران و [۲]پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده فوتونیک و فناوری‌های کوانتومی

رایانامه: s.sohrabiiust@gmail.com

چکیده – در این مقاله، اثر تابش لیزر اگزایمر بر ریخت شناسی پلی‌کربنات و ایجاد نانوساختارها روی سطح آن، بررسی شده است. برای بررسی نانوساختارهای ایجاد شده روی سطح، از میکروسکوپ الکترونی روبشی نشر میدانی استفاده شده است. آزمایش برای تعیین میزان چسبندگی باکتری روی سطح از نمونه‌های پلی‌کربنات تابش دیده گرفته شده است. نتایج آزمایش نشان می‌دهد که با افزایش تعداد پالس در شاریدگی زیر آستانه کندگی، تراکم نانوساختارها زیاد و اندازه آن‌ها کوچک می‌شود. هم‌چنین با افزایش تعداد پالس لیزر، میزان چسبندگی باکتری به سطح کاهش یافته است. بنابراین با افزایش تراکم نانوساختارهای سطحی به کمک پردازش لیزری، می‌توان باعث کاهش چسبندگی باکتری به سطح شد.

کلید واژه- پلی‌کربنات، چسبندگی باکتری، لیزر اگزایمر، نانوساختار

Investigating the effect of an excimer laser irradiation on bacterial adhesion on polycarbonate surface

Sahar Sohrabi[1], Hedieh Pazokian[2], Bijan Ghafary[1], Mahmood Mollabashi [1] and Mohsen Montazerolghaem

[1]Physics Department, Iran University of Science and Technology, Tehran, Iran

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

Abstract- In this paper, effect of an excimer laser irradiation on the morphology of polycarbonate and formed nanostructures on its surface were investigated. Field Emission Scanning Electron Microscopy was used for nanostructures investigation. The results show that with increasing the number of laser pulses, nanostructures density increases while their size decreases followed by reducing the bacterial adhesion rate. Therefore, with increasing the density of nanostructures using laser treatment, bacterial adhesion rate decreases.

Keywords: Bacterial adhesion, Excimer laser, Nanostructures, Polycarbonate

مقدمه

عفونت‌های باکتریایی سالانه جان هزاران نفر را می‌گیرند. مقابله با این عفونت‌ها با روش‌هایی مانند استفاده از آنتی‌بیوتیک، علاوه بر این که نیاز به وقت و هزینه زیادی دارد، موجب ایجاد سویه جدید باکتری می‌شود که در مقابل آنتی‌بیوتیک‌های موجود، مقاوم هستند [۱]. در چند سال اخیر، محققین به دنبال ایجاد سطوحی هستند که از چسبیدن اولیه باکتری به سطح جلوگیری می‌کنند. این سطوح ضدباکتری، با جلوگیری از چسبیدن و اتصال اولیه باکتری، مانع تشکیل زیست‌لایه خواهند شد [۲]. بنابراین باکتری روی آن‌ها رشد نمی‌کند. سطوح ضدباکتری می‌توانند در صنایع مختلف مانند ساخت تجهیزات پزشکی کاربرد داشته باشند.

یکی از روش‌های ساخت سطوح ضدباکتری، ایجاد ساختارهای مناسب در ابعاد نانو است که بتواند باعث توپوگرافی مناسب سطح شود [۳]. علاوه بر این، ساختارهای ایجاد شده روی سطح می‌توانند خواص مختلف آن مانند میزان ترشوندگی و خواص اپتیکی مانند ضریب شکست را نیز تغییر دهند. نانوساختارهای مناسب روی سطح حتی می‌توانند به عنوان عاملی مهم در کشتن باکتری‌ها نیز به شمار آیند [۴].

اگرچه به کمک لیزرهای فوق کوتاه فمتوثانیه و پیکوثانیه می‌توان نانوساختارهای خوش‌تعریف روش سطح ماده ایجاد کرد، اما امروزه لیزرهای نانوثانیه نیز به دلیل قابلیت استفاده در صنعت، در دسترس بودن و هزینه نگهداری کمتر، مورد توجه پژوهشگران هستند [۵]. تحقیقات متعددی در زمینه استفاده از لیزر نانوثانیه برای اصلاح سطح در جهت کاهش چسبندگی باکتری به آن انجام شده است [۲, ۶].

در این پژوهش، از لیزر اگزایمر برای تابش‌دهی پلی‌کربنات استفاده شده است. پلی‌کربنات، از پلیمرهای پرکاربرد در صنایع مختلف به خصوص صنعت پزشکی است. این پلیمر در ساخت تجهیزات پزشکی و بسته‌بندی مواد غذایی مورد استفاده قرار می‌گیرد. بنابراین ایجاد خاصیت ضدباکتری در آن ضروری است. در این پژوهش، پلی‌کربنات توسط لیزر اگزایمر با طول موج ۲۴۸ نانومتر و در شاریدگی زیر آستانه کندگی، با تعداد پالس‌های مختلف تابش‌دهی شد و ساختارهای ایجاد شده روی سطح بررسی شد. در نهایت تست میزان چسبندگی باکتری روی نمونه‌های تابش دیده انجام شد.

روش انجام آزمایش

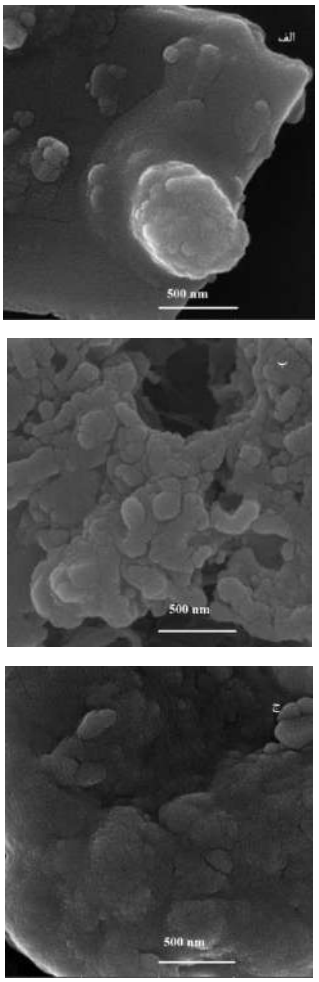
نمونه‌های پلی‌کربنات با ضخامت ۱ میلی‌متر و طول و عرض ۱ سانتی‌متر تهیه شدند. قبل از تابش‌دهی، نمونه‌ها با آب و الکل شسته شدند. سپس با لیزر اگزایمر با طول موج ۲۴۸ نانومتر، نرخ تکرار ۵ هرتز، در شاریدگی $15\ mJ/cm^2$ و تعداد پالس ۵۰۰۰، ۱۰۰۰۰ و ۱۵۰۰۰ تابش‌دهی شدند. برای بررسی نانوساختارهای ایجاد شده روی سطح پلی‌کربنات، از میکروسکوپ الکترونی روبشی نشر میدانی (FESEM) استفاده شد.

برای بررسی میزان چسبندگی باکتری روی سطوح تابش‌دیده، ابتدا کشت باکتری E.Coli در ظرف مخصوص انجام شد تا کدورت نوری باکتری به ۰/۵ مک فارلند برسد. باکتری به نسبت ۱ به ۳، با محلول نمک فسفات با خاصیت بافری (PBS)، رقیق شد. نمونه‌ها در جایگاه مخصوص قرار گرفتند و ۵۰۰ میکرولیتر محلول باکتری رقیق شده به اضافه ۵۰۰ میکرولیتر PBS به آن‌ها اضافه شد. پس از گذشت ۱ ساعت که نمونه‌ها در دمای ۳۳ درجه سلسیوس قرار داشتند، با PBS شسته شدند و باکتری‌های روی آن با گلوتارآلدهید تثبیت شدند. پس از گذشت یک ساعت،

نمونه‌ها با PBS شسته شدند و برای تعیین میزان چسبندگی باکتری به آن‌ها، زیر میکروسکوپ بررسی شدند.

نتایج و بحث

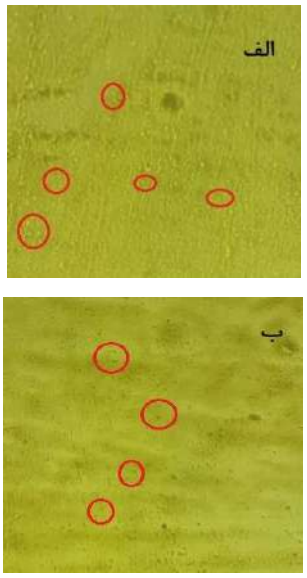
شکل ۱، تصاویر FESEM نمونه‌های تابش‌دیده را نشان می‌دهد. همان‌طور که از شکل مشخص است، با تابش لیزر اگزایمر به سطح پلی‌کربنات، نانوساختارهایی روی سطح ایجاد می‌شوند. در نمونه تابش‌دیده با ۱۵۰۰۰ پالس، نانوساختارهایی در ابعاد نانومتری تشکیل شده است. این نانوساختارها می‌توانند زبری مناسبی برای مقابله با باکتری روی سطح ایجاد کنند.

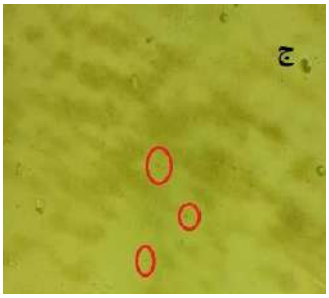


شکل ۱: تصاویر FESEM نمونه‌های پلی‌کربنات تابش‌دیده در شاریدگی $15\ mJ/cm^2$ و با تعداد پالس الف) ۵۰۰۰ ب) ۱۰۰۰۰ و ج) ۱۵۰۰۰.

در تابش‌دهی لیزری زیر آستانه کندگی، فرآیندهای وابسته به دما در سطح جامد فعال خواهند شد. سازمان‌دهی مجدد ساختار کریستالی و رسوب‌دهی مواد متخلخل از جمله این فرآیندها هستند [۷]. شاریدگی آستانه کندگی پلی‌کربنات در تابش لیزر اگزایمر حدود $40\ mJ/cm^2$ و شاریدگی مورد آزمایش، $15\ mJ/cm^2$ است. شاریدگی آستانه کندگی، به معنای میزان انرژی پالس لیزری است که دقیقا در آن انرژی، کندگی لیزری در واحد سطح آغاز می‌شود. بنابراین انرژی کافی برای کندگی پلیمر توسط تابش لیزری تامین نمی‌شود. اما تابش‌دهی سطح پلیمر در شاریدگی زیر آستانه کندگی می‌تواند باعث ایجاد برآمدگی‌هایی روی سطح شود. قسمتی از سطح که تحت تاثیر لیزر قرار گرفته است، منبسط می‌شود. سپس از طریق اثرات هیدرودینامیکی، توزیع مجدد مواد روی سطح اتفاق می‌افتد و در این صورت، نانوساختارها روی سطح پلیمر تابش‌دیده شکل می‌گیرند [۸]. در شکل ۱ الف و ج، برآمدگی‌های در ابعاد نانو مشاهده می‌شود.

شکل ۲، تصاویر میکروسکوپی نمونه‌ها پس از تست باکتری را نشان می‌دهد.





شکل ۲: تصاویر میکروسکوپی نمونه‌های پلی‌کربنات تابش‌دیده در شاریدگی $15\ mJ/cm^2$ و با تعداد پالس الف) ۵۰۰۰ ب) ۱۰۰۰۰ و ج) ۱۵۰۰۰ پس از تست باکتری.

با توجه به شکل، با افزایش تعداد پالس تعداد باکتری‌های چسبیده به سطح کاهش یافته است. در تصاویر میکروسکوپی، باکتری‌های E.Coli به صورت دایره‌های کوچک دیده می‌شوند. برخی از باکتری‌ها با دایره‌های قرمز در شکل مشخص شده‌اند. همان طور که از شکل مشخص است، با افزایش تعداد پالس در شرایط ذکر شده، میزان باکتری‌های چسبیده به سطح کاهش یافته است؛ به طوری که در ۱۵۰۰۰ پالس، باکتری‌های بسیار کمی در نمونه دیده می‌شود. با مقایسه شکل ۱ و ۲ می‌توان به این نتیجه رسید که تراکم نانوساختارها و اندازه آن‌ها در میزان اتصال باکتری به سطح نقش دارد. با افزایش تراکم ساختارها و کاهش اندازه آن‌ها، میزان باکتری‌های چسبیده به سطح کاهش می‌یابد. این نتیجه به این دلیل است که باکتری به صورت معمول سعی می‌کند تعداد نقاط اتصال خود با فاز جامد را افزایش دهد. بنابراین بخش زیادی از دیواره آن روی نانوساختارها و بین آن‌ها قرار خواهد گرفت. نانوساختارها می‌توانند با ایجاد توپوگرافی مناسب سطح، باعث پاره شدن دیواره باکتری‌ها و از بین بردن آن‌ها شوند [۴]. بنابراین با افزایش تعداد پالس در این آزمایش، تعداد باکتری‌های چسبیده به پلی‌کربنات تابش دیده در تصاویر میکروسکوپی کاهش یافته است.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، ریخت‌شناسی سطح پلی‌کربنات پس از تابش لیزر اگزایمر در شاریدگی زیر آستانه کندگی و با تعداد پالس مختلف، بررسی شده است. نتایج نشان می‌دهد که در اثر تابش‌دهی لیزر در شاریدگی زیر آستانه کندگی، نانوساختارهایی روی سطح پلیمر ایجاد شده‌اند که روی میزان چسبندگی باکتری به سطح موثر هستند. نتیجه تست باکتری از نمونه‌های تابش دیده نشان می‌دهد که با افزایش تعداد پالس در شرایط آزمایش، تعداد باکتری‌های E.Coli چسبیده به سطح کاهش یافته است.

مرجع‌ها

[1] A.J. Alanis, Resistance to antibiotics: are we in the post-antibiotic era?, Archives of medical research 36(6) (2005) 697-705.
[2] S. Sohrabi, H. Pazokian, B. Ghafary, M. Mollabashi, Superhydrophobic-antibacterial polycarbonate fabrication using excimer laser treatment, Optik (2022) 169377.
[3] S. Wu, F. Zuber, K. Maniura-Weber, J. Brugger, Q. Ren, Nanostructured surface topographies have an effect on bactericidal activity, Journal of nanobiotechnology 16(1) (2018) 1-9.
[4] A. Tripathy, P. Sen, B. Su, W.H. Briscoe, Natural and bioinspired nanostructured bactericidal surfaces, Advances in colloid and interface science 248 (2017) 85-104.
[5] S. Sohrabi, H. Pazokian, B. Ghafary, M. Mollabashi, M. Montazeralghaem, Study of Polycarbonate Wettability and its Antibacterial Properties after Excimer Laser Irradiation at the Ablation Threshold Fluence, Sensors & Transducers 258(4) (2022) 36-41.
[6] ا. روح الله مهدی نواز, م. حمید, د. مرتضی, ز. علیرضا, چسبندگی باکتری اشرشیاکلی در شرایط آزمایشگاهی به سطح پلی اتیلن ترفتالات تابش دیده با لیزرهای دی اکسید کربن و کریپتون فلوتوراید, مهندسی پزشکی زیستی سال دوم(۱) (۱۳۸۴) ۱۲۱-.
[7] M.S. Brown, C.B. Arnold, Fundamentals of laser-material interaction and application to multiscale surface modification, Laser precision microfabrication, Springer2010, pp. 91-120.
[8] N.M. Bityurin, Laser nanostructuring of polymers, Fundamentals of laser-assisted micro-and nanotechnologies, Springer2014, pp. 293-313.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

مدل‌سازی عدسی تماسی و عینک چندکانونی برای درمان پیرچشمیِ همراه با نزدیک بینی

ستار جلالی، ملیحه رنجبران*، کیمیا سنگاری

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، واحد تهران مرکزی، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران

sahab.jalali@gmail.com
***m.ranjbaran@iauctb.ac.ir**
kimiasangari@gmail.com

چکیده – روش‌های درمان همزمان چند عیب انکساری چشم، همواره مورد توجه محققین بوده است. یکی از این روش‌ها، استفاده از عینک و عدسی‌های تماسی چندکانونی است که قابلیت تصحیح همزمان دید دور و نزدیک را دارند. در این مقاله این عدسی‌ها در دو حالت عدسی تماسی و عینک، برای تصحیح پیرچشمی همراه با نزدیک بینی در نرم‌افزار زیمکس مدل شدند. تابع انتقال مدولاسیون برای ارزیابی کیفیت تصویر بر روی شبکیه استفاده شد. نتایج نشان داد که دستیابی به ضریب نزدیک به ۱ در فرکانس فضایی ۳۰ خط بر میلیمتر با بهینه‌سازی ضرایب تابع چندجمله‌ای مربوط به شکل سطوح عدسی در دید دور و متوسط قابل دستیابی است.

کلید واژه- پیرچشمی، نزدیک بینی، مدل لیو و برنن، عدسی چند کانونی، نرم‌افزار زیمکس، تابع انتقال مدولاسیون.

Optical Modeling of Multifocal Contact lenses and Glasses for Myopic Presbyopia

Sattar Jalali, Maliheh Ranjbaran*, Kimia Sangari

sahab.jalali@gmail.com
***m.ranjbaran@iauctb.ac.ir**
kimiasangari@gmail.com

Department of Physics, Central Tehran Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran

Abstract- The simultaneous treatment of several eye refractive errors has been attracting great interest among researchers. One of these treatments is using multifocal glasses and contact lenses that simultaneously correct distance and near vision. In this article, we optically designed the contact lenses, and glasses using Zemax software for correcting myopic presbyopia. We utilized the modulation transfer function (MTF) to evaluate the retinal image quality. Our results showed that the factor of 1 at a spatial frequency of 30 lines/mm could be achieved by optimizing the coefficients of the polynomial function corresponding to the lens surfaces for middle and far distance.

Keywords: Myopic Presbyopia, Liou and Brennan model, Multifocal lenses, Zemax software, Modulation Transfer Function (MTF)

مقدمه

چشم یکی از پیچیده‌ترین سامانه‌های تصویربرداری نوری و در عین حال مهم‌ترین عضو حساس به نور بدن انسان است. برای مدل‌سازی این سامانه پیچیده تاکنون مدل‌های متعددی ارائه شده است. اما تعداد کمی از این مدل‌ها برای درمان مشکلات بالینی مناسب هستند [۱]. از جمله مدل‌های ارائه شده می‌توان به مدل هلمهولتز، سه سطحی و شش سطحی گلستراند، امسلی، دندر، بلیکر، لی‌گراند، اسمیت، لیو و برنن اشاره کرد که این مدل‌ها به لحاظ تعداد سطوح انکساری، فاصله از راس قرنیه، شعاع انحنا، ضریب و توان شکست و میزان ابیراهی‌ها متفاوت هستند [۲,۱]. از میان مدل‌های ذکر شده، مدل لیو و برنن که در عین سادگی به چشم زیست شناختی واقعی نزدیکتر است، در بررسی روش‌های درمانی عیوب چشم بسیار مورد استفاد قرار گرفته است. مدل لیو و برنن شامل ۴ سطح انکساری است که بیشتر توان تمرکز نور را فراهم می‌کند. سطوح عدسی بکار رفته در این مدل از نوع گرادیانی است [۳].

این مدل چشم را می‌توان به عنوان چشم سالم در نظر گرفت و با تغییر آن بواسطه عیوب انکساری، روش‌های درمانی موردنظر را مدل‌سازی و نتایج را تحلیل کرد. یکی از معمول‌ترین عیوب چشم در سنین بالای ۴۰ سال، پیرچشمی است. در پیرچشمی ضخامت عدسی زیاد و انعطاف پذیری آن کم می‌شود و تمرکز روی اشیائ نزدیک از بین می‌رود. [۴].

بیماری انکساری دیگری که می‌تواند همزمان با پیرچشمی ایجاد شود، نزدیک بینی است. در این حالت، تصویر اشیاء دور در جلوی شبکیه تشکیل شده و برای اشیاء نزدیک بیمار دید خوبی دارد. بروز نزدیک بینی می‌تواند در سنین مختلف و به دو دلیل باشد. انحنای بیش از حد قرنیه و یا بزرگ شدن کره چشم که در مورد دوم معمولا فاصله قرنیه تا شبکیه در امتداد محور از فاصله معمول بیشتر است [۵].

مدل مورد بررسی ما چشمی با دو بیماری همزمان پیرچشمی و نزدیک بینی است که عمل جراحی، استفاده از عینک و عدسی تماسی روش‌های معمول برای رفع این عیوب می‌باشند. در این میان عدسی‌های چندکانونی توجه ویژه‌ای را به خود معطوف ساخته‌اند. این عدسی‌ها که دارای چند ناحیه دید هستند، می‌توانند امکان اصلاح همزمان دید دور و نزدیک را فراهم سازند [۶]. در این مقاله ما با تغییر مدل لیو و برنن، پیرچشمی همراه با نزدیک بینی را در نرم‌افزار زیمکس مدل‌سازی و سپس با قرار دادن عدسی تماسی و عینک چندکانونی به اصلاح آن پرداخته شد. برای تعیین کیفیت تصویر حاصل از قراردادن عدسی اصلاحی بر روی شبکیه چشم از تابع انتقال مدولاسیون (MTF) بهره گرفته شد.

۱. روش مدل‌سازی

در مدل لیو و برنن، چشم تقریبا کره‌وار است و فاصله بین قرنیه تا شبکیه حدودا ۲۳/۹۵ میلیمتر است که در این میان بیشترین فاصله مربوط به فاصله سطح پشتی عدسی تا شبکیه است. همچنین زاویه بین محور بینایی و اپتیکی ۵ درجه است [۳]. مؤلفه‌های یک چشم سالم در مدل لیو و برنن که در جدول ۱ آورده شده است، در نرم‌افزار زیمکس وارد شده و سپس تنظیمات اولیه برای میزان نور و طول موج ورودی اعمال شد. ضریب شکست دو سطح ۸ و ۹ مربوط به عدسی چشم، از نوع گرادیانی (Gradient 3) با رابطه:

$$n = n0 + nr2\, r^2 + nr4\, r^4 + nr6\, r^6 + nz1\, z + nz2\, z^2 + nz3\, z^3$$

و طبق ضرایب جدول ۲ انتخاب شدند.

جدول ۲. ضرایب سطوح گرادیانی عدسی چشم

	n0	nr2	nz1	nz2
سطح ۸	۱/۳۶۸	$-۱/۹۷۸ \times ۱۰^{-۳}$	۰/۰۴۹	-۰/۰۱۵
سطح ۹	۱/۴۰۷	$-۱/۹۷۸ \times ۱۰^{-۳}$	۰/۰۰۰	$-۶/۶۰۵ \times ۱۰^{-۳}$

جدول ۱. مشخصات چشم سالم در مدل لیو و برنن

	نوع سطح در زیمکس	نام سطح	شعاع	ضخامت	ضریب شکست	قطر
۰	Standard	شیئ	بینهایت	بینهایت		۰/۰۰۰
۱	Standard	پرتو ورودی	بینهایت	۵۰/۰۰۰		۲/۲۵۶
۲	Extended polynominal	سطح جلویی لنز تماسی	۱۲۱/۹۴۱	۳/۰۰۰	پلی کربنات	۲۰/۰۰۰
۳	Standard	سطح پشتی لنز تماسی	۱۰۰/۰۰	۲۸/۰۰۰	–	۲۰/۰۰۰
۴	Coordinate Break			-۱۳/۰۰۰	–	۰/۰۰۰
۵	Standard	قرنیه	۷/۷۷۰	۰/۵۵۰	۱/۳۸,۵۰/۲	۵/۰۰
۶	Standard	زلالیه	۶/۴۰۰	۳/۱۶۰	۱/۳۸,۵۰/۲	۶/۰۰
۷	Standard	مردمک	بینهایت	۰۰۰	۱/۳۸,۵۰/۲	۱/۲۵۰
۸	Gradient 3	سطح جلویی عدسی چشم	۱۲/۴۰۰	۱/۵۹۰	–	۴/۵۰۰
۹	Gradient 3	سطح پشتی عدسی چشم	بینهایت	۲/۴۳۰	–	۴/۵۰۰
۱۰	Standard	زجاجیه	-۸/۱۰۰	۱۶/۲۳۹	۱/۳۸,۵۰/۲	۶/۰۰
۱۱	Standard	شبکیه چشم	-۱۲/۰۰۰	ضخامت	–	۵/۰۰

جهت اعمال همزمان عیوب انکساری پیرچشمی و نزدیک بینی ابتدا به دلیل کشیدگی کره چشم فاصله زجاجیه افزایش داده شد [۵ و ۶]. برای شبیه‌سازی سه حالت دید دور، متوسط و نزدیک، در نرم‌افزار فاصله شیء برابر بی‌نهایت، ۱۰۰۰ و ۴۰۰ میلیمتر در نظر گرفته شد. این سه حالت همزمان با تغییرCRVT (عکس شعاع انحنا) مربوط به سطح پشتی عدسی چشم در تنظیمات چند پیکربندی نرم‌افزار (Multi Configuration) اعمال شد (جدول ۲)

جدول ۲. سه حالت دید دور، متوسط و نزدیک

Active: 1/4		Config 1	Config 2	Config 3
1: THIC	۰	۱۰ ۱۰	۱۰۰۰	۴۰۰
2: CRVT	۱۰	-۰/۱۲۳۴۵۷	-۰/۱۷۴۲	-۰/۱۷۴
3: PRAM	۴/۳	۰	-۱۰	-۱۵

به منظور مدل‌سازی عدسی چندکانونی از سطح Extended polynomial با رابطه:

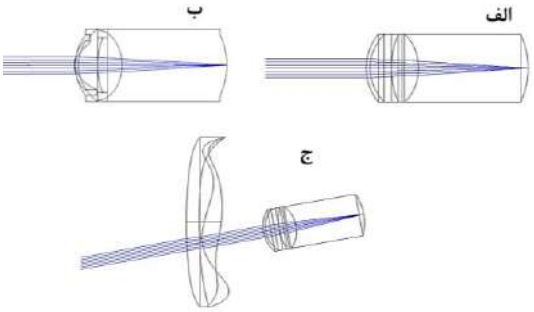
$$z = \frac{cr^2}{1+\sqrt{1-(1+k)c^2r^2}} + \sum_{i=1}^{N} A_i E_i(x,y)$$

برای سطوح جلوی و پشتی عدسی عینک استفاده شد. در این رابطه N تعداد ضرایب چند جمله‌ای و A_i ها ضرایب i امین جمله چندجمله‌ای هستند. c انحنا، r شعاع و k ضریب برای سطح درجه دوم است. قابل ذکر است که ضرایب رابطه فوق را در نرم‌افزار متغیر قرار داده و پس از بهینه‌سازی، مقادیر بهینه آن‌ها بدست آمد.

برای مدل‌سازی عدسی عینک جنس شیشه، پلی کربنات، با ضریب شکست ۱/۵۸۵ و عدد آبه ۲۹/۹۰۹، و برای عدسی تماسی پلیمر پلی متیل متاکریلات (PMMA) با ضریب شکست ۱/۴۹۲و عدد آبه ۵۷/۴۴۱، در نظر گرفته شد. فاصله عینک از قرنیه، هوا و فاصله عدسی تماسی تا قرنیه، آب در نظر گرفته شد. پس از انجام بهینه‌سازی، نمودار MTF قبل و بعد از بهینه‌سازی مقایسه شد.

۲. نتایج و بحث

پس از وارد کردن اطلاعات چشم با عیوب انکساری پیرچشمی همراه با نزدیک بینی در نرم‌افزار، یکبار عینک چندکانونی و یکبار عدسی تماسی چندکانونی در مقابل چشم (طبق شکل ۱) قرار داده شد.



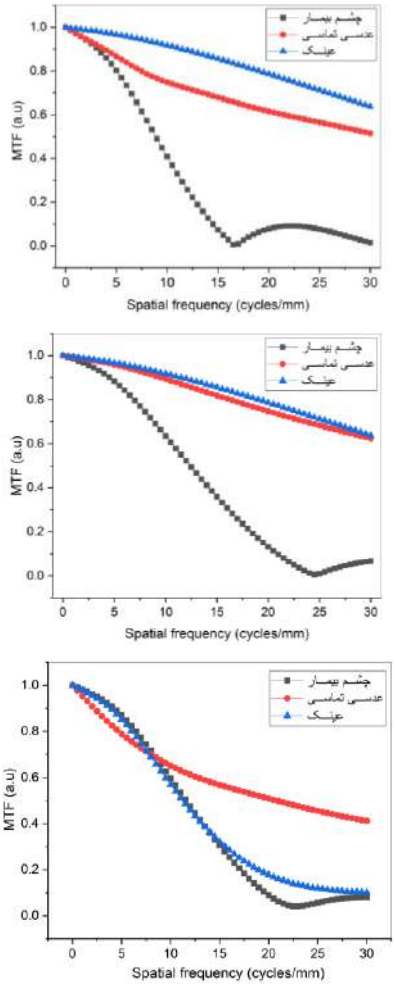
شکل ۱. الف) طرحواره دوبعدی چشم سالم، ب) عدسی تماسی در مقابل چشم برای دید دور و ج) عدسی چندکانونی در مقابل چشم برای دید نزدیک.

با متغیر قرار دادن ضرایب چندجمله‌ای، فرایند بهینه‌سازی سه حالت (با اضافه کردن دو توابع شایستگی XNEG و XXEG (حداقل و حداکثر ضخامت لبه) به توابع شایستگی پیش‌فرض نرم‌افزار زیمکس (در بهینه‌سازی قطر لکه و ابیراهی‌ها) انجام شد. ضرایب چندجمله‌ای مربوط به عینک و عدسی تماسی بصورت جدول ۳ بدست آمد.

	A_1	A_2	A_3
عینک	۰/۰۲۹	$۴/۵۴۰ \times ۱۰^{-۵}$	$-۶/۲۵۳ \times ۱۰^{-۷}$
عدسی تماسی	$-۴/۲۱۵ \times ۱۰^{-۵}$	$۲/۳۳۷ \times ۱۰^{-۶}$	$-۲/۰۵۴ \times ۱۰^{-۱۰}$

A_4	A_5	A_6
$۶/۲۹۳ \times ۱۰^{-۹}$	$-۱/۷۱۰ \times ۱۰^{-۱۱}$	$۲/۶۵۲ \times ۱۰^{-۱۴}$
$-۳/۰۶۲ \times ۱۰^{-۱۱}$	$-۴/۶۳۹ \times ۱۰^{-۹}$	$۴/۰۵۴ \times ۱۰^{-۱۱}$

به منظور بررسی کیفیت تصویر حاصل روی شبکیه چشم از نمودار تابع انتقال مدولاسیون (MTF) استفاده شد. این تابع در واقع نشان‌دهنده انتقال فرکانس‌های فضایی نوری مختلف از طریق یک سامانه نوری است و تعداد خط بر میلیمتر قابل تفکیک را مشخص می‌کند. بیشینه فرکانس فضایی لازم برای تفکیک تصاویر توسط چشم ۳۰ خط بر میلیمتر است. انسان در حالت کلی به تفکیک بالاتر از ۰/۱ نیاز دارد تا بتواند تفاوت خطوط را ببیند.



شکل ۲. نمودار MTF چشم بیمار، با حضور عدسی تماسی و عینک چندکانونی در دو حالت دید دور (شکل بالا)، دید متوسط (شکل وسط) و دید نزدیک (شکل پایین)

همانطور که مشاهده می‌شود نسبت به قبل استفاده از عدسی، مقدار MTF با استفاده از عدسی تماسی و عینک چندکانونی برای هر دو دید دور و متوسط افزایش قابل ملاحظه دارد و به به مقدار ۱ نزدیک شده است. مقایسه عدسی تماسی و عینک چندکانونی نشان می‌دهد که عینک در دید دور و عدسی تماسی در دید نزدیک کیفیت تصویر روی شبکیه را بیشتر بهبود داده اند.

۳. نتیجه‌گیری

رفع همزمان عیوب انکساری چشم همواره مورد توجه محققین این حوزه بوده است. در این مقاله چشم دارای پیرچشمی و نزدیک بینی بر اساس مدل لیو و برنن در نرم‌افزار زیمکس مدل‌سازی شد. سپس با قرار دادن عدسی تماسی و عینک چندکانونی و بهینه‌سازی ضرایب مربوط به آن، بهینه تصویر روی شبکیه بدست آمد. نتایج قبل و بعد استفاده از عدسی‌های تصحیح کننده نشان می‌دهد که مقدار MTf افزایش قابل ملاحظه ای یافته و عدسی عینک چندکانونی گزینه بهتری برای درمان این بیماری در دید دور و متوسط است.

۴. مرجع‌ها

[۱] م. ابوالمعصومی، ک. کشاورزی، م. نیکخو، ا. جعفرزاده پور، بررسی مدلهای اپتیکی چشم انسان، مجله فیزیک پزشکی ایران، دوره ۸، ۱۳۹۰.

[2] F. L. Pedrotti, L. M. Pedrotti, & L. S. Pedrotti, Introduction to optics, Third Edition, Chapter 19, 2017.

[3] M. N. Schulz, Progress in Optics Research, Nova Science Publishers, chapter 6, 2009.

[4] Ch. Hung, D. Chen, Sh. Lee, Design the Progressive Addition Hard Contact Lens for Myopic Presbyopia, Journal of China University of Science and Technology 50 (61) 2012, 01 .

[5] D. A. Atchison, C. E. Jones, K. L. Schmid, N. Pritchard, J. M. Pope, W. E. Strugnell, & R. A. Riley, Eye shape in emmetropia and myopia. Investigative Ophthalmology & Visual Science, 45(10), 2004, 3380-3386.

[6] Ch. Hung, D. Chen, Sh. Lee, Design the Progressive Addition Hard Contact Lens for Myopic Presbyopia, Journal of China University of Science and Technology 50 (61) 2012, 01 .

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

الگودهی داربست‌های مهندسی بافت عصبی با استفاده از تپ‌های لیزری فمتوثانیه

اسماء السادات معتمدی[۱و۲]، فرشته حاج اسماعیل‌بیگی[۱]، حمید میرزاده[۲و۳]، شاداب باقری خولنجانی[۳]، محمدعلی شکرگزار[۴] و افتخارسادات بستان‌دوست[۱]

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

۱- پژوهشکده فوتونیک و فناوری‌های کوآنتومی، پژوهشگاه علوم و هسته ای ایران، 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
۴- بانک سلولی ایران، انستیتو پاستور، تهران

چکیده – در این مقاله فرآیند الگودهی داربست‌های مهندسی بافت عصبی نانوالیاف کامپوزیت پلیمر پیزوالکتریک PVDF-نانوذرات طلای الکتروریسی شده مورد مطالعه قرار گرفته است. جهت افزایش رشد و هدایت سلول‌های عصبی، با استفاده از لیزر فمتوثانیه روی سطح الگوهایی با ابعاد میکرومتری ایجاد گردید. ساختار و ریخت شناسی نانوالیاف و الگوهای ایجاد شده و همچنین نرخ رشد سلولی برروی سطوح آنها توسط تصویربرداری میکروسکوپ الکترونی روبشی بررسی شده است. نتایج نشان‌دهنده زیست‌سازگاری و نیز توانایی مناسب داربست‌های الکتروریسی شده و الگودهی شده در هدایت رشد سلول‌های عصبی می‌باشد که می‌تواند به‌عنوان داربست مهندسی بافت عصبی مورد استفاده قرار گیرد.

کلید واژه- الگودهی، تپ فمتوثانیه، داربست نانوالیاف، لیزر تیتانیوم سفایر، مهندسی بافت عصبی.

Patterning on Nerve Tissue Engineering Scaffolds by Femtosecond Laser Pulses

A. Motamedi[1,2], F. Hajiesmaeilbaigi[1], H. Mirzadeh[2,3], S. Bagheri[3], M.A. ShokrGozar[4] and E. Bostandoust[1]

[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
[4] National Cell Bank of Iran, Pasteur Institute of Iran, Tehran

Abstract- In this paper, the patterning process of electrospun piezoelectric PVDF-Au Nps composite nanofibers nerve tissue engineering scaffold is studied. To increase the cell growth and guidance of nerve cells, using the femtosecond pulses of Ti:Sapphire laser and micrometer patterns were created on it. The structure and morphology of nanofibers and created patterns and also the rate of cell growth on their surfaces are investigated by scanning electron microscopy (SEM). The results show the biocompatibility and the appropriate ability of patterned electrospun scaffolds in guidance of nerve cells growth that can be used as a neural tissue engineering scaffolds.

Keywords: Femtosecond pulses, nanofibers scaffold, nerve tissue engineering, patterning, Ti:Sapphire laser.

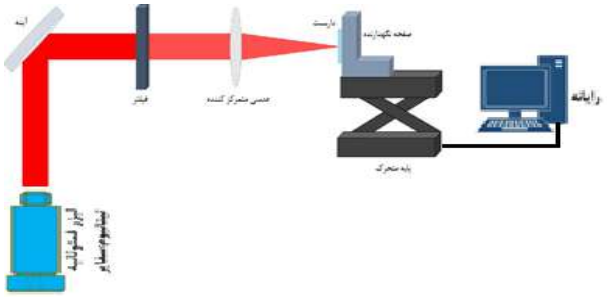
مقدمه

طناب نخاعی و مغز دو جز تشکیل‌دهنده سامانه عصب مرکزی انسان هستند. آسیب‌های واردشده به نخاع و تخریب طناب نخاعی از عوامل مهم اختلالات حسی، حرکتی، مشکلات دستگاه ادراری و یا ترکیبی از این موارد است. ضربه‌های وارد بر ستون فقرات ممکن است باعث آسیب نخاع، ریشه اعصاب نخاعی و یا هر دو شود [۱]. از طرفی به‌دلیل عوارض و اختلالات ناشی از اعمال جراحی در حین کاشت و پیوند عصب در محل‌های آسیب‌دیده، به‌منظور کمک به ترمیم بافت‌های آسیب‌دیده، تمایل به استفاده از زیست مواد افزایش‌یافته است. هم‌چنین در سال‌های اخیر، روش مهندسی بافت با به‌کارگیری مواد در ابعاد نانومتری توانسته است به جایگزینی مناسب برای روش‌های سنتی ترمیم بافت مبدل شود [۲]. در مهندسی بافت عوامل محیطی نظیر هندسه سطح و الگوهای سطحی داربست‌ها نقش مؤثر و تأثیر به‌سزایی در برهم‌کنش داربست سلول و نیز میزان چسبندگی رشد و تمایز سلولی بر سطح داربست ایفا می‌کنند. خواص منحصر به‌فرد نانوالیاف پلیمری، آن را به گزینه مناسبی برای بسیاری از کاربردها و توسعه فناوری‌های جدید و پیشرفت‌های روز افزون مواد زیستی و مهندسی بافت تبدیل ساخته است [۳].

الگودهی سطح داربست‌ها به‌صورت ساختارهایی با ابعاد در حدود صد میکرومتر نیز می‌تواند به رشد مستقیم و جهت‌مند سلولی و تشکیل بافت منجر گردد. استفاده از لیزر راه‌کاری مناسب برای الگودهی نانوالیاف الکتروریسی شده می‌باشد، زیرا یک روش غیرتماسی است و معمولاً در یک مرحله به‌طور کامل انجام می شود. از طرف دیگر هیچ ماده شیمیایی اضافی در این روش به‌کار برده نمی‌شود [۴]. پلی‌وینیلیدین فلوراید (PVDF) پلیمری نیمه بلوری و زیست‌سازگار با فعالیت الکتریکی بالا است که به‌علت ویژگی‌های فوق‌العاده پیزوالکتریک، کاربردهای گوناگونی نظیر حس‌گرها و داربست‌های مهندسی بافت دارد، زیرا می‌تواند بار موقتی را بدون نیاز به منبع انرژی خارجی یا الکترود القا کند [۵]. در این مقاله علاوه‌بر استفاده از خواص پیزوالکتریک داربست نانوالیاف کامپوزیت نانوذرات طلا و پلیمر پیزوالکتریک PVDF الکتروریسی شده، با ایجاد الگوی‌های میکرومتری بر داربست توسط پرتودهی با استفاده از لیزر فمتوثانیه تیتانیوم سفایر، سعی شده است تا محیط مناسب برای رشد جهت‌مند سلول‌های عصبی برای کاربرد به‌عنوان داربست مهندسی بافت عصبی محیطی فراهم شود.

روش آزمایش

در این تحقیق ابتدا محلول کلوئیدی نانوذرات فلزی طلا با استفاده از روش کندوسوز لیزری ورقه نازک طلا در استون تولید شده است [۶]. سپس برای ساخت محلول پلیمری با غلظت ٪۳۰، پلیمر PVDF در حلال دی متیل استامید (DMAC) و محلول کلوئیدی نانوذرات طلا (در استن) با نسبت برابر حل شده و با هم‌زن مغناطیسی، هم‌زده شده تا محلولی کاملاً شفاف و یکنواخت به‌دست آید. هدف از مخلوط کردن با نیروی برشی زیاد، جلوگیری از چسبیدن ذرات به همدیگر و توده‌ای شدن آن‌هاست. جهت ساخت نانوالیاف از دستگاه الکتروریسی یک نازله استفاده شده است. الکتروریسی در شرایط بهینه شامل ولتاژ ۱۵ کیلوولت، فاصله نوک سوزن تا صفحه هدف ۲۴ سانتی‌متر، سرعت تغذیه ۰/۷ میلی‌لیتر بر ساعت و به مدت ۳۰ دقیقه انجام شده است [۵]. داربست‌های نانوالیاف الکتروریسی شده با استفاده از لیزر فمتوثانیه تیتانیوم سفایر با طول موج مرکزی ۸۰۰ نانومتر و پهنای تپ در حدود ۴۰ فمتوثانیه و با انرژی تپ بین ۵۰ تا ۲۰۰ میکروژل در هر تپ پرتودهی گردید. چیدمان آزمایشگاهی 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 برروی پایه نگه‌دارنده متحرک نصب شده است متمرکز می‌شود. برای کاهش انرژی تپ برخوردی از یک فیلتر خنثی قبل از عدسی استفاده شده است. سرعت حرکت پایه نگه‌دارنده توسط کامپیوتر تنظیم می‌شود.

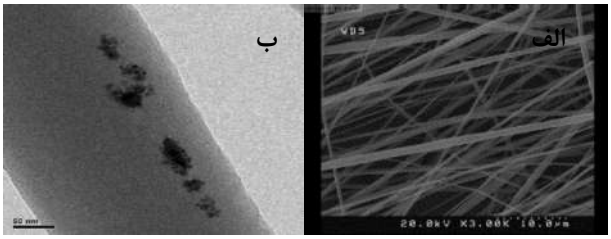
آزمون‌های سلولی برون تنی

بررسی کمی سمیت سلولی داربست‌های تهیه شده، با آزمون MTT صورت گرفت. روش غیر مستقیم در این آزمون استفاده شد. نمونه‌های نانوالیاف الکتروریسی شده به مدت ۷ و ۱۴ روز در محیط کشت قرار گرفتند. عصاره تهیه شده از این نمونه‌ها به مدت ۲۴ ساعت در مجاورت سلول‌های زنده قرار گرفته و اثرات سمی عصاره‌ها روی آن‌ها بررسی شد. گروهی از سلول‌ها به‌عنوان کنترل، بدون عصاره و همراه با محیط کشت بررسی شد. نتایج به‌دست‌آمده به‌عنوان معیاری از عدم سمیت عصاره‌ها با مقادیر گزارش شده از سلول‌های کنترلی مقایسه می‌شود. هم‌چنین به‌منظور بررسی چسبندگی سلولی و ریخت شناسی سلول‌ها روی داربست نانوالیاف، پس از سترون شدن قطعات داربست توسط اشعه گاما کشت سلولی برروی آن‌ها انجام شد. سلول‌های PC-12 با تراکم ۳×۱۰^{۴} برروی نمونه‌ها ریخته شد و پس از ۲۴ و ۷۲ ساعت نگهداری در انکوباتور برای بررسی چسبندگی و ریخت‌شناسی سلول‌ها

با کمک گلوتارآلدئید ۲/۵ درصد ثابت گردید. سپس ریخت‌شناسی سلول‌های کشت داده شده با کمک میکروسکوپ الکترونی عبوری مورد ارزیابی قرار گرفت.

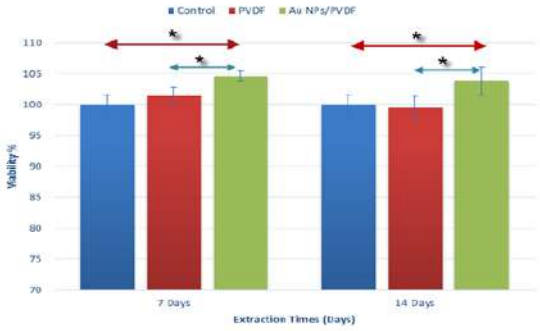
بحث و نتایج

تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی گسیل میدانی (FESEM) نانوالیاف الکتروریسی شده کامپوزیت نانوذرات طلا/PVDF در شکل ۲-الف نشان داده شده است. همان‌طور که در تصویر مشاهده می‌شود، ترکیب نانوذرات طلا با محلول پلیمری و تشکیل کامپوزیت تأثیری بر فرآیند الکتروریسی نداشته و نانوالیاف الکتروریسی شده بدون دانه و عیب و کاملاً همگن و یک‌نواخت به‌دست آمده است.



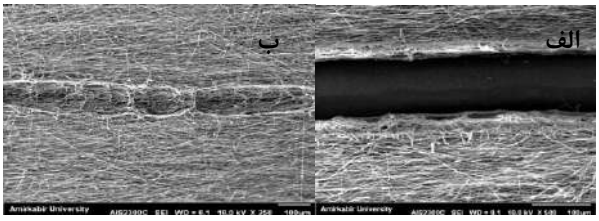
شکل ۲: تصاویر الف) FESEM و ب) TEM نانوالیاف الکتروریسی شده کامپوزیت نانوذرات طلا/PVDF

با اضافه کردن نانوذرات طلا به محلول پلیمری PVDF، هدایت و چگالی بار الکتریکی محلول کامپوزیتی افزایش یافته که این امر باعث اعمال نیروی کشش قوی‌تر روی جت های پلیمری خارج شده از نازل تحت میدان الکتریکی و اختلاف ولتاژ یکسان شده و منجر به تشکیل نانوالیاف عاری از عیب و دانه می‌شود [۶]. هم‌چنین حضور نانوذرات رسانای طلا، رسانایی الکتریکی محلول پلیمری را افزایش می‌دهد و فرآیند الکتروریسی با وجود افزایش ویسکوزیته محلول، بهبود می‌یابد. بنابراین محلول کامپوزیت نانوذرات طلا/PVDF به‌خوبی الکتروریسی شده و نانوالیاف با هم‌راستایی و جهت‌مندی بسیار خوب و بالا و بدون دانه و با قطر میانگین ۹±۳۵۰ نانومتر به‌دست آمده است. به‌منظور بررسی دقیق‌تر ریخت‌شناسی نانوالیاف کامپوزیتی نانوذرات طلا/PVDF و اثبات حضور نانوذرات طلا در ساختار نانوالیاف و چگونگی آرایش یافتگی این ذرات از تصاویر میکروسکوپ الکترونی عبوری (TEM) استفاده گردید. در شکل ۲-ب تصویر TEM برای داربست الکتروریسی شده کامپوزیت نانوذرات طلا/PVDF نشان داده شده است. در این تصویر حضور نانوذرات طلا و توزیع نانوذرات روی سطح نانوالیاف به‌وضوح دیده می‌شود. تصویر TEM نشان می‌دهد که نانوذرات طلای کروی شکل کاملاً همگن در محلول پلیمری PVDF حل شده و به‌طور یک‌نواخت در نانوالیاف توزیع شده و پخش‌شدگی خوب و توزیع همگن نانوذرات طلا در امتداد نانوالیاف وجود دارد. میزان عمل‌کرد سلولی و زنده‌مانی آن‌ها برروی ساختار نانوالیاف کامپوزیت نانوذرات طلا/PVDF بررسی شده و با نمونه کنترل مقایسه گردید. برمبنای نتایج به‌دست آمده، هیچ‌گونه سمیتی برای سلول‌های PC-12 مشاهده نگردید.



شکل ۳: نمودار درصد زیست‌فعالی عصاره‌های تهیه شده از داربست‌ها در مقایسه با نمونه کنترلی بعد از ۷ و ۱۴ روز مجاورت محیط کشت با داربست.

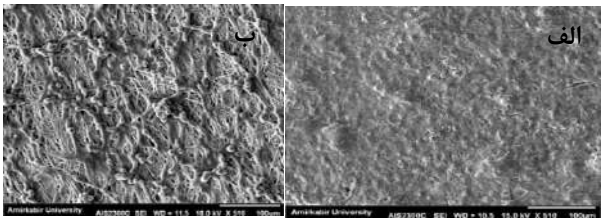
به‌منظور بررسی میزان تمایل و چسبندگی سلول‌ها روی سطح داربست‌های الکتروریسی شده و نیز داربست‌های الگودهی شده و هم‌چنین مطالعه تغییرات ریخت‌شناسی در آن‌ها، تصاویر SEM از سطح داربست‌های حاوی مقادیر مشخصی از سلول‌ها در دو گروه کشت و پس از ۲۴ و ۷۲ ساعت تثبیت و آماده تصویربرداری شدند. تصاویر SEM کانال‌های ایجاد شده بر سطح داربست‌های الکتروریسی شده با سرعت روبش سطح خطی متغیر در شکل ۴ نشان داده شده است. با توجه به تصاویر، با افزایش سرعت روبش سطح داربست نانوالیاف با استفاده از لیزر به سرعت ۰/۵۰ میلی‌متر بر ثانیه، به‌علت کاهش مدت زمان پرتودهی، سطح داربست در تمام مسیر پرتودهی بدون کندگی کامل، الگودهی می‌شود. به این ترتیب کانال‌هایی یکنواخت با بستر نانوالیاف، بدون تخریب ایجاد می‌شود. این کانال‌ها بستری مناسب جهت رشد و جهت‌مندی سلول‌های عصبی فراهم می‌کند.



شکل ۴: تصاویر SEM از الف) کانال ایجاد شده توسط لیزر فمتوثانیه بر سطح داربست نانوالیاف با سرعت روبش سطح ۰/۰۵ میلی‌متر بر ثانیه و ب) سرعت روبش سطح ۰/۵۰ میلی‌متر بر ثانیه

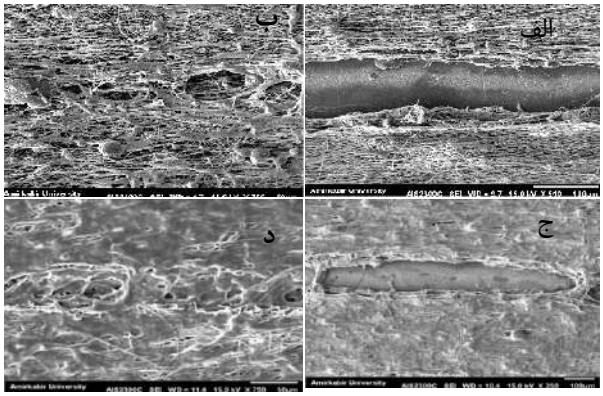
هم‌چنین انرژی‌های کم‌تر از ۱۰۰ میکروژول کندگی مؤثر و قابل توجهی بر سطح داربست‌ها ایجاد نمی‌کردند. انرژی‌های بالاتر نیز منجر به کندگی کامل داربست و از بین رفتن بستر زیرین آن می‌گردید. لذا بهینه انرژی به‌دست آمده جهت پرتودهی سطح داربست‌ها و ایجاد الگو ۱۲۸ میکروژول بر تپ می‌باشد.

تصاویر SEM سلول‌های PC-12 رشد کرده برروی داربست‌های نانوالیاف کامپوزیت نانوذرات طلا/PVDF الکتروریسی شده جهت بررسی ریخت‌شناسی و میزان چسبندگی و رشد سلول‌ها بعد از ۲۴ و ۷۲ ساعت گردید در شکل ۵ نشان داده شده است.



شکل ۵: تصاویر SEM از سلول‌های PC-12 کشت شده روی داربست‌های نانوالیاف کامپوزیت نانوذرات طلا/PVDF الکتروریسی شده الف) پس از ۲۴ ساعت، ب) پس از ۷۲ساعت

هم‌چنین ریخت‌شناسی سلول‌های PC-12 رشد کرده برروی داربست‌های نانوالیاف کامپوزیت نانوذرات طلا/PVDF الکتروریسی شده که با لیزر فمتوثانیه الگودهی شده‌اند، بعد از ۲۴ و ۷۲ ساعت توسط SEM بررسی گردید که در شکل ۶ نشان داده شده است.



شکل ۶: تصاویر SEM از سلول‌های PC-12 کشت شده روی داربست‌های نانوالیاف کامپوزیت نانوذرات طلا/PVDF الگودهی شده توسط لیزر فمتوثانیه با سرعت‌های روبش سطح الف) ۰/۰۵ و ب) ۰/۵۰ میلی‌متر بر ثانیه پس از ۲۴ ساعت و با سرعت‌های روبش ج) ۰/۰۵ و د) ۰/۵۰ میلی‌متر بر ثانیه پس از ۷۲ ساعت

با توجه به تصاویر، پس از گذشت ۲۴ و ۷۲ ساعت برروی الگوها و کانال‌های ایجاد شده توسط لیزر روی سطح داربست‌ها، مشخص می‌شود که با گذشت ۷۲ ساعت، افزایش برهمکنش‌های سلول‌ها با ماتریس، تعداد شبکه‌های به‌هم‌پیوسته از سلول‌ها را در سطح و عمق داربست‌های الگودهی شده افزایش داده و موجب نفوذ کردن این سلول‌ها به درون ساختار کانال‌ها و حفره‌ها و با حفظ شکل سلولی ایجاد شده با طرح الگو می‌شود و سطح نیز به‌طور کامل توسط سلول‌ها پوشانده می‌شود.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، داربست نانوالیاف کامپوزیت نانوذرات طلا/ PVDF با ریخت‌شناسی کاملاً موازی و دارای خاصیت پیزوالکتریک با روش الکتروریسی و به‌کارگیری نانوذرات طلا حاصل از روش کند و سوز لیزری در درون ساختار نانوالیاف تهیه گردید. ساختار نانوالیاف کامپوزیت نانوذرات طلا/ PVDF توانایی ترغیب سلول‌ها به رشد و چسبندگی و تکثیر و شکل‌گیری موفولوژی ای آرایش یافته را پس از ۲۴ ساعت از کشت دارا می‌باشند بدون آنکه سمیتی بوجود آورند. سپس با استفاده از تپ‌های فمتوثانیه لیزر تیتانیوم سفایر الگوها و کانال‌های میکرومتری بر سطح داربست ایجاد گردید. بهینه انرژی برای پرتودهی سطح داربست‌ها و ایجاد الگو ۱۲۸ میکروژول بر تپ می‌باشد و با تغییر سرعت روبش سطح داربست‌ها توسط لیزر از ۰/۰۵ تا ۰/۵ میلی‌متر بر ثانیه الگوهای متفاوتی روی سطح داربست‌ها به‌وجود آمده است. این نتایج نشان می‌دهد که روش به کار رفته برای ساخت نانوکامپوزیت‌های نانوذرات طلا/PVDF و نیز الگودهی سطح داربست‌ها با استفاده از لیزر فمتوثانیه تیتانیوم سفایر روشی نویدبخش جهت تهیه داربست‌های نانوالیاف رسانا و پیزوالکتریک در زمینه مهندسی بافت عصبی می‌باشد.

مرجع‌ها

[1] B. J. Pfister, T. Gordon, J. R. Loverde, A. S. Kochar, S. E. Mackinnon, and D. K. Cullen, “Biomedical Engineering Strategies for Peripheral Nerve Repair : Surgical Applications , State of the Art , and Future Challenges,” vol. 39, no. 2, pp. 81–124, 2011.

[2] X. Gu, F. Ding, and D. F. Williams, “Neural tissue engineering options for peripheral nerve regeneration,” *Biomaterials*, vol. 35, no. 24, pp. 6143–6156, 2014.

[3] J. Ai *et al.*, “Polymeric Scaffolds in Neural Tissue Engineering: A Review,” *Arch. Neurosci.*, vol. 1, no. 1, pp. 15–20, 2013.

[4] E. Skliutas and S. Kaˇ, “Bioresists from renewable resources as sustainable photoresins for 3D laser microlithography : material synthesis , cross-linking rate and characterization of the structures,” vol. 10115, no. 0, pp. 1–11, 2017.

[5] A. S. Motamedi, H. Mirzadeh, F. Hajiesmaeilbaigi, S. Bagheri-Khoulenjani, and M. A. Shokrgozar, “Effect of electrospinning parameters on morphological properties of PVDF nanofibrous scaffolds,” *Prog. Biomater.*, vol. 6, no. 3, pp. 113–123, 2017.

[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.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

بررسی اثرات دما بر روی ثابت کر بلورهای مایع نماتیک خالص و آلائیده

مهسا خادم صدیق

گروه مهندسی اپتیک و لیزر، دانشگاه بناب، بناب، ایران

mahsa.sadigh@yahoo.com

چکیده – بلورهای مایع با ویژگی های منحصر به فرد ساختاری نقش مهمی در اپتیک و فوتونیک ایفا می کنند. در این کار تجربی، ثابت کر بلور مایع خالص E7 و آلائیده شده با ماده کایرال S-1011 در دماهای مختلف مورد بررسی قرار گرفت. مطابق نتایج بدست آمده، ثابت کر بلورهای مایع مورد مطالعه وابسته به دما و درصد وزنی ماده کایرال افزوده شده به آنها می باشد. با دور شدن از دمای گذار به تدریج ثابت کر کاهش می یابد و بلورهای مایع آلائیده شده با ماده کایرال ثابت کر کوچکتری نسبت به بلور مایع خالص از خود نشان می دهند. از اینرو با استفاده از آلائیدن بلور مایع های خالص با استفاده از مواد کایرال می توان روشی ساده برای کنترل پاسخ الکترواپتیکی آنها ارائه نمود.

کلید واژه- بلور مایع، پاسخ نوری، ثابت کر، کایرال.

Investigation of temperature effect on the Kerr constant of pure and doped nematic liquid crystals

Mahsa Khadem Sadigh

Department of Laser and Optical Engineering, University of Bonab, Bonab, Iran

mahsa.sadigh@yahoo.com

Abstract- Liquid crystals with unique structural characteristics play important roles in optics and photonics. In this experimental work, Kerr constant of pure E7 liquid crystal and doped liquid crystal with S-1011 chiral dopant at different temperatures were investigated. According to the results, Kerr constant of liquid crystals depends highly on the temperature and weight percentage of chiral dopants. By increasing temperature, the Kerr constant of liquid crystals is gradually decreased. Moreover, doped liquid crystals indicate a smaller Kerr constant than pure liquid crystals. Therefore, doping liquid crystals with chiral dopants provides a simple method for controlling their electro-optical responses.

Keywords: Chiral, Kerr constant, Liquid crystal, Optical response.

مقدمه

امروزه بلورهای مایع با ویژگی های ساختاری منحصر به فرد نقش مهمی در اپتیک و فوتونیک ایفا می کنند. آنها بطور گسترده در نمایشگرها، فیلترها، سنسورها و پنجره های هوشمند مورد استفاده قرار می گیرند [۴-۱]. در طی سالهای اخیر، از میان انواع مختلف بلورهای مایع، ترموتروپیک ها با نظم جهتی قابل ملاحظه، توجه محققین زیادی را به خود جلب نموده اند. در این میان نماتیک ها با ساختار مولکولی نسبتا ساده تر بطور گسترده مورد بررسی و مطالعه قرار گرفته اند. ویژگی های فیزیکی این گروه از مواد شدیدا وابسته به دما می باشد. از اینرو مطالعات بر روی رفتار نوری بلورهای مایع نماتیک اطراف دمای گذار اطلاعات ارزشمندی در مورد رفتار نوری بلورهای مایع نماتیک خواهد داد. علاوه بر اثرات دمایی، میدان های الکتریکی خارجی اعمالی بر روی بلورهای مایع می توانند نقش مهمی در رفتار الکترواپتیکی آنها ایفا کنند. با وجود مطالعات گسترده در این زمینه، تلاش ها به منظور بهبود پاسخ الکترواپتیکی بلورهای مایع همچنان ادامه دارد.

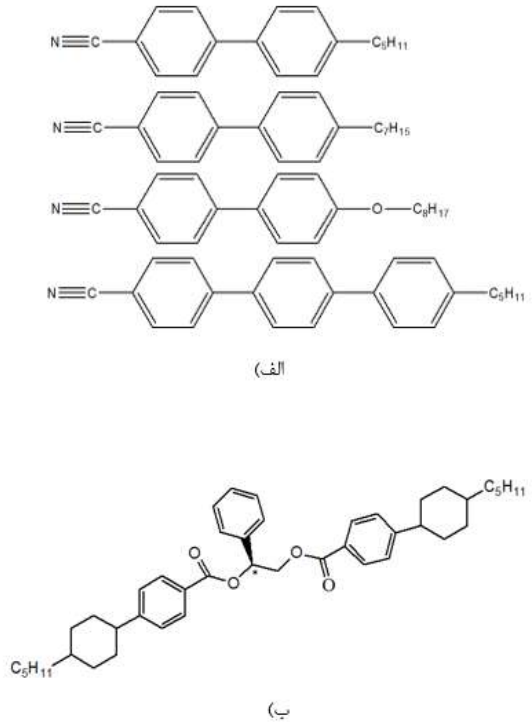
مطابق بررسی های صورت گرفته، به منظور افزایش ویژگی های الکترواپتیکی در بسیاری از ابزارهای اپتوالکترونیکی، انواع مختلفی از سیستمهای میزبان- مهمان مورد استفاده قرار می گیرد . دراین حالت، افزودن میزان اندک برخی از رنگینه ها یا نانوذرات می تواند با بلور مایع میزبان برهم کنش کرده و ویژگی های اپتیکی خطی و غیرخطی ماده میزبان را به شدت تغییر دهد. از اینرو، آلائیدن بلورهای مایع با انواع و غلظتهای مختلف یک ماده با ساختار مولکولی مشخص، به وضوح توجهات خاصی را می طلبد. بنابراین به نظر می رسد که بررسی دقیق تأثیر نوع دوپانت افزوده شده ، انواع برهمکنش ها و غلظت دوپانت ها ی افزوده شده به بلور مایع خالص مورد مطالعه ضروری است.

در سالهای اخیر انواع مختلف رنگینه های آلی و نانوذرات مورد مطالعه قرار گرفته اند. با توجه به اثرات تجمعی در غلظت های پایین نانوذرات افزوده شده به بلورهای مایع خالص، انتخاب گروههای دیگری از مواد با کاهش تمایل به تشکیل گونه های تجمعی در غلظت های پایین الزامی است.

در این کار تجربی ماده کایرال S-1011 با درصدهای وزنی مختلف به بلور مایع نماتیک E7 افزوده شده و پاسخ نوری آن تحت تاثیر میدان الکتریکی و در دماهای مختلف مورد بررسی و مطالعه قرار می گیرد.

مواد و روش ها

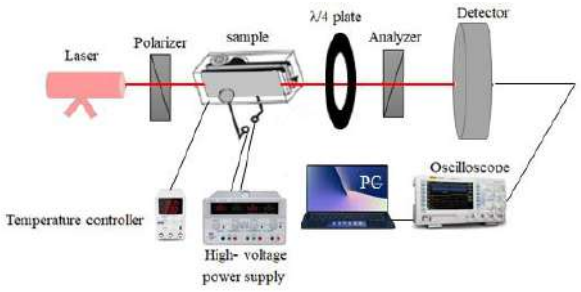
در این کار تجربی بلور مایع E7 و ماده کایرال S-1011 با ساختار مولکولی نشان داده شده در شکل (۱) از شرکت مرک خریداری شدند.



شکل (۱)- ساختار مولکولی مواد مورد استفاده

در این کار تجربی برای اندازه گیری ثابت کر نمونه های مورد مطالعه، از روش تجربی شدت خنثی شده استفاده شده است [۵]. اساس این روش بر پایه خنثی کردن پاسخ نوری

حاصل از اعمال میدان الکتریکی خارجی به سلول کر مورد مطالعه بوسیله چرخش آنالیزور بکار رفته در آرایش تجربی نشان داده شده در شکل (۲) است. در این آرایش تجربی، سلول کر که حاوی بلور مایع مورد مطالعه است بین دوقطبشگر عمود بر هم قرار می گیرد بطوریکه امتداد میدان الکتریکی اعمالی به نمونه در درون سلول تحت زاویه ۴۵ درجه نسبت به امتداد قطبشی هرکدام از قطبشگرها باشد. نور لیزر کاوشگر، پس از عبور از پلاریزور و سلول کر، از یک



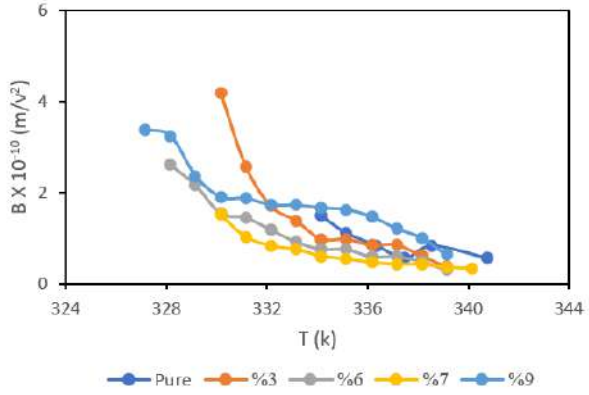
شکل (۲)- چیدمان تجربی

تیغه ربع موج عبور می نماید. سپس نور خروجی از تیغه ربع موج از قطبشگر آنالیزور که در حالت کلی امتداد قطبشی آن عمود برآنالیزور است، عبور کرده و به آشکارساز می رسد.

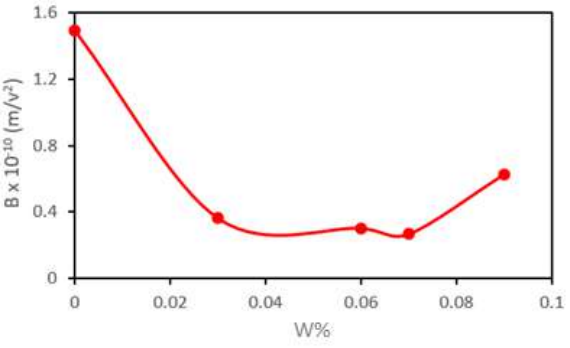
چنانچه دمای نمونه مورد مطالعه را بالاتر از دمای گذار مربوطه تنظیم کنیم (با استفاده از دستگاه کنترل دمایی) و هیچ میدان الکتریکی نیز به نمونه اعمال نشده باشد ، هیچ نوری از آنالیزور خارج و به آشکارساز نمی رسد. اما چنانچه میدان خارجی اعمال شود، به واسطه گشتاور نیرویی که به مولکول ها وارد می شود، جهتگیری معینی در مولکول ها القا شده و محیط نظمی شبه نماتیکی به خود می گیرد که سبب ایجاد ناهمسانگردی و در نتیجه دوشکستی در محیط می شود. بدین ترتیب قطبش نور عبوری از محیط بلور مایع تحت تأثیر این محیط دوشکستی قرار گرفته و شدت نور رسیده به آشکار ساز تغییر می کند. در این حالت چرخش آنالیزور توسط سیستم کنترل کننده آن در جهتی انجام می شود که سبب کاهش شدت نور رسیده به آشکارساز شده و پاسخ نوری محیط به این میدان خارجی را کاملا خنثی نماید. بدین ترتیب می توان رفتار نمونه های مورد مطالعه را تحت تاثیر میدان الکتریکی اعمالی بررسی نمود.

نتایج و بحث

در این قسمت، رفتار الکترواپتیکی بلور مایع خالص و آلائیده با ماده کایرال S-1011 با درصدهای وزنی ۳٪، ۶٪، ۷٪ و ۹٪ تحت تاثیر دماهای مختلف بررسی می شود. نتایج بدست آمده در شکل (۳) و جدول (۱) نشان داده شده است.



الف)



ب)

شکل (۳)- تغییرات ثابت کر بلورهای مایع خالص و آلائیده الف) در دماهای مختلف و ب) بر حسب درصد وزنی ماده کایرال اضافه شده در دمای نزدیک به دمای گذار.

مطابق نتایج بدست آمده در جدول (۱) و شکل (۳)، مقادیر ثابت کر وابسته به دما و میزان ماده کایرال چپگرد آلائیده شده می باشد. وابستگی دمایی ثابت کر از یک روند منظم پیروی می کند. با افزایش دما مقادیر ثابت کر کم می شود.

جدول (۱)- مقادیر ثابت کر بلورهای مایع خالص و آلائیده در دماهای مختلف

Temperature	$10^{10}B/mV^{-2}$	Temperature	$10^{10}B/mV^{-2}$
E7		**E7+3% S-1011**	
۳۴۶/۲۵	۰/۲۲۷	۳۳۹/۱۵	۰/۳۶۳
۳۴۵/۱۵	۰/۲۲۷	۳۳۸/۱۵	۰/۶۰۹
۳۴۲/۲۵	۰/۲۲۷	۳۳۷/۱۵	۰/۸۴۹
۳۴۱/۸۵	۰/۵۵۵	۳۳۶/۱۵	۰/۸۴۲
۳۴۰/۷۵	۰/۵۵۵	۳۳۵/۱۵	۰/۹۷۴
۳۳۸/۵۵	۰/۸۳۳	۳۳۴/۱۵	۰/۹۷۴
۳۳۷/۴۵	۰/۵۵۵	۳۳۳/۱۵	۱/۳۸۰
۳۳۶/۳۵	۰/۸۳۳	۳۳۲/۱۵	۱/۶۹۸
۳۳۵/۱۵	۱/۱۱۱	۳۳۱/۱۵	۲/۵۷۸
۳۳۴/۱۵	۱/۴۹۰		
E7+6% S-1011		**E7+7% S-1011**	
۳۳۹/۱۵	۰/۳۰۳	۳۳۹/۱۵	۰/۳۳۲
۳۳۸/۱۵	۰/۴۹۷	۳۳۸/۱۵	۰/۳۵۰
۳۳۷/۱۵	۰/۶۰۰	۳۳۷/۱۵	۰/۴۱۹
۳۳۶/۱۵	۰/۶۰۰	۳۳۶/۱۵	۰/۴۲۰
۳۳۵/۱۵	۰/۷۵۹	۳۳۵/۱۵	۰/۴۶۰
۳۳۴/۱۵	۰/۷۶۴	۳۳۴/۱۵	۰/۵۳۷
۳۳۳/۱۵	۰/۹۲۲	۳۳۳/۱۵	۰/۶۰۰
۳۳۲/۱۵	۱/۱۸۷	۳۳۲/۱۵	۰/۷۴۶
۳۳۱/۱۵	۱/۴۵۴	۳۳۱/۱۵	۰/۸۲۸
۳۳۰/۱۵	۱/۵۵۰	۳۳۰/۱۵	۱/۰۲۶
۳۲۹/۱۵	۲/۱۶۶	۳۲۹/۱۵	۱/۵۰۷
E7+9% S-1011			
۳۳۹/۱۵	۰/۶۲۵		
۳۳۸/۱۵	۱/۰۰۴		
۳۳۷/۱۵	۱/۲۰۸		
۳۳۶/۱۵	۱/۴۷۴		
۳۳۵/۱۵	۱/۶۲۵		
۳۳۴/۱۵	۱/۶۶۳		
۳۳۳/۱۵	۱/۷۲۲		
۳۳۲/۱۵	۱/۷۲۷		
۳۳۱/۱۵	۱/۸۷۱		
۳۳۰/۱۵	۱/۸۹۶		
۳۲۹/۱۵	۲/۳۵۷		
۳۲۸/۱۵	۲/۲۳۶		
۳۲۷/۱۵	۳/۳۷۸		

در این حالت، مقادیر بالای ثابت کر مربوط به دماهای نزدیک به دمای گذار می باشد. با وجود یک روند منظم با افزایش دمای سل های های نمونه های بلور مایع، روند منظمی با تغییر درصد وزنی ماده کایرال چیگرد S- 1011 مشاهده نمی شود. همانطوریکه در شکل (۳) نشان داده شده است، در این حالت بیشترین مقدار ثابت کر برای نمونه های آلائیده با ۹٪ از ماده S-1011 بدست می آید. در واقع این رفتار را می توان به دلیل حضور برهم کنش های متفاوت مولکولی با تغییر در صد وزنی ماده کایرال افزوده شده در نظر گرفت. بعلاوه، نمونه های خالص، پاسخ الکترواپتیکی بزرگتری نسبت به نمونه آلائیده شده از خود نشان می دهند.

نتیجه گیری

مطابق نتایج بدست آمده رفتار نوری بلورهای مایع خالص و آلائیده شده با ماده کایرال وابسته به دما و درصد وزنی ماده کایرال افزوده شده به بلور مایع خالص می باشد. در این حالت بیشترین مقدار ثابت کر در دماهای نزدیک به دمای گذار اتفاق می افتد و با افزایش دما این مقادیر کاهش می یابد. در این حالت، بلور مایع آلائیده با ۹٪ ماده کایرال ثابت کر بزرگتری نسبت به بلورهای مایع آلائیده دیگر از خود نشان می دهد. همچنین بلور مایع خالص ثابت کر بزرگتری نسبت به نمونه های آلائیده شده از خود نشان می دهد. بدین ترتیب نتایج حاصل از این پژوهش روشی ساده برای کنترل پاسخ الکترواپتیکی بلور مایع ها نشان می دهد.

مرجع‌ها

[1] S. Gauza, X. Zhu, W. Piecek, R. Dabrowski, ST. Wu, "Fast switching liquid crystals for color-sequential LCDs", J. Disp. Technol., Vol. 3, 350-352, 2007.

[2] A. Hussain, A. S. Pina, A. C.A. Roque, "Bio-recognition and detection using liquid crystals, Biosens Bioelectron", Vol. 25, 1-8, 2009.

[3] H. J. Masterson, G. D. Sharp, K. M. Johnson, " Ferroelectric liquid-crystal tunable filter", Opt Lett., Vol. 14, 1249, 1989.

[4] M. Mitov, "Cholesteric liquid crystals with a broad light reflection band", J Adv Mater., Vol. 24, 6260-6276, 2012.

[5] M. Khadem Sadigh, M.S. Zakerhamidi, A. Ranjkesh, " Enhanced electro-optical nonlinear responses of doped nematic liquid crystals: Towards optoelectronic devices", Opt Lasers Eng., Vol.159, 107229, 2022.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

شبیه سازی و مطالعه تجربی لیزر رانش آزاد Nd:YAG با دمش دیود نورگسیل مجهز شده به عدسی کاهش دهنده واگرایی

امیر نوفرستی[۱] ، مسعود کاوش تهرانی[۱] ، عباس ملکی[*۱]

مجتمع علوم کاربردی دانشگاه صنعتی مالک اشتر شاهین شهر

*E-mail: malekiabbas490@gmail.com

چکیده – در این مقاله چیدمان لیزر Nd:YAG با دمش دیود نورگسیل در طول موج ۸۱۰ نانومتر که به عدسی کاهش دهنده واگرایی مجهز می‌باشد، در حالت رانش آزاد ارایه می‌گردد. آرایش‌های دمش ۶، ۱۲، ۱۸، ۲۴ و ۳۰ طرف برای دو میله لیزر Nd:YAG با قطرهای ۳ ،۷ و طول ۹۵ میلیمتر در دو حالت دیودهای نورگسیل مجهز به عدسی و بدون عدسی به روش ردیابی تصادفی پرتو در نرم افزار زیمکس شبیه سازی شد. در نهایت با انتخاب بیشترین توان دمش جذب شده و بر اساس نتایج شبیه سازی، آرایش ۳۰ طرف انتخاب، و با استفاده از نرم افزار لسکد خروجی لیزر در حالت رانش آزاد شبیه سازی شد که انرژی خروجی ۱۰ میلی ژول به ازای انرژی دمشی ۸۱ میلی ژول در چیدمان تجربی به دست آمد.

کلید واژه- دیود نور گسیل، دمش از پهلو، نرم افزار زیمکس و لسکد، ردیابی تصادفی پرتو، نئودمیوم یاگ

Simulation and experimental study of free-running Nd:YAG laser pumped by LED equipped with divergence palliator lens

Amir Noferesti[1], Masoud Kavosh Tehrani[1], and Abbas Maleki*[1]

Faculty of applied science, Malek Ashtar University of Technology,Shahin shahr Iran

Abstract- In this paper, we present the free-running of LED-pumped Nd:YAG laser that is equipped by low divergence angle infrared-LEDs at 810 nm. Simulations for arrangements of 6, 12, 18, 24, and 30-sided pump schemes for two LED modes with and without an optical system and two laser rods with diameters of 3, 7, and 95 mm length using ZEMAX software program with random ray tracing method are done. Based on the simulated outputs, maximum absorbed pump power, 30-sided pump scheme selected, and finally, we simulated free-running laser output with Lascad software, the experimental output energy was 10mj for the pumped energy of 81mj.

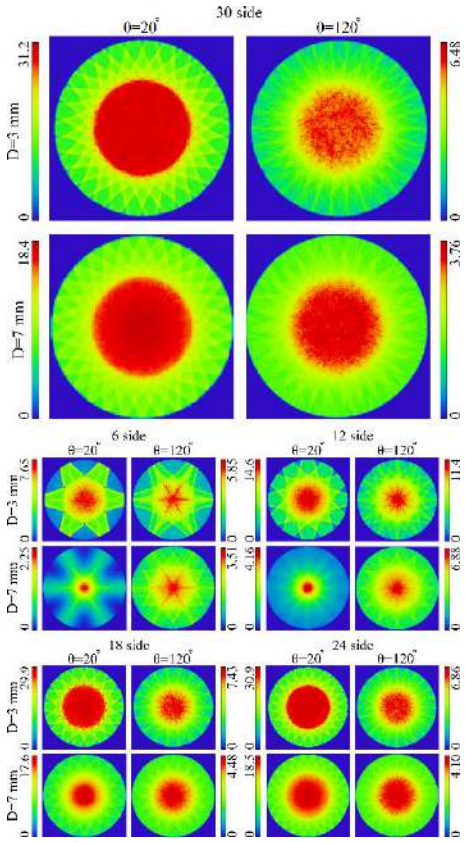
Keywords: Light Emitting Diode, Side pump, Zemax and Lascad software, random ray tracing, Nd:YAG.

مقدمه

لیزرهای حالت جامد با دمش دیود نورگسیل[1] از همان ابتدای ابداع لیزر تا کنون به عنوان موضوع تحقیقاتی جالب و ارزشمند مورد توجه پژوهشگران قرار گرفته است[۱]. گزارش‌های فراوانی از برپایی لیزرهای حالت جامد مختلف به لحاظ تنوع بکارگیری محیط فعال لیزر[۲]، بکارگیری دیودهای نورگسیل با طول موج های مختلف[۳]، استفاده از متمرکز کننده های درخشنده نوری[۴]، که این مورد علیرغم تبدیل طول موج معمولاً مرئی به ناحیه مناسب طول موج جذب بهینه، به دلیل حجم زیاد، مانع از تجمیع یک منبع لیزر حالت جامد با دمش دیود نورگسیل در حجم و ابعاد کوچک می شود. در طراحی بهینه یک لیزر حالت جامد با دمش دیود نورگسیل رعایت چند نکته کلیدی ضروری است که عبارتند از، اول، انتخاب طول موج مناسب دیود نورگسیل که بیشترین برهم‌نهی جذب با نمودار جذب بلور لیزر داشته باشد که ما به همین دلیل بهترین طول موج موجود، ۸۱۰ نانومتر را انتخاب کردیم. دوم، افزایش شدت نور دمشی دیودهای نورگسیل، که تا آنجا که می‌دانیم بیشترین قله توان دیودهای نورگسیل حدود ۳ وات است که بیشترین انرژی خروجی لیزر Nd:YAG که تا به حال گزارش شده است[۵] از آن استفاده کرده که در مقایسه با دیودهای نورگسیل این مقاله که حدود ۰,۶ وات است، ۵ برابر قوی‌تر است. سوم، طراحی جفت شدگی بهینه نور دیود نورگسیل با بلور لیزر، که تا کنون فعالیت‌های تحقیقاتی متفاوتی انجام شده است[۶].

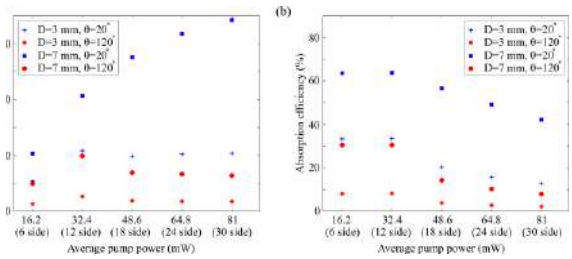
شبیه سازی

به منظور دستیابی به بیشترین بازده جذب و توان دمشی جذب شده با استفاده از دیودهای نورگسیل با توان قله حدود ۰,۶ وات برای ۵ آرایش دمش ۶، ۱۲، ۱۸، ۲۴ و ۳۰ طرف، برای دو میله لیزر Nd:YAG با قطرهای ۳ و ۷ و طول ۹۵ میلیمتر در دو حالت دیودهای نورگسیل مجهز به عدسی و بدون عدسی به روش ردیابی تصادفی پرتو در نرم افزار اپتیکی زیمکس شبیه‌سازی شد. انرژی نوری هر آرایه دیود نورگسیل در بیشترین جریان آن، ۲,۳ آمپر حدود ۲,۷ میلی ژول است. آرایش دمش ۵ حالت، دمش ۶، ۱۲، ۱۸، ۲۴ و ۳۰ طرف، برای دو میله لیزر Nd:YAG با قطرهای ۳ و ۷ و طول ۹۵ میلیمتر در دو حالت



شکل (۱): شار جذب شده در سطح مقطع میله لیزر به قطرهای ۳ و۷ میلیمتر برای آرایش های دمش ۶ طرف، ۱۲ طرف، ۱۸ طرف، ۲۴ طرف و ۳۰ طرف، برای حالت دیود نورگسیل با عدسی، زاویه واگرایی ۲۰ درجه و حالت دیود نورگسیل بدون عدسی، زاویه واگرایی ۱۲۰ درجه، واحد اعداد نمودار میله ای $\frac{\mu w}{mm^3}$ می باشد.

[1] Light-Emitting Diode

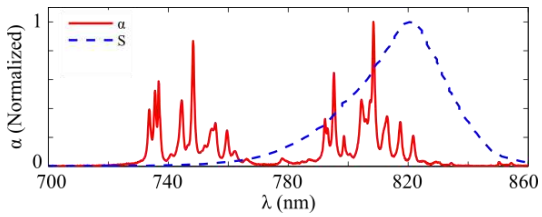


شکل (۲): توان دمش جذب شده و بازده جذب برای میله لیزر به قطرهای ۳ و۷ میلیمتر در آرایش های دمش ۶ طرف، ۱۲ طرف، ۱۸ طرف، ۲۴ طرف و ۳۰ طرف، برای حالت دیود نورگسیل با عدسی، زاویه واگرایی ۲۰ درجه و حالت دیود نورگسیل بدون عدسی، زاویه واگرایی ۱۲۰ درجه.

دیودهای نورگسیل مجهز به عدسی (زاویه واگرایی ۲۰ درجه) و بدون عدسی (زاویه واگرایی ۱۲۰ درجه) با استفاده از حالت غیر متوالی (Non sequential) نرم‌افزار زیمکس شبیه‌سازی شد. فاصله بین دیود نورگسیل تا مرکز میله لیزر در آرایش‌های مختلف دمش از مقدار ۰,۳۲ تا ۱۸,۹ میلیمتر با توجه به قطر میله لیزر و آرایش دمش تغییر می‌کند. با تعریف، تعداد آرایه‌ها، تعداد دیودهای نورگسیل هر آرایه، زاویه واگرایی دیود نورگسیل، فواصل دیودهای نورگسیل از هم در هر آرایه، مشخصات طیفی دیودهای نورگسیل، توان میانگین دیودهای نورگسیل، مختصات دیودهای نورگسیل نسبت به مبدا مختصات مرکز میله لیزر، مشخصات ابعادی و طیفی بلور Nd:YAG، حجم گیرنده (detector volume) اطراف میله لیزر ۵ آرایش دمش مذکور مدل‌سازی شده و با تعریف تعداد پیکسل ۱۵۰×۱۵۰×۱۵۱ برای حجم گیرنده و ردیابی تصادفی ۳۰۰۰۰۰ پرتو، شار جذب شده (absorbed flux) در میله لیزر محاسبه می‌شود. شار جذب شده و داده‌هایش در سطح مقطع میله لیزر، در شکل(۱) نشان داده شده است. در این مرحله داده‌های جذب هر حالت در قالب یک فایل متنی (.txt)، جهت ادامه شبیه‌سازی‌های لیزر در نرم افزار لسکد، ذخیره می‌شود.

با تعریف توان میانگین هر آرایه دیود نورگسیل، ۲,۷ میلی وات، توان دمشی جذب شده و بازده جذب برای هر یک از ۵ آرایش دمش محاسبه شده است، شکل (۲).

از شکل (۲) پیداست که توان دمشی جذب شده برای حالت‌هایی که دیودهای نورگسیل مجهز به عدسی (زاویه واگرایی ۲۰ درجه) هستند بیشتر از حالت‌های بدون عدسی (زاویه واگرایی ۱۲۰ درجه) است. با افزایش تعداد آرایه‌های دیود نورگسیل از ۶ طرف تا ۳۰ طرف علیرغم افزایش توان دمش جذب شده، شیب افزایشی نمودار در حال کاهش است و برای دیودهای نور گسیل بدون عدسی، حالت ۱۲ طرف دمش نسبت به بقیه حالت‌ها توان جذب شده و بازده جذب بیشتری دارد. به دلیل دستیابی به بیشترین توان دمش جذب شده حالت ۳۰ طرف پمپ انتخاب شد که بازده جذب حدود ۴۴ درصد دارد.

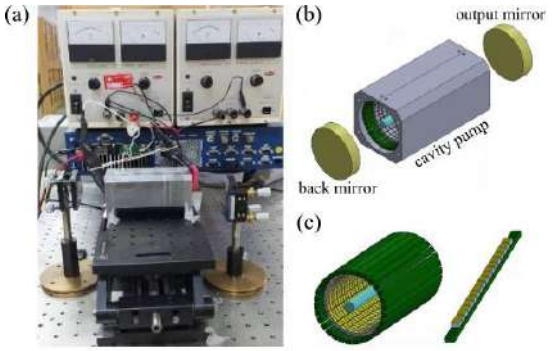


شکل(۳): نمودار هم‌پوشانی طیف دیود نورگسیل (α) و طیف جذبی Nd:YAG (S). FWHM دیود نورگسیل ۳۰ نانومتر است.

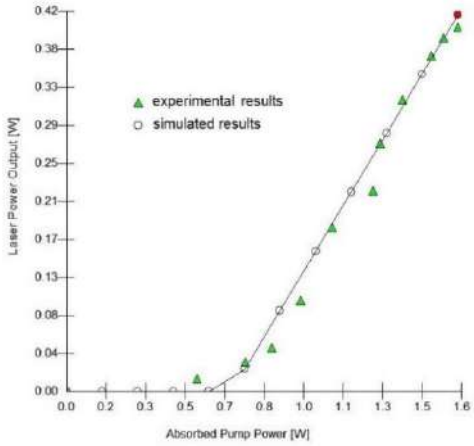
چیدمان تجربی

شکل (۴) چیدمان تجربی لیزر Nd:YAG در حالت رانش آزاد که توسط ۳۰ آرایه دیود نورگسیل دمش شده است را نشان می‌دهد.

هر آرایه دیود نورگسیل از ۱۸ عدد SFH4780S) die ساخت شرکت OSRAM) تشکیل شده که مجهز به عدسی کاهش دهنده واگرایی هستند و زاویه واگرایی به ۲۰ درجه کاهش داده شده است. از میله لیزر Nd:YAG

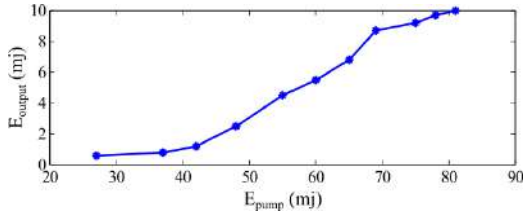


شکل (۴): (a) چیدمان تجربی لیزر Nd:YAG، (b) شکل ساختار کاواک و (c) نمای درون کاواک و آرایش LEDها.



شکل(۵): نمودار مقایسه‌ای مقادیر تجربی و شبیه سازی شده در آهنگ تکرار ۴۰ هرتز به ازای انرژی دمشی ۸۱ میلی ژول.

قطر ۷ و طول ۹۵ میلیمتر که دو سطح آن لایه نشانی تمام عبور، در طول موج ۱۰۶۴ نانومتر دارد استفاده شد. مشدد لیزر از نوع تخت-مقعر با طول ۲۲۵ میلیمتر انتخاب شد. آینه عقب مقعر با شعاع انحنا ۲۰۰۰ میلیمتر، لایه‌نشانی تمام بازتاب در طول موج ۱۰۶۴ نانومتر و آینه خروجی تخت با بازتابندگی ۹۴ درصد در طول موج ۱۰۶۴ نانومتر انتخاب شد. تمامی اندازه گیریهای تجربی و شبیه سازی لیزر در آهنگ تکرار ۴۰ هرتز انجام شده است، شکل(۵) .



شکل(۶): نمودار انرژی خروجی به انرژی پمپ شده.

نتیجه گیری

بکارگیری دیودهای نورگسیل مجهز به عدسی در چیدمان دمش لیزر موجب افزایش بازده جذب و قابلیت افزایش توان دمشی را دارند، بطوریکه در دمش از ۳۰ طرف توان دمش جذب شده دیودهای نورگسیل مجهز به عدسی ۵,۳ برابر بیشتر از دیودهای نورگسیل بدون عدسی می باشند و ۳,۱ برابر بیشتر از حالت ۱۲ طرف دمش بدون عدسی است.

مرجع‌ها

[1] A.R. Reinberg, L.A. Riseberg, R.M. Brown, R.W. Wacker and W.C. Holton, J. Appl. Phys. Letters **19**,1 (1971)

[2] Barbet, F. Balembois, A. Paul, J. Blanchot, A. Viotti, J. Sabater, F. Druon and P. Georges, Optics Letters **39**, 23 (2014).

[3] M. Tarkashvand, A. H. Farahbod and S. A. Hashemizadeh, Laser Phys. **28,** 055801 (2018).

[4] P.pichon, A.Barbet, D.Blengino, P.Legavre, T.Gallinelli, F.Druon, J.P.Blanchot , F.Balembois, S.Forget, S.Chenais, P.Georges Optics and Laser Technology **96,** 7 (2017).

[5] Tianzhuo Zhao, Hong Xiao, Wenqi Ge, Qixiu Zhong, Jiaqi Yu, Mingshan Li, Jie Li, and Zhongwei Fan, Optics Letters **44**, 8 (2019).

[6] S.M. Zahedi , A.H.Farahbod, M.Mahmoudi Chinese Journal of Physics **78,** 471 (2022).

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

طراحی و ساخت دوربین فراطیفی به روش جاروب فشاری برای آشکارسازی محل و طول موج پرتو لیزر

عباس شمس ، ابوالحسن مبشری ، سید علی اصغر عسکری

دانشگاه صنعتی مالک اشتر، مجتمع علوم کاربردی

چکیده – تصویربرداری فراطیفی یک تکنیک پیشرفته است که برای تولید تصاویر در ناحیه‌های مختلف طیف الکترومغناطیسی استفاده می‌شود. در این مقاله، با انتخاب روش جاروب فشاری به عنوان روش اسکن، یک دوربین فراطیفی کوچک و سبک طراحی شده است. کالیبراسیون طیفی دوربین با استفاده از لامپ کادمیوم-جیوه انجام شد. برای اسکن محیط، دوربین بر روی یک صفحه چرخان متصل به موتور پله‌ای قرار داده شده است. در آزمایش اول از تصویر روی صفحه کامپیوتر به صورت عادی و فراطیفی تصویربرداری و تصاویر با یکدیگر مقایسه شد. در آزمایش نهایی لیزر آبی بر روی ماشین در فاصله ده متری تابانده شد و تصویر فراطیفی آن ثبت شد. بررسی تصاویر طیفی در فاصله چند نانومتر اطراف طول موج لیزر درستی کالیبره بودن دستگاه و توانایی ثبت طول موج لیزر با دوربین فراطیفی را نشان می‌دهد.

کلید واژه-تصویربرداری فراطیفی، جاروب فشاری، مکعب داده

Design and construction of hyper spectral camera based on push broom for detection of location and wavelength of laser beam

Abbas Shams, Abolhassan Mobashery, sayed ali asgar Askari

ab.shams@mail.sbu.ac.ir, mobashery59@yahoo.com, askari.s.ali@gmail.com

Abstract- Hyperspectral imaging is an advanced technique that can be used to produce images based on radiation in different regions of the electromagnetic spectrum. In this article, a small and light weight hyperspectral camera is designed by choosing the push-broom method as a scanning method. Then the spectral calibration of the camera was done and recorded by using a Cadmium-Mercury lamp. To scan the environment, the camera is placed on a rotating plate connected to a stepper motor. In the first experiment, the image on the computer screen was captured in normal and hyperspectral mode and finally the images were compared with each other. In the final test, a blue laser was shone on the car at a distance of ten meters and its hyperspectral image was recorded. Examining the spectral images at a few nanometers around the wavelength of the emitted laser shows the correctness of the calibration of the device and the ability to record the wavelength of the laser with a hyperspectral camera.

Keywords: hyperspectral imaging, pushb-room, data cube,

مقدمه

خواص منحصر به فرد لیزر باعث شده است که این ادوات در بسیاری از جنبه های علمی و مهندسی به کار گرفته شوند. یکی از ویژگی‌های لیزر، جهت‌مندی و واگرایی بسیار کم است که کاربردهای زیادی در فاصله‌یاب و تراز لیزری دارد. همچنین پرتو لیزر برای هم خط سازی و نشانه‌گذاری اجسام در داخل و خارج آزمایشگاه به کار می‌رود. برای جلوگیری از آسیب چشم به ویژه در محیط‌های باز، لیزرهایی با توان کم استفاده می‌شود. این موضوع باعث کاهش برد تراز لیزری یا نشانه‌گذار به ویژه در کاربردهای مهندسی می‌شود. در چنین کاربردهایی آشکارسازی محل تابش لیزر اهمیت زیادی دارد. در کاربردهای دفاعی، علاوه بر محل تابش لیزر، تعیین طول‌موج لیزر نیز دارای اهمیت است. بنابراین آشکارساز مورد نظر باید بتواند تفکیک طیفی و مکانی مناسب را فراهم کند. دوربین فراطیفی راه‌حلی برای تعیین طول‌موج‌های تابشی (بازتابی) از نقاط مختلف یک جسم است.

سنجنده‌های فراطیفی توانمندترین نوع سنجنده‌های تصویربرداری، از نظر توان‌تفکیک طیفی هستند که تصاویر حاصل از آن‌ها حاوی اطلاعات در بیش از صد باند طیفی است. هدف اصلی در تصویربرداری فراطیفی، بدست آوردن محتوای طیفی هر پیکسل از تصویر است. اثر طیفی مواد مختلف مانند اثر انگشت منحصر به فرد است و در نتیجه به شناسایی مواد کمک می‌کند[۱ و ۲].

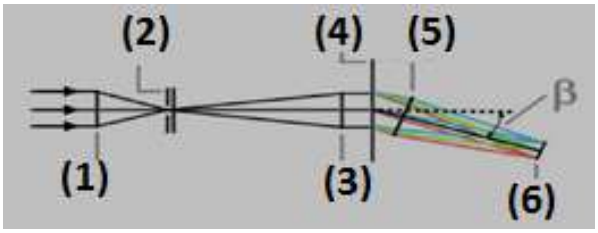
در این مقاله طراحی و ساخت یک دوربین فراطیفی سبک و کم حجم مورد نظر است. کاربرد در نظر گرفته شده برای این دوربین شناسایی طول‌موج و محل تابش لیزر بر روی یک جسم در فضای باز است.

روش عملکرد دوربین

روش‌های مختلفی برای طراحی دوربین فراطیفی وجود دارد که عبارتند از: اسکن نقطه‌ای، اسکن جاروب فشاری، ثبت تصاویر طیفی و ... [۱]. روش در نظر گرفته شده در این مقاله، اسکن جاروب فشاری است. یک دوربین فراطیفی به روش جاروب فشاری را می‌توان به صورت یک طیف سنج در نظر گرفت که طیف مربوط به میدان دیدهای مختلف در ناحیه‌های متفاوتی از آشکارساز ثبت می‌شوند. به عبارت دیگر، برای دوربین فراطیفی، مشابه دوربین‌های تصویربرداری، میدان دید تعریف می‌شود. به همین دلیل آشکارساز دوربین فراطیفی یک آشکارساز ۲ بعدی است. راستایی از آشکارساز که عمود بر راستای شکاف ورودی است، اطلاعات طیفی را ثبت می‌کند و به دلیل گستردگی آشکارساز در راستای دوم، طیف مربوط به میدان دیدهای مختلف در نواحی متفاوتی از آشکارساز ثبت می‌شوند. به عنوان مثال در یک دوربین فراطیفی با آشکارساز ۵۰۰×۵۰۰ پیکسل، طیف‌ها در راستای محور x و بر روی ۵۰۰ پیکسل ثبت می‌شوند. اگر ۵۰ پیکسل در راستای محور y به میدان دید ۱ درجه اختصاص داده شود، دوربین در هر لحظه طیف ناحیه‌ای به گستردگی ۱۰ درجه را ثبت می‌کند. برای پوشش دادن کل ناحیه مورد نظر، دوربین باید بر روی یک سکوی متحرک قرار گیرد تا مشابه یک جاروب، کل ناحیه را اسکن کند. در پایان فرآیند اسکن یک مکعب داده به دست می‌آید که شامل اطلاعات مکانی و طیفی ناحیه مورد نظر است [۳ و ۴].

ساختار اپتیکی دوربین

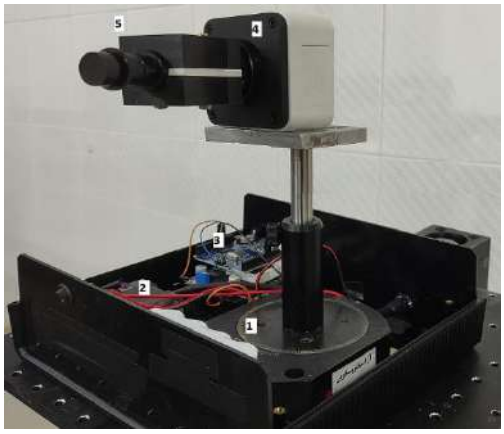
شکل (۱) طرح‌واره دوربین فراطیفی طراحی شده را نشان می‌دهد. در این طرح، قطعه شماره (۱) یک عدسی جمع کننده F/4 با فاصله کانونی ۱۶ mm است. پس از آن یک شکاف ۲۵ µm با ارتفاع ۳ mm قرار دارد. قطعه شماره (۳) عدسی موازی ساز با فاصله کانونی ۳۰ mm است که توری عبوری در فاصله بسیار کمی از آن قرار دارد. پرتوهای پراشیده از توری توسط عدسی شماره (۵) بر روی دوربین ۵ مگا پیکسل تصویر می‌شود. توری پراش با ۶۰۰ lp/mm پرتوهایی با طول موج nm λ=۵۵۲,۵ را با زاویه ۱۹/۳۶ درجه پراشیده می‌کند.



شکل ۱ : طرح‌واره اپتیکی دوربین فراطیفی (۱) لنز جلو، (۲) شکاف ورودی، (۳) عدسی موازی ساز (۴) توری عبوری (۵) عدسی کانونی کننده و (۶) صفحه آشکارساز .

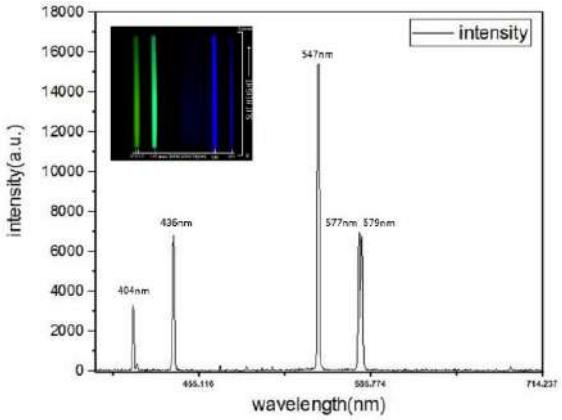
چیدمان آزمایشگاهی دوربین

با توجه به توضیحات ساختار اپتیکی در بخش قبل، پس از طراحی مکانیکی بدنه دوربین با استفاده از نرم افزار سالید ورک، قطعه مورد نظر با پیرینتر سه بعدی ساخته شد. پس از قرار دادن المان‌های اپتیکی در بدنه، مجموعه دوربین بر روی یک پایه چرخشی متصل به موتور پله‌ای قرار داده شد. دوران پایه باعث ایجاد اسکن زاویه‌ای برای دوربین می‌شود. شکل (۲) تصویر دوربین ساخته شده را نشان می‌دهد.



شکل ۲ : دروبین فراطیفی ساخته شده. (۱) پایه چرخشی (۲) موتور پله‌ای (۳) مدارهای کنترل (۴) دوربین CCD (۵) بخش اپتیکی دوربین فراطیفی

کالیبراسیون دوربین با استفاده از لامپ کادیموم جیوه انجام شده است. شکل (۳) تصویر خطوط ثبت شده توسط دوربین فراطیفی به همراه طیف به دست آمده از طیف سنج ocean optics HR4000 را نشان می‌دهد [۵].

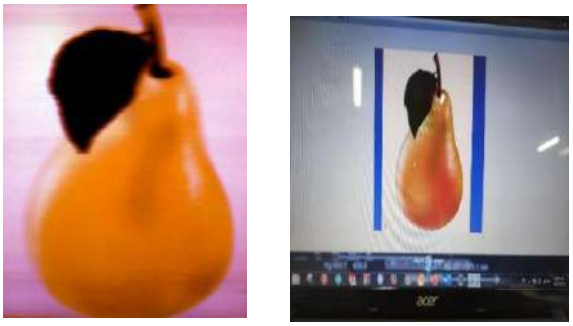


شکل ۳ : طیف لامپ کادمیوم-جیوه با طیف سنج زرنیترنر.

نتایج تصویربرداری

دو آزمایش برای بررسی دوربین فراطیفی انجام شد. آزمایش اول تصویر برداری از صفحه مانیتور با تصاویر رنگی میوه برای تشکیل مکعب داده و آزمایش دوم از فضای بیرون آزمایشگاه و تصویر برداری از محیط برای تایید کالیبراسیون و توانایی ثبت لیزر با شدت پایین انجام شد. تصویر شکل (۴) از صفحه مانیتور ثبت شده است که نشان می‌دهد دوربین فرا طیفی توانایی تشکیل

تصویر فراطیفی را دارد. داده‌های تصویر سمت چپ به صورت یک مکعب داده است که می‌توان اطلاعات مربوط به هر طول موج را از آن استخراج کرد.

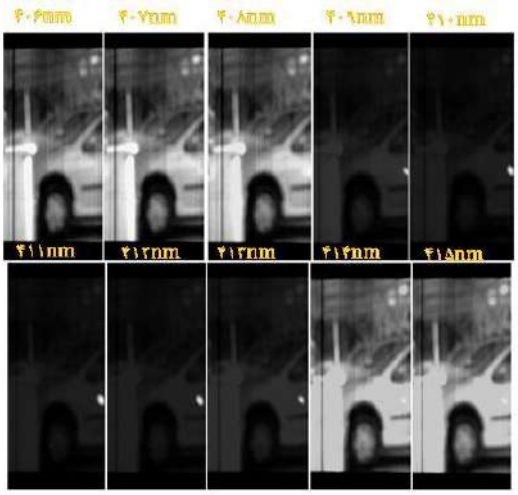


شکل ۴: تشکیل تصویر گلابی فراطیفی از نمونه آزمایشگاهی(سمت چپ) و تصویر روی مانیتور (سمت راست).

در بررسی نهایی لیزر ۴۱۰ نانومتر از فاصله ده متری بر روی ماشین تابانده شد به صورتی که الگوی لکه لیزر از فاصله ده متری با چشم و دوربین تلفن همراه قابل مشاهده نبود.

شکل ۵: تصویر ماشین با تابش لیزر با دوربین معمولی(راست) و فراطیفی(چپ)

در ادامه برای درستی کالیبراسیون و نشان دادن توانایی دوربین فراطیفی تصویر در طول‌موج‌های نزدیک به طول‌موج لیزر یعنی ۴۱۰ نانومتر بررسی شد. ناحیه‌های سفید شدت در طول موج مورد نظر را نشان می‌دهد (شکل ۶). لازم به ذکر است که به دلیل حضور شکاف باریک در ورودی دوربین، قدرت تفکیک مکانی این نوع دوربین‌ها ذاتا کم‌تر از قدرت تفکیک دوربین‌های معمولی است. به همین دلیل تصویر سمت چپ شکل (۵) وضوح کمتری نسبت به تصویر سمت راست دارد.



شکل ۶ : تصویر فراطیفی در ناحیه اطراف لیزر تابانده شده روی ماشین

همانطور که در تصاویر بالا مشخص است، شدت لیزر در سه تا پنج نانومتری اطراف طول‌موج مرکزی کاهش پیدا می‌کند. بنابراین سیستم ما از لحاظ کالیبراسیون درست می‌باشد و توانایی ثبت لیزر با شدت پایین را دارد در صورتی که با چشم و دوربین تلفن همراه در فاصله ده متری این شدت لیزر قابل مشاهده نبود.

مرجع‌ها

[1]. A. Gowen, E. Gaston, and J. Burger, “Hyperspectral imaging,” Food Engineering Series, 2014

[2]. J. Jia, Y. Wang, J. Chen, R. Guo, R. Shu, and J. Wang, “Status and application of advanced airborne hyperspectral imaging technology : a review,” Infrared Phys. Technol.2019.

[3]. D. Dayton., “Hyper-spectral measurements using a compact SWIR camera,” Applied Technology Associates, pp. 2–6, 2012.

[4]. W.Neumann , book “Fundamentals of Dispersive Optical Spectroscopy Systems ” ,June 23, 2014.

[5]. H. Huang, X. Li, and Z. Cen, “Optical system design for a short-wave infrared imaging spectrometer,” 2012.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

بررسی رفتار غیرمتقارن بین فوتون و مگنون در سیستم غیرهرمیتی

سمیه شاکری

دانشگاه شهید باهنر کرمان، دانشکده فیزیک

چکیده – در فرآیندهای اطلاعات کوانتومی و محاسبات کوانتومی به شکل گسترده از حالتهای درهمتنیده استفاده می‌شود. بنابراین تلاشهای زیادی برای طراحی سیستمهای کوانتومی و افزایش درهمتنیدگی انجام شده است. در این مقاله سیستم غیرهرمیتی متشکل از دو کاواک نوری جفت‌شده با یک آینه کایرال، بررسی می‌شود. کاواک دوم شامل ذره YIG است . ابتدا با انتخاب مد مناسب جفت‌شدگی غیرمتقارن بین فوتون کاواک دوم و ذره مگنون در کاواک اول ایجاد شده است. اثبات می‌شود در شرایطی که ضرایب افت، بسامدهای تشدید کاواک ها، مگنون و ضریب جفت‌شدگی غیرمتقارن بین ذرات به درستی انتخاب شود می‌توان در همتنیدگی بین فوتون-مگنون را نسبت به حالت هرمیتی افزایش داد.

کلید واژه- ذره YIG، سیستم غیرهرمیتی، درهمتنیدگی، مگنون، اطلاعات کوانتومی

Nonreciprocal behaviour between photon and magnon in non-Hermitian system

Somayeh Shakeri

Faculty of Physics, Shahid Bahonar University of Kermn
somayeh.shakeri@gmail.com

Abstract- The quantum entangled states are widely used in quantum computing and quantum information processing. The main question is how to enhance this important physical parameter. In this paper, the non-hermitian system is considered. That is included two optical cavities that is coupled with chiral mirror. Also YIG sphere is coupled to one of the microwave cavities. Nonreciprocal coupling between photon and magnon is created by select mode method. It is shown that in the special conditions the amount of entanglement between the magnon and photon can be improved more than hermitian system. These special conditions consist of the controlling the nonreciprocal coupling between cavities, dissipation coefficients, frequency of the cavities and frequency of the magnon.

Keywords: YIG Sphere, Non-Hermitian System, Entanglement, Magnon, Quantum Information

مقدمه

گشتاور مغناطیسی از گشتاور الکتریکی ضعیف تر است. به همین دلیل برهمکنشهای مغناطیسی در مقایسه با برهمکنش های الکتریکی حذف می‌شود. امروزه در توسعه نانوتکنولوژی برهمکنش‌های مغناطیسی قوی‌تر بررسی شده است. در این سیستم‌ها برانگیختگی اسپینی در مواد فرومغناطیس موج اسپینی را ایجاد می‌کند و موج اسپینی کوانتیده شده را ذره مگنون در نظر می‌گیرند. در مقاله‌های فراوان برهمکنش مگنون با ذرات مختلف از جمله فوتون مطالعه شده است. در سال ۲۰۱۳ هوبل سیستم کوانتوم هیبریدی را با استفاده از ذره YIG و کاواک ابررسانا ساخت. هم اکنون پدیده‌های جذاب زیادی مثل اثر کر در مگنون‌ها، فیزیک سیستم‌های غیرهرمیتی، آشفتگی نوری، سیستم‌های مگنومکانیکی و برهمکنش فونون-مگنون، رفتار غیرمتقارن، درهمتنیدگی و بررسی اطلاعات کوانتومی و ... در کاواک‌های نوری که شامل مگنون می-شوند به صورت آزمایشگاهی یا تئوری مطالعه شده است [۱،۳].

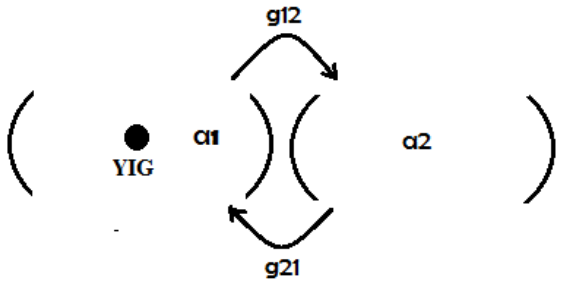
در این مقاله برهمکنش غیرمتقارن فوتون و مگنون در سیستمی که شامل دو کاواک نوری است بررسی می‌شود. یکی از کاواک‌ها شامل ذره YIG است و جفت‌شدگی بین دو کاواک توسط آینه کایرال انجام می‌شود. بنابراین هامیلتونی مجموعه غیرهرمیتی است. با کمک تبدیل‌های یکانی مناسب کایرالیتی بین دو کاواک را می‌توان بین مگنون-فوتون منتقل کرد. در شرایطی که ضرایب افت، بسامدهای تشدید کاواک ها، مگنون و ضریب جفت‌شدگی بین ذرات به درستی انتخاب شود می‌توان در همتنیدگی بین فوتون-مگنون را با کمک ضریب جفت‌شدگی غیرمتقارن بین دو کاواک به صورت کنترل شده تنظیم کرده و در شرایطی خاص افزایش داد.

بررسی نظری

سیستم مورد بررسی در این مقاله در شکل (۱) نشان داده شده است. دو کاواک نوری با عملگرهای پایین برنده (بالابرنده)، $a_1(a_1^\dagger), a_2(a_2^\dagger)$ و بسامدهای ω_1, ω_2 با یک آینه کایرال متصل شده اند. بنابراین ضریب جفت‌شدگی بین آنها نامتقارن است و به صورت g_{12}, g_{21} طبق شکل مشخص می‌شود. در اینجا فرض می‌شود $g_{21} = rg_{12}$ عملگر پایین برنده(بالابرنده) مربوط به مگنون با $m(m^\dagger)$ و بسامد تشدید با ω_m نشان داده می‌شود. ضریب جفت شدگی بین مگنون و فوتون در کاواک اول g_m نامیده شده است. هامیلتونی سیستم طبق معادله (۱) به دست می‌آید.

(۱)

$$H = \omega_1 a_1^\dagger a_1 + \omega_2 a_2^\dagger a_2 + \omega_m m^\dagger m + g_m(ma_1^\dagger + m^\dagger a_1) + g_{12} a_1 a_2^\dagger + g_{21} a_1^\dagger a_2$$



شکل (۱): سیستم پیشنهادی در این مقاله شامل دو کاواک جفت شده با اینه کایرال و یک ذره مگنون است.

این هامیلتونی هرمیتی نیست اما با عملگر پاریته و وارونی زمانی جابجا می‌شود. ابتدا تبدیل یکانی $U = e^{\frac{g_m}{\omega_m}(m^\dagger a_1 - m a_1^\dagger)}$ روی هامیلتونی اعمال می‌شود. در نتیجه این چرخش جمله برهمکنشی بین مد مگنون و کاواک دوم در هامیلتونی ایجاد می‌شود. در ادامه هامیلتونی برهمکنش محاسبه شده است. هدف این است جمله برهمکنشی بین کاواک دوم و مگنون را حفظ کنیم.

بنابراین با انتخاب مد $\omega_2 = \omega_m$ جملات غیر تشدیدی حذف می‌شوند و هامیلتونی موثر به صورت معادله (۲) به دست می‌آید.

$$H_{eff} = \frac{g_m g_{12}}{\omega_m} m a_2^{\dagger} + \frac{g_m g_{21}}{\omega_m} m^{\dagger} a_2 \\ -i\gamma_m m^{\dagger} m - i\gamma_c a_2^{\dagger} a_2 \qquad (۲)$$

به این هامیلتونی دو جمله مربوط به اتلاف کاواک (γ_c) و اتلاف مد مگنون (γ_m) اضلفه شده است. البته فرض شده است شدت تابش اولیه در کاواک ها بسیار ضعیف بوده و بنابراین در محاسبات از جمله های با توان بالاتر صرفنظر شده است. همان طور که از هامیلتونی موثر استنباط می-شود ضریب جفت شدگی نامتقارن بین دو کاواک نوری اکنون به ضریب بین مد مگنون و کاواک نوری منتقل شده است. جمله بیم اسپلیتری بین مد مگنون و کاواک دوم نشان می‌دهد که می‌توان روی سردسازی کاواک و ذره یا درهمتنیدگی بین این دو مد در این سیستم غیرهرمیتی و فضای جفت‌شدگی نامتقارن بیشتر کار کرد. در این مقاله با ساده سازی مسئله و فرض برانگیختگی یک فوتون و یک مگنون میانگین تعداد فوتون و مگنون محاسبه می‌شود. همچنین میزان درهمتنیدگی بین دو کاواک دوم و مگنون مطالعه می‌شود. در این مقاله دینامیک سیستم با استفاده از معادله شرودینگر راست و چپ و طبق مرجع [۴] محاسبه شده است. بردار راست $|\psi\rangle_r$ و بردار چپ $_l\langle\psi|$ برحسب حالت تعداد بسط داده می‌شود. محاسبات برحسب یک سیستم ساده تک فوتون و تک مگنون در نظر گرفته شده است. بنابراین حالت راست و چپ طبق معادله (۳) خواهد بود. در اینجا $n,m = 0,1$ است. سپس بردارهای حالت در معادله شرودینگر طبق معادله (۴) جایگذاری می‌شود. در ادامه تحول زمانی ضرایب طبق معادله (۵) خواهد بود.

$$|\psi\rangle_r = \sum_{n,m} C_{rnm} |n\rangle|m\rangle \\ {}_l\langle\psi| = \sum_{n,m} C_{lnm} \langle n|\langle m| \qquad (۳)$$

$$i\hbar\partial/\partial t |\psi\rangle_r = H|\psi\rangle_r , \\ -i\hbar\partial/\partial t_l \langle\psi| =_l |\psi\rangle H^{\dagger} \qquad (۴)$$

$$\dot{C}_{r01} = \frac{-ig_m g_{12}}{\omega_m} C_{r10} - \gamma_c C_{r01} \\ \dot{C}_{r10} = \frac{-ig_m g_{21}}{\omega_m} C_{r01} - \gamma_m C_{r10} \\ \dot{C}_{l10} = \frac{ig_m g_{12}}{\omega_m} C_{l01} - \gamma_m C_{l10} \\ \dot{C}_{l01} = \frac{ig_m g_{21}}{\omega_m} C_{l10} - \gamma_c C_{l01} \qquad (۵)$$

در این مقاله سیستم را بسیار ساده در نظر گرفته و محاسبات پایه با فرض برانگیختگی یک فوتون و یک مگنون انجام شده است. معادلات دیفرانسیلی ضرایب به صورت عددی حل شده است. همچنین عملگر چگالی در توصیف غیر بهنجار شده آن از رابطه (۶) محاسبه می‌شود.

$$\rho = |\psi\rangle_{rl}\langle\psi| \qquad (۶)$$

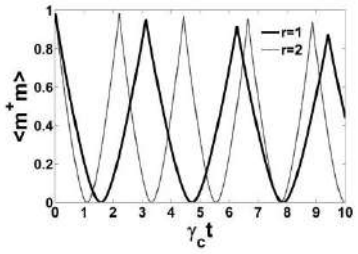
هدف محاسبه میانگین مگنونی و درهمتنیدگی در سیستم غیرهرمیتی است. در محاسبه درهمتنیدگی بین فوتون و مگنون از رابطه لگاریتمیک منفیت

(۷) استفاده شده که در آن $\|\rho^T\|$ رد نرم زیر سیستم مگنونی است.

$$E_N(\rho) = \ln(\|\rho^T\|) \qquad (۷)$$

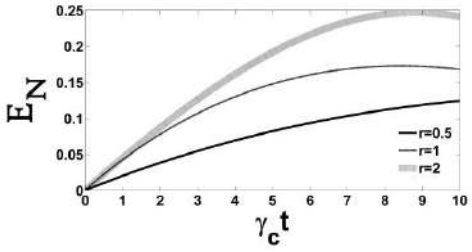
بعد از تعریف روابط و روش محاسبات اکنون به بررسی نتایج با تمرکز بر زیرسیستم مگنون می‌پردازیم. مقادیر عددی مورد نیاز در محاسبات به این ترتیب در نظر گرفته شده است[۱،۲]، $\omega_m = 10\gamma_c, g_m = 3\gamma_c, \gamma_m = 0.01\gamma_c$ و $g_{12} = 0.5\gamma_c, \gamma_c = 10^5 Hz$. میانگین مگنونی در

شکل (۲) آمده است. میانگین مگنونی بر حسب $\gamma_c t$ برای دو حالت $r=1,2$ مقایسه شده است. طبق فرض $g_{21}=rg_{12}$ در حالت $r=1$ هامیلتونی هرمیتی است و در $r=2$ سیستم غیرهرمیتی می‌شود. به علت حضور اتلاف، طبیعی است که در نمودار نوسانی، بعد از هر دوره نوسان، بیشینه میانگین مگنون کاهش یابد. غیرهرمیتی بودن سیستم سبب تغییر دوره تناوب نمودار نوسانی می-شود. همچنین در مقایسه مقدار بیشینه این دو حالت، به نظر می‌رسد افت این نقاط در نمودار غیرهرمیتی نسبت به سیستم هرمیتی کمتر است. در پاسخ به چرایی این اتفاق، بایستی توجه کنیم $r>1$ به این معنی است که ضریب جفت شدگی از کاواک دوم به اول بیشتر شده به عبارتی احتمال تولید مگنون در این حالت نسبت به حالت هرمیتی افزایش خواهد داشت. با این تفسیر از نمودار میانگین تعداد، می‌توان حدس زد که با کنترل ضریب r میزان درهمتنیدگی بین فوتون و مگنون را می‌توان کنترل کرد.



شکل (۲): میانگین مگنون در کاواک دوم بر حسب $\gamma_c t$ در دو حالت هرمیتی و غیرهرمیتی بودن سیستم.

شکل (۳) درهمتنیدگی بین مگنون و فوتون را در سه حالت $r=0.5,1,2$ نشان می‌دهد. در مواردی که $r>1$ باشد به دلیل افزایش حضور مگنون در کاواک دوم میزان درهمتنیدگی بیشتر است. در حالی که در مورد غیرهرمیتی $r<1$ درهمتنیدگی نسبت به حالت هرمیتی کمتر است.



شکل (۳): درهمتنیدگی بین مگنون و فوتون در حالتهای مختلف غیرهرمیتی. مقایسه نشان می دهد در $r>1$ درهمتنیدگی بیشتر می‌شود.

نتایج

سیستم ساده کوانتومی شامل دو کاواک نوری فرض شده است که با یک آینه کایرال جفت شده اند و کاواک دوم شامل ذره مگنون هم می‌شود. آینه کایرال سبب می‌شود جفت‌شدگی بین دو کاواک غیر متقارن باشد. با انتخاب مد مناسب در کاواک ها می‌توان این جفت‌شدگی غیرمتقارن را بین فوتون کاواک دوم و مگنون منتقل کرد. اگر در این شرایط، ضریب جفت‌شدگی از کاواک دوم به کاواک اول افزایش یابد، احتمال حضور مگنون زیاد شده و در نتیجه میانگین تعداد مگنون افزایش خواهد یافت. با این شرط میزان درهمتنیدگی نسبت به حالت هرمیتی بیشتر می-شود.

مرجع‌ها

1.L. Jie, Sh-Y. Zhu, and G. S. Agarwal. “Magnon-photon-phonon entanglement in cavity magnomechanics.”, Physical review letters., Vol.121, No. 20 , 203601, 2018.

1. 2. M. S. Ding, L. Zheng, Y. Shi, Y.J Liu, “Magnon squeezing enhanced entanglement in a cavity magnomechanical system. ” JOSA B, Vol.*39*. No.10, 2665-2669, 2022.

2. 3. Kong, C., Xiong, H., Wu, Y. “Magnon-induced nonreciprocity based on the magnon Kerr effect” Physical Review Applied, Vol.12, 034001, 2019.

4. S. Roberto BB, V. R. da Silva. “Non-Hermitian model for asymmetric tunneling. ” Modern Physics Letters B, Vol. 28, No.28, 1450223, 2014.

.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

اثر تحولات فضایی-زمانی دو باریکه‌ی لیزری گاوسی بر تولید امواج تراهرتز در پلاسما

محمدرضا جعفری میلانی

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

چکیده - در این مقاله اثر تحولات فضایی-زمانی دو پالس لیزری (ω_2 , ω_1) با پروفایل گاوسی بر تولید امواج تراهرتز (THz) در یک پلاسما مورد مطالعه قرار گرفته است. ابتدا، تغییرات توزیع چگالی الکترونی پلاسما در اثر انتشار باریکه‌های لیزری به دست آمد و سپس با استفاده از تقریب پیرامحوری معادلات تحول فضایی و زمانی باریکه‌ها در پلاسما به دست آمد. با محاسبه چگالی جریان غیرخطی در فرکانس زنش $\omega_T = \omega_1 - \omega_2$ به عنوان منبع تابش تراهرتز در پلاسما، اثر تغییرات اندازه لکه باریکه‌ها، بر تولید تابش تراهرتز بررسی شد. نتایج نشان می‌دهد خودکانونی و خودفشردگی پالس‌ها هنگام انتشار در پلاسما باعث افزایش تولید تابش تراهرتز می‌شود.

کلید واژه- برهمکنش لیزر-پلاسما، تولید امواج تراهرتز، تغییرات فضایی و زمانی پالس.

Effect of spatiotemporal evolution of two Gaussian laser beams on terahertz waves generation in plasma

M. R. J. Milani

Photonics and Quantum technologies Research School, NSTRI, Tehran

Abstract- In this paper the effect of spatiotemporal evolution of two laser pulses (ω_2 , ω_1) with Gaussian profile, on the generation of terahertz (THz) waves in a plasma has been studied. First, the modified electron density distribution were obtained due to the propagation of laser beams, and then, using the paraxial approximation, the spatial and temporal equations of beams in plasma were obtained. Calculating the nonlinear current density at the beat wave frequency $\omega_T = \omega_1 - \omega_2$ as a source of terahertz radiation in plasma, the effect of changes in the spot size of the beams investigated on the generation of terahertz radiation. The results show that self-focusing and self-compression of the pulses when propagating in the plasma increases the generation of terahertz radiation.

Keywords: Laser-plasma interaction, Teraherz generation, Spatiotemporal evolution of pulse

مقدمه

امواج تراهرتز (THz) بعلت غیریونساز بودن و قدرت نفوذ آن نسبت به امواج میکروویو فرصت‌های تحقیق بسیاری را در زمینه-های مختلفی چون زیست‌شناسی، شیمی، علم مواد، پزشکی پدید آورده است که می‌توان به تصویربرداری سطح سلولی، سنجش بیولوژیکی و شیمیایی، تصویربرداری توموگرافیک، ارتباطات، تشخیص مواد منفجره، طیف‌سنجی و آزمایشهای غیرمخرب اشاره کرد[۱و۲]. به جهت حجم بزرگ شتابدهنده و تخریب مواد در توان‌های بالای لیزری که رهیافت اپتیکی رایج برای تولید تراهرتز می‌باشند، امروزه توجه زیادی بر منابع پلاسمایی تابش تراهرتز شده است چرا که محیط پلاسما به علت وضعیت یونیزه، می تواند میدان‌های الکتریکی بسیار بالایی را تحمل کند. لذا در این مقاله تولید تابش تراهرتز توسط دو باریکه لیزری گاوسی (پمپ) با فرکانس‌های ω_1 , ω_2 (مربوط به خطوط لیزری CO_2) در یک پلاسما در حضور اثرات غیرخطی پاندرموتیو مطالعه قرار گرفته و همچنین اثر تحولات فضایی-زمانی پالسهای پمپ بر تولید تراهرتز بررسی شده است.

معادلات اساسی

در راستای محور z دو پالس لیزر CO_2 با پروفایل گاوسی و با بسامدهای ω_1, ω_2 و دامنه های $\vec{E}_j(\mathrm{r,z,t}) = \hat{x}A_j(\mathrm{r,z,t})\exp(-i(\mathrm{k}_j\mathrm{z}-\omega_j\,\mathrm{t}))$ (j= ۱و۲) را در نظر بگیرید که در یک پلاسما با چگالی مدوله شده‌ی پریودیک $\mathrm{n} = \mathrm{n}_{e0} + \mathrm{n}_r$ منتشر می‌شود. n_{eo} چگالی یکنواخت اولیه در غیاب میدان‌های لیزری و $n_r = n'e^{i\kappa z}$ چگالی پریودیک با دامنه n'. دامنه مختلط میدان برابر $A_j(r,0,t) = A_{0g}exp(-r^2/2r_{0j}^2)exp(-t^2/2\tau_{0j}^2)$ است.که r_{0j} , τ_{0j} به ترتیب پهنای عرضی اولیه باریکه و پهنای زمانی اولیه پالس‌ام می‌باشد. توزیع چگالی الکترونی و بدنبال آن تابع دی‌الکتریک (ضریب شکست) پلاسما در نتیجه نیروی پاندرموتیو از سوی دو پالس لیزری تغییر کرده که بر مشخصه‌های انتشار باریکه‌ها در پلاسما اثر می‌گذارد. از معادله تکانه برای الکترون‌ها شامل ترم‌های گرادیان فشار و نیروی پاندرموتیو در حالت مانا، توزیع چگالی الکترون‌ها با معادله زیر داده می‌شود[۳]:

$$n_e(r,z,\tau) = n_{e0}\exp\left(-\sum_{j=1,2}\alpha_j A_j A_j^*\right), \qquad (۱)$$

که در آن $\alpha_j = \left(e^2/4m_eT_0\omega_j^2\right)$ ، T_0 دمای اولیه الکترون را نشان می‌دهد. برای باریکه لیزر گاوسی دامنه مختلط A_j را به صورت $\vec{A}_j = \vec{A}_{0j}(r,z,t)\exp[-ik_jS_j(r,z,t)]$ در نظر می گیریم که در آن

$$A_{0j}^2(r,z',\mathrm{t}) = \frac{A_{00j}^2}{f_j^{\,2}g_j}\exp\left(\frac{-r^2}{f_j^{\,2}r_{0j}^2}\right)\exp\left(\frac{-t^2}{g_j^{\,2}\tau_{0j}^2}\right),$$ و

S_j تابع آیکونال نام دارد. A_{00} دامنه اولیه میدان الکتریکی لیزر، $g,\ f$ به ترتیب پارامتر بی‌بعد پهنای فضایی و زمانی پالس (بیانگر اندازه لکه و پهنای زمانی لیزر) است. می‌توان تابع دی-الکتریک را در تقریب پیرامحوری، حول τ, r تا مرتبه دوم بسط (تیلور) داد: $\varepsilon_j(r,z,\tau) = \varepsilon_{0j}(z) - \frac{r^2}{r_0^2}\varepsilon_{rj} - \frac{\tau^2}{\tau_0^2}\varepsilon_{\tau j}$, که در آن

$$\varepsilon_{0j}(z) = \varepsilon_j(r,z,\tau)|_{r=\tau=0}, \qquad (۲)$$
$$\varepsilon_{rj}(z) = -r_{0j}^2\frac{\partial\varepsilon_j(r,z,\tau)}{\partial r^2},$$
$$\varepsilon_{\tau j}(z) = -\tau_{0j}^2\frac{\partial\varepsilon_j(r,z,\tau)}{\partial\tau^2}$$

که $\tau = t - z/v_g$ و v_g سرعت گروه است. اکنون می‌خواهیم معادله تحولات پهنای پهنای پالس‌ها را در پلاسما بدست آوریم. بنابراین با جایگذاری میدان در معادله موج و با احتساب تقریبا WKB و دنبال کردن روش مشابه آنچه که در مرجع[۴] بکار رفته، معادلات (بی‌بعد شده) انتشار کوپل‌شده باریکه‌ها در یک پلاسما حاصل می‌شود:

$$\varepsilon_{0j}\frac{\partial^2 f_j}{\partial \xi_j^{\,2}}=\frac{1}{\rho_j^{\,4} f_j^{\,3}}-\frac{\varepsilon_{rj}}{\rho_j^{\,2}}f_j, \qquad (۳)$$

$$\varepsilon_{0j}\frac{\partial^2 g_j}{\partial \xi_j^{\,2}}=\frac{\beta_j^{\,2}}{\tau_{pj}^4 g_j^{\,3}}-\frac{\beta\varepsilon_{\tau j}}{\tau_{pj}^2}g_j. \qquad (۴)$$

$\xi_j = z\omega_j / c$ (طول بهنجار انتشار)، $\tau_{pj} = \tau_{0j}\omega_j / c$، $\rho_j = r_{0j}\omega_j / c$، $\beta_j = \left(1-\varepsilon_{0j}\right)/(c^2\varepsilon_{0j})$. معادلات فوق مربوط به تحول اندازه لکه باریکه‌ها f_j ، g_j در پلاسما است. باریکه‌های لیزری منجر به نیروی غیرخطی پاندرموتیو $\mathbf{F}_P^{\omega_T}=-(m_e/2)\nabla(\mathbf{v}_1.\mathbf{v}_2^*)$ در فرکانس زنش $\omega_T=\omega_1-\omega_2$ خواهد شد که در آن $\mathbf{v}_j=-eE_j/\mathrm{i}m_e\omega_j$ سرعت نوسانی الکترون‌ها تحت تابش لیزر است [۴]. در اثر این نیروی غیرخطی افت‌وخیز چگالی الکترون‌ها نیز غیرخطی خواهد بود بنابراین با حل همزمان معادلات تکانه و پیوستگی چگالی به روش اختلالی[۷]، سرعت غیرخطی الکترون‌ها در راستای شعاعی بصورت زیر بدست می‌آید:

$$\mathbf{v}_r^{NL}=\hat{r}\frac{F_{pr}^{\omega_T}}{im_e\omega_T}. \qquad (۵)$$

در اثر کوپلاژ سرعت $\mathbf{v}^{NL}$ با چگالی پریودیک n_r یک چگالی جریان الکترونی $J^{NL}=-\frac{1}{2}\mathrm{n}_r\mathrm{e}\mathbf{v}^{NL}$ حاصل می‌شود که بیانگر یک جریان قوی در فرکانس تراهرتز ω_Tاست. معادله موج حاکم بر میدان تابشی تراهرتز E_T در پلاسما با رابطه زیر داده می‌شود:

$$-\nabla^2\mathbf{E}_{THz}+\nabla(\nabla.\mathbf{E}_{THz})=\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mathbf{E}_{THz}-\frac{4\pi i\omega}{c^2}\mathbf{J}^{NL}. \qquad (۶)$$

با استفاده از چگالی جریان J^{NL} در معادله (۶) و انجام عملیات ریاضی، دامنه میدان تابش تراهرتز بصورت زیر خواهد بود:

$$E_T=\frac{\pi n' e^3}{\varepsilon_T m_e^2\omega_1\omega_2\omega_T^2}Y \qquad (۷)$$

که

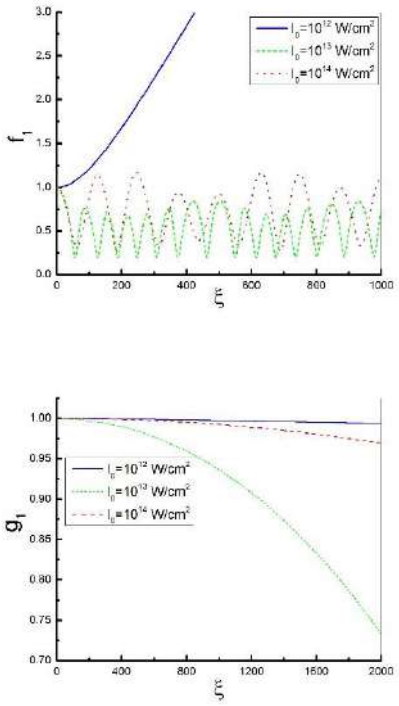
$$Y=\frac{A_{001}A_{002}}{f_1 f_2\sqrt{g_1 g_2}}\left[\begin{array}{l}\frac{1}{r_{01}^2}\left(\frac{1}{f_1^{\,2}}+ik_1\frac{r_{01}^2}{f_1}\frac{df_1}{dz}\right)+\\ \frac{1}{r_{02}^2}\left(\frac{1}{f_2^{\,2}}+ik_2\frac{r_{02}^2}{f_2}\frac{df_2}{dz}\right)\end{array}\right]$$

$$\times e^{-\frac{r^2}{2}\left(\frac{1}{r_{01}^2 f_1^{\,2}}+\frac{1}{r_{02}^2 f_2^{\,2}}\right)}e^{-\frac{\tau^2}{2}\left(\frac{1}{\tau_{01}^2 f_1^{\,2}}+\frac{1}{\tau_{02}^2 f_2^{\,2}}\right)}$$

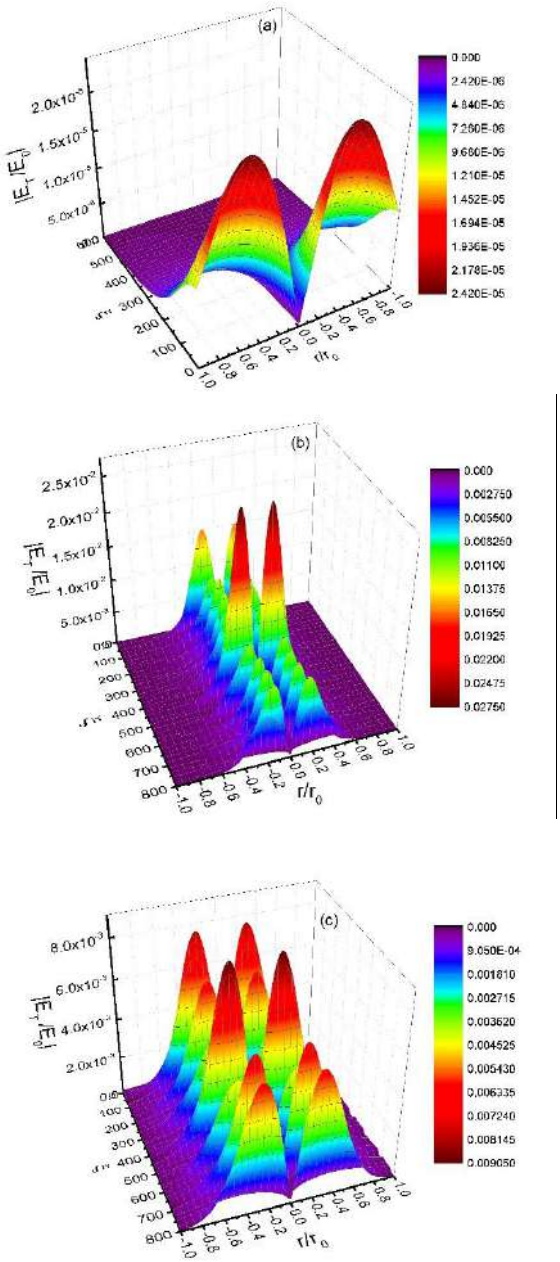
$$e^{-i(k_1 S_{1r}-k_2 S_{2r})}e^{-i(\omega_T t-Kz)}$$

بحث و نتایج

با درنظر گرفتن معادلات مربوط به تحول فضایی زمانی باریکه‌ها (۲و ۳)، همراه با معادله (۷)، تولید تابش تراهرتز در یک پلاسما را بررسی می‌کنیم. پارامترهای اولیه دو باریکه لیزر و پلاسما عبارتند از $\omega_1=1.77\times10^{15}\,\mathrm{rad/s}$، $\omega_2=1.6\times10^{15}$، $r_{10}=r_{20}=20\,\mu m$، $\tau_{10}=\tau_{20}=20\,ps$، $T_{e0}=1keV$، $n'=0.2n_{e0}$. این معادلات کوپل شده به روش عددی و با شرایط اولیه $f_j,g_j=1$، $f_j',g_j'=0$ در $\xi=0$ حل شدند.



شکل ۱:(الف) تغییرات پهنای فضایی باریکه f_1 ب) تغییرات پهنای زمانی باریکه g_1 بر حسب مسافت انتشار ξ در شدت‌های مختلف.



شکل ۲: دامنه تابش تراهرتز برحسب مسافت انتشار و شعاع باریکه، برای شدتهای متناظر با شکل ۱.

در شکل ۱ (الف) تغییرات اندازه لکه باریکه (تغییرات پارامتر پرتو) f_1 و در شکل ۱ (ب) تغییرات اندازه پهنای زمانی g_1 برحسب مسافت انتشار ξ برای شدت‌های اولیه مختلف رسم شده است. مقدار $f_1<1$, $f_1>1$ به ترتیب بیانگر واکانونی یا خودکانونی باریکه لیزر در پلاسما است. همین طور این برای پارامتر زمانی g_1 نیز برقرار است که خود فشردگی پالس را نشان می‌دهد. شکل۱ (الف) نشان می‌دهد رژیم انتشار برای شدت 10^{12} W/cm^2 واکانونی (f>۱) است یعنی اندازه لکه لیزر (پهنای فضایی) هنگام انتشار پهن می‌شود. اما برای دو شدت دیگر رژیم انتشار خودکانونی نوسانی است، اما قدرت خودکانونی در شدت 10^{13} W/cm از شدت 10^{14} W/cm^2 بیشتر است. همچنین شکل۱ (ب) نشان می‌دهد خودفشردگی پالس لیزر (پهنای زمانی) با افزایش شدت ابتدا زیاد شده و سپس از قدرت خودفشردگی پالس کاسته می‌شود. به عبارتی با افزایش شدت لیزر، پارامتر پرتو g به مقدار کمینه خود می‌رسد و سپس با افزایش شدت لیزر، مقدار آن زیاد می‌شود. لذا این دلالت بر وجود یک بازه شدتی است که در آن خودکانونی و خودفشردگی پالس اتفاق می‌افتد. شکل۲ (الف-ج) میدان موج تراهرتز بهنجارشده، متناظر با شدت‌های اولیه‌ی شکل۱ را نشان می‌دهد. رفتار میدان موج تراهرتز مشابه رفتار پارامتر باریکه f است. مقدار تابش تراهرتز برای رژیم واکانونی (شکل۲-الف)، بسیار کمتر از رژیم خودکانونی (شکل۲-ب) است. به عبارتی در اثر خودکانونی لیزر، شدت موضعی بالا رفته و تولید تراهرتز هم با توجه به رابطه (۷) زیاد می‌شود.

نتیجه‌گیری

نمودارها نشان می‌دهند که خودکانونی و خودفشردگی پالس با افزایش شدت رفتاری دوگانه داشت. نشان دادیم که در یک پلاسما با چگالی اولیه ثابت، پالس لیزر، فقط در گستره‌ای از شدت متحمل پدیده خودفشردگی می‌شود. نتایج نشان می‌دهد خودکانونی و خودفشردگی پالس‌های پمپ در پلاسما موجب قوی‌تر شدن اثر غیرخطی شده که در نتیجه آن دامنه تابش تراهرتز نیز افزایش می یابد.

مراجع

[1] E. Pickwell, V. Wallace, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **2006**, *39*, R301.

[2] M. C. Beard, G. M. Turner, C. A. Schmuttenmaer, *J. Phys. Chem. B* **2002**, *106*, 7146.

[3] M. R. J. Milani, S. Rezaei and M. J. Jafari, Contrib. Plasma Phys. 59, (2019)

[4] A. Niknam, M. Banjafar, F. Jahangiri, S. Barzegar, R. Massudi, Phys. Plasmas 2016, 23, 053110.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

طراحی و تحلیل یک میکرورزوناتور حلقوی هایبرید پلاسمونی گرافنی فوق فشرده با ضریب کیفیت بالا

افشین احمدپور، امیر حبیب‌زاده شریف* و فائزه بهرامی چناقلو

دانشکده مهندسی برق، دانشگاه صنعتی سهند، تبریز، ایران

af_ahmadpour@sut.ac.ir, *sharif@sut.ac.ir, fa_bahrami@sut.ac.ir

چکیده - مدارهای مجتمع تمام نوری فوق فشرده با تلفات بسیار کم و ضریب کیفیت بالا نقش مهمی را در کاربردهای مختلف ایفا می‌کنند. میکرورزوناتورهای حلقوی جزو قطعات کلیدی این مدارها هستند. لذا در این مقاله، طراحی و تحلیل یک میکرورزوناتور حلقوی هایبرید پلاسمونی گرافنی فوق فشرده با ضریب کیفیت بالا ارائه شده است. نتایج بدست آمده از روش FDTD سه‌بعدی در حوزه فرکانس نشان می‌دهند که با افزایش شکاف هوایی بین حلقه و موجبر مستقیم، ضریب کیفیت و تلف عبوری میکرورزوناتور حلقوی در طول موج رزونانس ۱/۵۵ میکرومتر افزایش می‌یابند. مقادیر ضریب کیفیت و تلف عبوری مدار طراحی شده به ازای شکاف هوایی ۴۱۰ نانومتر به ترتیب مساوی ۳۱۰۰ و ۱/۰۶- دسی‌بل بوده و مساحت اشغال شده آن مساوی $3.5 \times 4.7\ \mu m^2$ است.

کلید واژه- ضریب کیفیت، موجبر هایبرید پلاسمونی گرافنی، میکرورزوناتور حلقوی.

Design and analysis of an ultra-compact graphene-based hybrid plasmonic microring resonator with a high Q-factor

Afshin Ahmadpour, Amir Habibzadeh-Sharif* and Faezeh Bahrami-Chenaghlou

Faculty of Electrical Engineering, Sahand University of Technology, Tabriz, Iran
af_ahmadpour@sut.ac.ir, *sharif@sut.ac.ir, fa_bahrami@sut.ac.ir

Abstract- Ultra-compact all-optical integrated circuits with ultra-low loss and high-quality factor play an essential role in various applications. Microring resonators are the key components of these circuits. Thus, in this paper, design and analysis of an ultra-compact graphene-based hybrid plasmonic microring resonator with a high-quality factor have been presented. The obtained results from the three-dimensional FDTD method in the frequency domain show that by increasing the air gap between the ring and the bus waveguide, the quality factor and insertion loss of the microring resonator increase at the resonance wavelength of 1550 nm. The values of quality factor and insertion loss of the designed circuit are equal to 3100 and -1.06 dB, respectively, for g = 410 nm, and the circuit footprint is equal to $3.5 \times 4.7\ \mu m^2$.

Keywords: Quality-factor, Graphene-based hybrid plasmonic waveguide, Microring resonator.

۱- مقدمه

میکرورزوناتور حلقوی به دلیل فشرده بودن و تکامل در ساخت از جایگاه مهمی در کاربردهای مدارهای مجتمع تمام نوری برخوردار است [۱ و ۲]. به طور ویژه، در برخی از کاربردها لازم است میکرورزوناتور حلقوی از مساحت و تلف عبوری کوچک و نیز ضریب کیفیت بالا برخوردار باشد [۳ و ۴]. برای افزایش ضریب کیفیت میکرورزوناتور حلقوی روش‌های مختلفی همانند فناوری SOA و نیز استفاده از مواد با تلفات پایین ارائه شده‌اند [۵]. در فناوری پلاسمونیک، موجبرهای پلاسمونی می‌توانند به عنوان یک انتخاب خوب برای تحقق مدارهای مجتمع تمام نوری در مقیاس نانو در نظر گرفته شوند. از طرفی، گرافن یک ماده دوبعدی است که در مقایسه با فلزات نجیب از تلفات اهمی کمتری برخوردار است. بنابراین، با استفاده از گرافن به عنوان هادی می‌توان تلفات اهمی موجبرهای پلاسمونی را به طور قابل‌توجهی کاهش داد [۵]. در سال‌های اخیر، میکرورزوناتورهای حلقوی پلاسمونی مختلفی با هدف افزایش ضریب کیفیت طراحی شده‌اند که از مساحت نسبتاً بزرگی برخوردارند [۳، ۴ و ۶]. در کار قبلی ما [۵]، یک موجبر هایبرید پلاسمونی چندلایه مبتنی‌بر گرافن طراحی شده که در طول‌موج ۱/۵۵ میکرومتر در میان موجبرهای هایبرید پلاسمونی از کمترین تلفات انتشاری برخوردار است.

در این مقاله برای اولین بار بر اساس دانسته‌های ما، طراحی و تحلیل یک میکرورزوناتور حلقوی فوق فشرده با شعاع ۱/۷ میکرومتر مبتنی‌بر موجبر هایبرید پلاسمونی گرافنی ارائه شده است. نتایج شبیه‌سازی‌های مبتنی‌بر روش FDTD سه‌بعدی نشان می‌دهند که با افزایش شکاف هوایی بین حلقه و موجبر مستقیم، می‌توان ضریب کیفیت و تلف عبوری میکرورزوناتور حلقوی را بهبود داد.

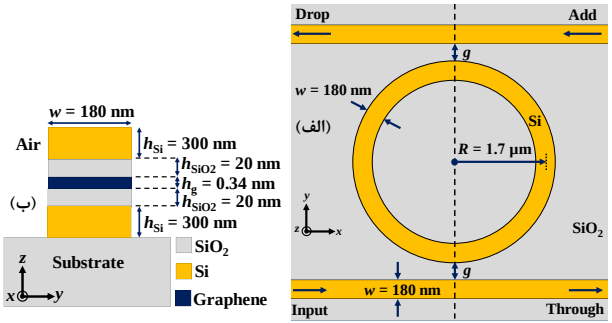
۲- طراحی

میکرورزوناتور حلقوی، یک رزوناتور موج متحرک است که معمولاً دایروی بوده و با خم شدن موجبر نوری ساخته می‌شود [۲]. در شکل ۱ ساختار پیشنهادی برای میکرورزوناتور حلقوی هایبرید پلاسمونی گرافنی و سطح مقطع عرضی حلقه و موجبر مستقیم نشان داده شده‌اند. مطابق شکل ۱(الف)، به منظور تحقق طول‌موج رزونانس ۱/۵۵ میکرومتر، شعاع میانگین حلقه برابر با ۱/۷ میکرومتر طراحی شده است. همچنین، شکاف هوایی g بین موجبرهای مستقیم و حلقه به صورت متغیر در بازه ۲۵۰ تا ۴۱۰ نانومتر در نظر گرفته شده است. موجبرهای مستقیم و حلقه طراحی شده متشکل از لایه‌هایی از جنس سیلیکون، سیلیکا و گرافن هستند. ابعاد سطح مقطع عرضی این موجبرها در شکل ۱(ب) مشخص شده‌اند. همچنین، ضرایب شکست سیلیکون و سیلیکا در طول‌موج کاری ۱/۵۵ میکرومتر به ترتیب برابر با ۳/۴۷۸ و ۱/۴۴ هستند. ضریب شکست گرافن نیز از طریق هدایت سطحی آن بدست می‌آید. هدایت سطحی گرافن را می‌توان با استفاده از فرمول Kubo به صورت زیر محاسبه نمود [۵]:

$$\sigma_g(\omega,\mu_c,\tau,T)=\sigma_{\text{intra}}+\sigma_{\text{inter}} \quad (۱)$$

$$\sigma_{\text{intra}}=\frac{ie^2k_BT}{\pi\hbar^2\left(\omega+i\tau^{-1}\right)}\left[\frac{\mu_c}{k_BT}+2\ln\left(\exp\left(\frac{-\mu_c}{k_BT}\right)+1\right)\right] \quad (۲)$$

$$\sigma_{\text{inter}}=\frac{ie^2}{4\pi\hbar}\ln\left(\frac{2|\mu_c|-\left(\omega+i\tau^{-1}\right)\hbar}{2|\mu_c|+\left(\omega+i\tau^{-1}\right)\hbar}\right) \quad (۳)$$



شکل ۱: (الف) میکرورزوناتور حلقوی، (ب) سطح مقطع عرضی موجبر مستقیم و حلقه.

مطابق این روابط، هدایت گرافن تابع فرکانس زاویه‌ای ω، انرژی فرمی μ_c، طول عمر حامل‌های آزاد τ و دمای T است. در این روابط، k_B ثابت بولتزمن، e بار الکترون و $\hbar$ ثابت پلانک کاهش یافته است. از طرفی، طول عمر حامل‌ها از طریق رابطه $\tau = \mu\mu_c/ev_f^2$ محاسبه می‌شود که μ قابلیت تحرک حامل‌های گرافن و v_f سرعت فرمی است. در این مقاله، $v_f = 10^6$ m/s و $\mu = 10000$ cm^2/V.s در نظر گرفته شده‌اند. در نهایت، ثابت دی‌الکتریک ε_g و ضریب شکست n_g گرافن را می‌توان به صورت زیر محاسبه نمود [۵]:

$$\varepsilon_g = 1 + i\sigma_g/\omega\varepsilon_0 t_g \quad (۴)$$

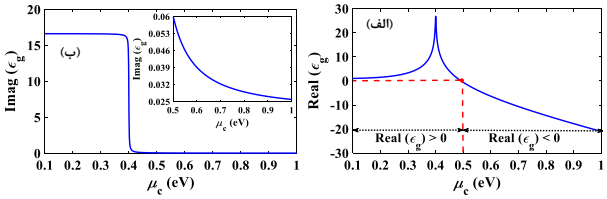
$$n_g = \sqrt{\varepsilon_g} \quad (۵)$$

که ε_0 ضریب نفوذ الکتریکی فضای آزاد بوده و $t_g = 0.34$ nm بیانگر ضخامت لایه گرافن است.

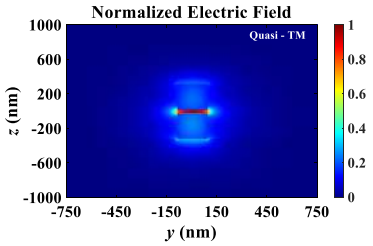
۳- تحلیل

در شکل ۲، منحنی‌های بخش‌های حقیقی و موهومی ε_g برحسب μ_c در طول‌موج ۱/۵۵ میکرومتر نشان داده شده‌اند. مطابق شکل ۲(الف)، به ازای μ_c در محدوده ۰/۱ تا ۰/۵ الکترون ولت، بخش حقیقی ε_g مثبت بوده و گرافن نقش عایق را ایفا می‌کند؛ در حالی که برای μ_c بزرگتر از ۰/۵ الکترون ولت، بخش حقیقی ε_g منفی بوده و گرافن به عنوان هادی رفتار می‌کند. از طرفی، شکل ۲(ب) نشان می‌دهد که بخش موهومی ε_g برای μ_c بزرگتر از ۰/۵ الکترون ولت روند کاهشی دارد. لذا در این مقاله، $\mu_c = 0.64$ eV در نظر گرفته شده است. بنابراین، $n_g = 0.006245+2.86008i$ است.

در شکل ۳ پروفایل توزیع میدان الکتریکی مود اول هدایتی شبه TM موجبر نشان داده شده است. بر اساس نتایج شبیه‌سازی، این مود در طول‌موج ۱/۵۵ میکرومتر دارای ضریب شکست مؤثر $1.913075 + 2.723501\times10^{-6}i$ بوده و میدان الکتریکی آن از حبس‌شدگی مودی بسیار خوبی برخوردار است.



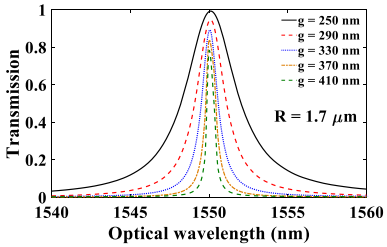
شکل ۲: منحنی‌های ε_g برحسب μ_c (الف) حقیقی، (ب) موهومی.



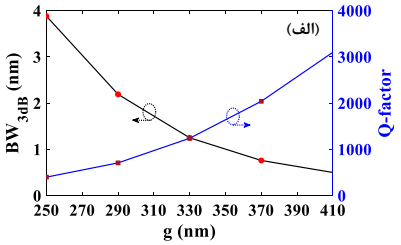
شکل ۳: توزیع میدان الکتریکی مود اول هدایتی موجبر.

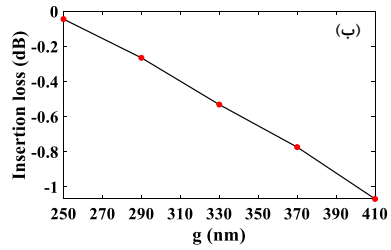
در شکل ۴، نمودار انتقال میکرورزوناتور حلقوی برحسب مقادیر مختلف g نشان داده شده است. شکل ۴ نشان می‌دهد که دامنه انتقال و پهنای باند سه دسی‌بل با افزایش g کاهش می‌یابند. بنابراین، می‌توان نتیجه گرفت که تغییر g بر مشخصات عملکردی میکرورزوناتور حلقوی در حوزه فرکانس تأثیرگذار است.

ضریب کیفیت میکرورزوناتور حلقوی از طریق رابطه $Q = \lambda_{res}/BW_{3dB}$ محاسبه می‌شود. شکل ۵ منحنی‌های تغییرات ضریب کیفیت، پهنای باند سه دسی‌بل و تلف عبوری میکرورزوناتور حلقوی را برحسب g نشان می‌دهد. بر اساس شکل ۵(الف)، با افزایش g مقدار Q افزایش یافته و BW_{3dB} کاهش می‌یابد. از طرفی، افزایش g منجر به افزایش تلف عبوری می‌شود. به دلیل تلفات بسیار کم موجبر هایبرید پلاسمونی گرافنی استفاده شده در طراحی میکرورزوناتور حلقوی، شکل ۵(ب) نشان می‌دهد که حداکثر مقدار تلف عبوری میکرورزوناتور حلقوی به ازای $g = 410$ nm مساوی -1.06 dB است. علاوه بر این، مقدار Q میکروزوناتور حلقوی طراحی شده برابر ۳۱۰۰ بوده و مساحت اشغال شده آن مساوی 4.7×3.5 μm^2 است.



شکل ۴: منحنی انتقال میکرورزوناتور حلقوی.





شکل ۵: منحنی‌های (الف) پهنای باند سه دسی‌بل و ضریب کیفیت، (ب) تلف عبوری میکرورزوناتور حلقوی برحسب g.

جدول ۱: مقایسه مشخصات عملکردی میکرورزوناتورهای حلقوی.

مرجع	مساحت (μm^2)	ضریب کیفیت	تلف عبوری (dB)
[۶]	۸ × ۷	۲۱۱	-۱/۷۸
[۳]	۵ × ۵/۵	۷۷۵	-۰/۷
[۴]	۶/۵ × ۶/۹	۱۰۳۴	-۱/۵
این مقاله	۳/۵ × ۴/۷	۳۱۰۰	-۱/۰۶

در جدول ۱، برخی از مشخصات عملکردی میکرورزوناتورهای حلقوی ارائه شده در سال‌های اخیر با میکرورزوناتور حلقوی طراحی شده در این مقاله مقایسه شده‌اند. همان‌طور که مشاهده می‌شود، میکرورزوناتور حلقوی پلاسمونی طراحی شده در مقایسه با کارهای قبلی، از مساحت بسیار کوچکتر و ضریب کیفیت بسیار بزرگتر برخوردار است. ضمن اینکه تلف عبوری آن در مقایسه با [۶] و [۴] کمتر است. بنابراین، میکرورزوناتور حلقوی طراحی شده در این مقاله می‌تواند عملکرد مناسبی را در مدارهای مجتمع تمام نوری مبتنی بر فناوری هایبرید پلاسمونیک داشته باشد.

۴- نتیجه‌گیری

طراحی و تحلیل یک میکرورزوناتور حلقوی فوق‌فشرده مبتنی‌بر موجبر هایبرید پلاسمونی گرافنی ارائه شد. نشان داده شد که تغییر g بر مشخصات عملکردی میکروروزناتور حلقوی در حوزه فرکانس همانند ضریب کیفیت و تلف عبوری تأثیرگذار است. به ازای g = 410 nm، مقادیر ضریب کیفیت، تلف عبوری و مساحت میکرورزوناتور حلقوی به ترتیب برابر ۳۱۰۰، ۱/۰۶- دسی‌بل و ۴/۷ × ۳/۵ میکرومترمربع بدست آمدند. این مشخصات عملکردی بسیار خوبی که برای میکرورزوناتور حلقوی حاصل شده‌اند ناشی از ابعاد فوق‌فشرده و تلفات بسیار کم موجبر هایبرید پلاسمونی گرافنی استفاده شده در طراحی آن هستند. بنابراین، این میکرورزوناتور حلقوی می‌تواند نقش مؤثری را در تحقق مدارهای مجتمع تمام نوری فوق‌فشرده ایفا نماید.

مرجع‌ها

[1] A. Ahmadpour, A. Habibzadeh-Sharif, and F. Bahrami-Chenaghlou, “Design and comprehensive analysis of an ultra-fast fractional-order temporal differentiator based on a plasmonic Bragg grating microring resonator”, Opt. Express, Vol. 29, No. 22, pp. 36257, 2021.

[2] A. Ahmadpour, A. Habibzadeh-Sharif, and F. Bahrami-Chenaghlou, “Electrically Tuned Fractional-Order Temporal Differentiator in Silicon Photonics”, Photo. Nan. – Funda. App., Vol. 47, pp. 100969, 2021.

[3] Y. Su, P. Chang, C. Lin, A. S. Helmy, “Record Purcell factors in ultracompact hybrid plasmonic ring resonators”, Sci. adv., Vol. 5, No. 8, pp. eaav1790, 2019.

[4] X. Sun, D. Dai, L. Thylén, and L. Wosinski, “Double-slot hybrid plasmonic ring resonator used for optical sensors and modulators”, Photonics, Vol. 2, No. 4, pp. 1116-1130, 2015.

[5] F. Bahrami-Chenaghlou, A. Habibzadeh-Sharif, and A. Ahmadpour, “Systematic design and analysis of a compact ultra-low loss graphene-based multilayer hybrid plasmonic waveguide”, Photo. Nan. – Funda. App., pp. 101088, 2022, 10.1016/j.photonics.2022.101088.

[6] A. Karimi, A. Zarifkar, and M. Miri, “Design of a Miniaturized Broadband Silicon Hybrid Plasmonic Temporal Integrator for Ultrafast Optical Signal Processing”, J. Lightwave Technol., Vol. 38, No. 8, pp. 2346-2352, 2020.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

تحلیل عددی تأثیر لایه‌های سلول خورشیدی پروسکایتی بر میزان جذب

لیلا نعمتی، امیر حبیب‌زاده شریف* و محمد اسکندری

دانشکده مهندسی برق، دانشگاه صنعتی سهند، تبریز، ایران

l_Nemati99@sut.ac.ir, *sharif@sut.ac.ir, mo_eskandari@sut.ac.ir

چکیده - پروسکایت‌ها به دلیل دارا بودن ویژگی‌های منحصربه‌فرد به عنوان لایه جاذب سلول‌های خورشیدی لایه نازک مورد استفاده قرار می‌گیرند. در این مقاله، ابتدا طیف جذب ماده پروسکایتی $CH_3NH_3PbI_3$ به ازای ضخامت‌های مختلف تحلیل شده و ضخامت بهینه آن تعیین شده است. سپس، تأثیر لایه‌های بازتابنده پشتی، ضدبازتاب، انتقال‌دهنده الکترون و انتقال‌دهنده حفره بر میزان جذب بررسی شده است. همچنین، نشان داده شده است که حذف لایه ZnO (لایه دوم انتقال‌دهنده الکترون) از ساختار سلول، باعث افزایش قابل‌توجه جذب می‌شود. تمامی تحلیل‌ها در محدوده طیف نور مرئی و با استفاده از روش المان محدود نرم‌افزار کامسول انجام شده‌اند.

کلید واژه- پروسکایت، سلول خورشیدی پروسکایتی، لایه انتقال دهنده الکترون.

Numerical analysis of the effect of perovskite solar cell layers on the absorption

Leila Nemati, Amir Habibzadeh-Sharif* and Mohammad Eskandari

Faculty of Electrical Engineering, Sahand University of Technology, Tabriz, Iran
l_Nemati99@sut.ac.ir, *sharif@sut.ac.ir, mo_eskandari@sut.ac.ir

Abstract- Perovskites have unique properties that justify their use in solar cells. In this paper, firstly absorption spectrum of the $CH_3NH_3PbI_3$ perovskite with different thicknesses has been analyzed and its optimum thickness has been determined. Then, effect of the back reflector, antireflection, electron transfer and hole transfer layers on the absorption has been investigated. Also, it has been shown that removing the ZnO layer (the second electron transfer layer) increases the absorption. All of the analyses have been performed in the visible light spectrum using the finite element method of COMSOL software.

Keywords: Perovskite, Perovskite solar cell, Electron transfer layer.

۱- مقدمه

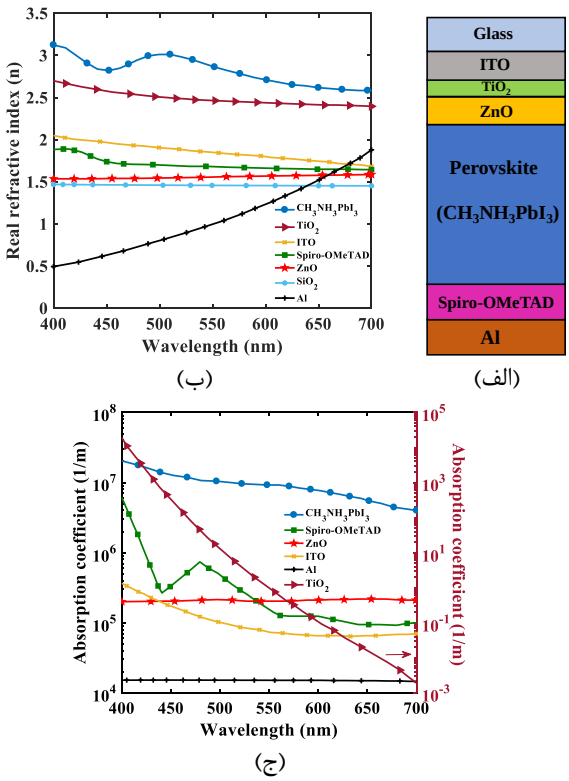
سلول‌های خورشیدی لایه نازک از قرار دادن یک یا چند لایه با پوشش نازک از مواد فوتوولتائیک بر روی لایه‌ای از شیشه، پلاستیک یا هادی ساخته می‌شوند. ضخامت نازک این سلول‌ها منجر به انعطاف‌پذیری بالا و وزن کم آنها شده است [۱ و ۲]. امروزه سلول‌های خورشیدی لایه نازک پروسکایتی تحول بزرگی در این صنعت ایجاد کرده‌اند. ساختار پروسکایت به صورت ABX_3 است که A یک کاتیون آلی یک ظرفیتی مثل متیل آمونیوم، B یک کاتیون فلزی غیرآلی مثل قلع یا سرب و X بیانگر آنیون هالید مثل ید، برم و کلر است [۳]. از مزایای این سلول‌ها می‌توان به قابلیت تحرک زیاد حامل‌ها، شکاف باند مناسب، پایداری خوب، هزینه کم و آسان بودن فرآیند ساخت آنها اشاره کرد. بازده تبدیل انرژی آنها از ۳/۸۱ درصد در سال ۲۰۰۹ به ۲۵/۵ درصد در سال ۲۰۲۰ بهبود یافته است [۴]. برای بهبود بیشتر بازده تبدیل انرژی، پژوهش‌ها می‌بایست بر روی طراحی مواد، معماری ساختار سلول و استفاده از روش‌های به دام‌اندازی نور متمرکز شوند [۵].

لذا، در این مقاله ابتدا ضخامت بهینه لایه پروسکایت تعیین شده است. سپس، به منظور بررسی تأثیر لایه‌ها در میزان جذب، ابتدا نشان داده شده که لایه بازتابنده پشتی با بازتاب نور به داخل سلول باعث افزایش جذب می‌شود. سپس، با افزودن لایه‌های ضدبازتاب، نقش این لایه‌ها در کاهش بازتاب نور از سطح سلول بررسی شده است. در ادامه، تأثیر لایه‌های انتقال‌دهنده الکترون بررسی شده و مشخص شده است که لایه ZnO (لایه دوم انتقال‌دهنده الکترون) باعث کاهش میزان جذب شده و حذف آن جذب را افزایش می‌دهد. در نهایت، نشان داده شده است که افزودن لایه انتقال‌دهنده حفره (HTL)، افزایش قابل‌توجهی در میزان جذب ایجاد نمی‌کند. تمامی شبیه‌سازی‌ها در محدوده طیف نور مرئی و با استفاده از نرم‌افزار کامسول انجام شده‌اند.

۲- ساختار پیشنهادی و نتایج شبیه‌سازی‌ها

مطابق شکل ۱(الف)، سلول خورشیدی پروسکایتی از بالا به پایین شامل لایه SiO_2 به عنوان محافظ و پوشش، لایه ITO به عنوان آند و لایه‌های TiO_2 و ZnO به عنوان انتقال‌دهنده الکترون است. این چهار لایه نقش پوشش ضدبازتاب را نیز ایفا می‌کنند. از لایه پروسکایت از نوع متیل آمونیوم یدید سرب به دلیل خواص نوری و الکترونیکی جالبش [۶] به عنوان جاذب استفاده شده و لایه‌های Spiro-OMeTAD و Al نیز به ترتیب به عنوان انتقال‌دهنده حفره و بازتابنده پشتی (و کاتد) بکار رفته‌اند. طیف ضریب شکست و ضریب جذب تمامی لایه‌ها در شکل‌های ۱(ب) و (ج) ارائه شده‌اند.

ضخامت لایه‌های ضدبازتاب (SiO_2، ITO، TiO_2 و ZnO) با استفاده از رابطه $d = \lambda_0/4n(\lambda_0)$ به ترتیب ۹۵، ۷۵، ۵۰ و ۹۰ نانومتر محاسبه شده‌اند. در این رابطه، λ_0 طول موج مرکزی در استاندارد طیف خورشیدی (۵۵۰ نانومتر) بوده و $n(\lambda_0)$ ضریب شکست ماده موردنظر در این طول موج است.



شکل ۱: (الف) ساختار سلول خورشیدی پروسکایتی، (ب) ضریب شکست و (ج) ضریب جذب لایه‌های مختلف.

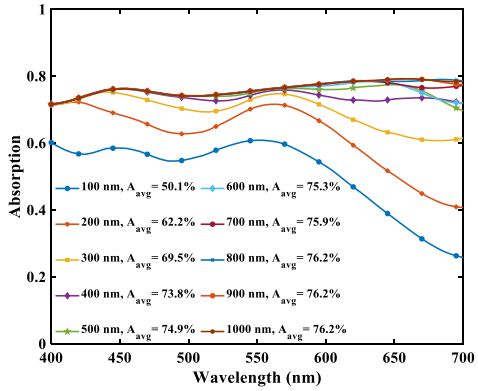
ضخامت لایه پروسکایت نیز طوری تعیین می‌شود که ضمن حفظ لایه نازک بودن آن، جذب قابل‌توجهی نیز حاصل شود. مطابق شکل ۲، با افزایش ضخامت پروسکایت از ۱۰۰ تا ۵۰۰ نانومتر، میانگین جذب بهبود یافته و سپس، تغییر محسوسی ندارد. بنابراین ضخامت بهینه آن ۵۰۰ نانومتر لحاظ شده است. ضخامت لایه انتقال‌دهنده حفره نیز تأثیری در میانگین جذب نداشته و کاهش آن موجب افزایش نرخ تولید حامل‌ها شده و لایه نازک بودن ساختار نیز حفظ می‌شود. این لایه می‌بایست توانایی جمع‌آوری حفره‌ها را نیز داشته باشد. بنابراین ضخامت آن ۱۰۰ نانومتر در نظر گرفته شده است [۶]. ضخامت لایه بازتابنده Al نیز مساوی ۱۰۰ نانومتر تعیین شده که بسیار بیشتر از عمق پوستی آن است.

۳- بررسی تأثیر لایه‌ها در میزان جذب

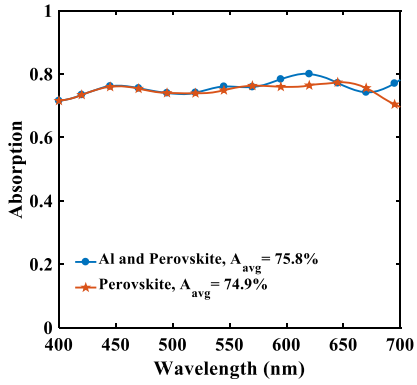
طیف جذب لایه پروسکایت با ضخامت ۵۰۰ نانومتر با طیف جذب ساختار متشکل از لایه‌های پروسکایت و Al در شکل ۳ مقایسه شده است. مطابق این نتایج، Al موجب افزایش جذب در طول موج‌های بلندتر می‌شود؛ زیرا برخلاف طول موج‌های کوتاه‌تر که بخش عمده توان نور جذب پروسکایت می‌شود، در طول موج‌های بلندتر، نور از پروسکایت عبور کرده و به Al می‌رسد. در این حالت، Al نور را به لایه پروسکایت بازتاب داده و باعث افزایش جذب می‌شود.

طیف ساختار متشکل از لایه‌های Al و پروسکایت با طیف‌های جذب ساختارهای متشکل از لایه‌های پروسکایت، Al و ضدبازتاب در شکل ۴ مقایسه شده‌اند. مطابق این نتایج، اولاً لایه ضدبازتاب با کاهش اثر فرنل (بازتاب نور از سطح سلول خورشیدی) باعث افزایش جذب می‌شود؛ ثانیاً لایه‌های ZnO و TiO_2 به ترتیب بیشترین و کمترین تأثیر را در افزایش جذب داشته‌اند. زیرا مطابق شکل ۲(ج)، ضریب جذب ZnO بسیار بیشتر از ضریب جذب TiO_2 است.

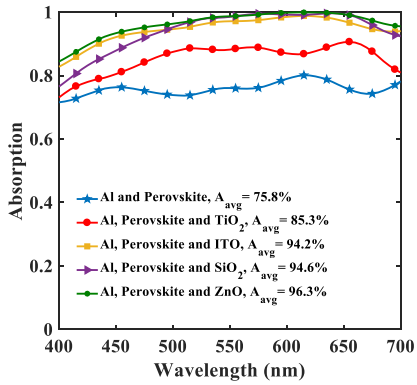
طیف‌های جذب ساختارهای مبتنی بر TiO_2، ZnO و TiO_2 و ZnO در شکل ۵ مقایسه شده‌اند.



شکل ۲: طیف جذبی لایه پروسکایت با ضخامت‌های مختلف.

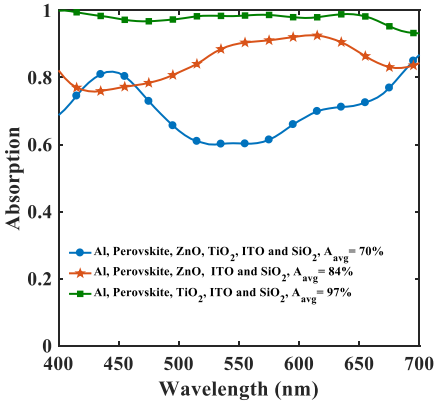


شکل ۳: مقایسه طیف جذب در حالت‌های حضور و عدم حضور Al.

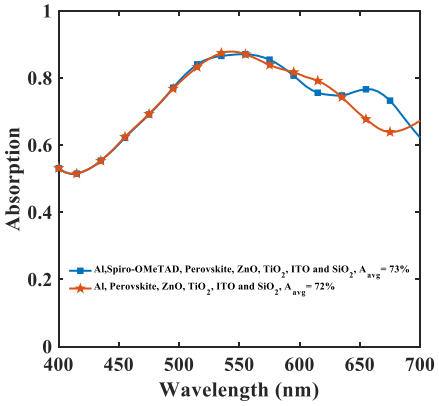


شکل ۴: مقایسه طیف جذبی ARCهای مختلف.

مطابق این نتایج، میانگین جذب ساختار مبتنی بر TiO_2 بیشترین مقدار را داشته و لایه ZnO به عنوان لایه دوم انتقال‌دهنده الکترون باعث کاهش قابل‌توجه میانگین جذب شده است. دلیل این موضوع به عدم رعایت افزایش تدریجی ضریب شکست لایه‌های ضدبازتاب با حضور ZnO برمی‌گردد؛ چرا که مطابق شکل ۲(ب)، ضریب شکست ZnO در تمامی طول‌موج‌ها کمتر از ضرایب شکست TiO_2 و ITO است که این موضوع منجر به بازتاب قابل‌توجه نور از سطح بالایی سلول و کاهش میانگین جذب آن می‌شود.



شکل ۵: طیف جذب ساختارهای مبتنی بر TiO_2، ZnO و TiO_2 و ZnO.



شکل ۶: طیف جذب ساختار مبتنی بر لایه انتقال‌دهنده حفره و ساختار بدون لایه انتقال‌دهنده حفره.

بنابراین، حذف این لایه باعث بهبود میانگین جذب سلول می‌شود. بدیهی است که با حذف این لایه، TiO_2 می‌تواند به تنهایی نقش انتقال‌دهنده الکترون را ایفا نماید.

در نهایت، تأثیر لایه انتقال‌دهنده حفره بر میزان جذب در شکل ۶ بررسی شده است. این لایه به دلیل دارا بودن ضریب جذب کمتر نسبت به پروسکایت (مطابق شکل ۲(ج))، تأثیر چندانی در افزایش میانگین جذب ندارد.

۴- نتیجه‌گیری

تأثیر لایه‌های سلول خورشیدی پروسکایتی بر میزان جذب با استفاده از تحلیل‌های تمام‌موج مبتنی بر نرم‌افزار کامسول در محدوده طیف نور مرئی مورد بررسی قرار گرفت. در این راستا، ابتدا طیف جذبی پروسکایت از نوع متیل آمونیوم سرب یدید به ازای ضخامت‌های مختلف تحلیل شده و ضخامت بهینه آن بدست آمد. سپس، نشان داده شد که لایه بازتابنده پشتی باعث افزایش میانگین جذب می‌شود. سپس، طیف جذب ساختار متشکل از لایه‌های بازتابنده پشتی و پروسکایت با طیف‌های جذب ساختارهای متشکل از لایه‌های بازتابنده پشتی، پروسکایت و ضدبازتاب مقایسه شدند. برای لایه ضدبازتاب از مواد مختلف TiO_2، ZnO، SiO_2 و ITO استفاده شد و نشان داده شد که لایه ضدبازتاب با کاهش اثر فرنل موجب افزایش جذب شده و لایه ZnO بیشترین تأثیر را در افزایش جذب دارد. در نهایت، تأثیر لایه‌های بازتابنده پشتی، ضدبازتاب، انتقال‌دهنده الکترون و انتقال‌دهنده حفره بر میزان جذب بررسی شد و نشان داده شد که حذف لایه ZnO (لایه دوم انتقال‌دهنده الکترون) از ساختار سلول، باعث افزایش قابل‌توجه جذب می‌شود.

مرجع‌ها

[1] M.A. Green, *Solar cells: operating principles, technology, and system applications*, Englewood Cliffs, 1982.

[2] J. Müller, et al., “TCO and light trapping in silicon thin film solar cells”, Solar energy, Vol. 77, No. 6, pp. 917-930, 2004.

[3] Zandi, S. and M. Razaghi, “Finite element simulation of perovskite solar cell: A study on efficiency improvement based on structural and material modification”, Solar Energy, Vol. 179, pp. 298-306, 2019.

[4] Yue, L., et al., “Light absorption in perovskite solar cell: Fundamentals and plasmonic enhancement of infrared band absorption”, Solar Energy, Vol. 124, pp. 143-152, 2016.

[5] Huang, Q., et al., *Plasmonic thin film solar cells*, Nanostructured Solar Cells, pp. 137, 2017.

[6] Shaikh, M., Q. Zafar, and A. Papadakis, “A study of electromagnetic light propagation in a perovskite-based solar cell via a computational modelling approach”, Bulletin of Materials Science, Vol.42, No. 4, pp. 1-7, 2019.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

تأثیر توری لایه‌های مختلف سلول خورشیدی لایه نازک در بهبود جذب و چگالی جریان اتصال کوتاه

فاطمه غنی‌زاده خسروشاهی، امیر حبیب‌زاده شریف* و محمد اسکندری

دانشکده مهندسی برق، دانشگاه صنعتی سهند، تبریز، ایران

Fatemeh.gnz7798@gmail.com, *sharif@sut.ac.ir, mo_eskandari@sut.ac.ir

چکیده - استفاده از ساختارهای توری در لایه‌های مختلف سلول‌های خورشیدی لایه نازک سیلیکونی به منظور به‌دام‌اندازی نور و افزایش جذب و چگالی جریان اتصال کوتاه مطرح شده است. لذا، در این مقاله ابتدا سلول خورشیدی مرجع متشکل از لایه‌های اکسید هادی شفاف، جاذب و بازتابنده تحلیل شده است. سپس، توری در لایه‌های مختلف ساختار ایجاد شده و طیف جذب، میانگین جذب لایه جاذب، چگالی جریان اتصال کوتاه و ضریب پرشدگی سلول مرجع و سلول‌های دارای توری با همدیگر مقایسه شده‌اند. این مقایسه‌ها به ازای ابعاد بهینه توری‌ها بوده و نشان داده شده است که میانگین جذب لایه جاذب و چگالی جریان اتصال کوتاه برای سلول دارای سه لایه توری در مقایسه با سلول مرجع به ترتیب در حدود ۱۲ درصد و ۱۷ درصد افزایش یافته‌اند.

کلید واژه- چگالی جریان اتصال کوتاه، ساختار توری، سلول خورشیدی، میانگین جذب.

Effect of the Gratings in different layers of the thin-film solar cells on improvement of the absorption and short-circuit current density

Fatemeh Ghanizadeh Khosroshahi, Amir Habibzadeh-Sharif* and Mohammad Eskandari

Faculty of Electrical Engineering, Sahand University of Technology, Tabriz, Iran
Fatemeh.gnz7798@gmail.com, *sharif@sut.ac.ir, mo_eskandari@sut.ac.ir

Abstract- The use of grating structures in different layers of silicon thin film solar cells has been suggested in order to trap light and increase absorption and short circuit current density. Therefore, in this paper, a reference solar cell consisting of transparent conductive oxide, absorber and reflector layers has been analyzed. Then, the gratings have been created in different layers of the structure and the absorption spectrum, the average absorption of the absorber layer, the short circuit current density, and the fill factor of the reference cell and the cells with gratings have been compared with each other. These comparisons are for the optimal dimensions of the gratings and it has been shown that the average absorption of the absorber layer and the short circuit current density for the cell with three grating layers have increased by about 12% and 17%, respectively, compared to the reference cell.

Keywords: Short-circuit current density, Solar cell, Grating structure, Average absorption.

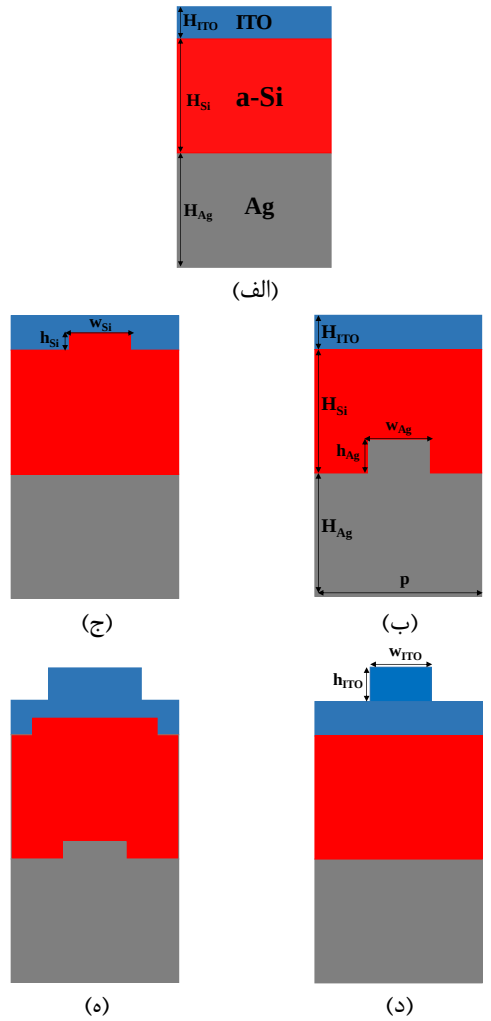
۱- مقدمه

رشد مداوم مصرف انرژی و رو به اتمام بودن سوخت‌های فسیلی و مشکلات زیست محیطی آنها موجب مطرح شدن منابع انرژی تجدیدپذیر شده‌اند. در این راستا، انرژی خورشیدی گزینه مناسبی بوده و سلول‌های خورشیدی به عنوان مبدل انرژی نور به انرژی الکتریکی مطرح شده‌اند [۱]. در این سلول‌ها از نیمه‌هادی‌ها به عنوان لایه جاذب نور استفاده می‌شود. سلول‌های خورشیدی لایه نازک سیلیکونی به دلیل هزینه کم و سهولت ساخت، گزینه مناسبی برای تولید در مقیاس بزرگ هستند. با این حال، یکی از چالش‌های مهم این سلول‌ها، جذب نسبتاً پایین سیلیکون در محدوده طول‌موجی ۸۰۰ تا ۱۰۰۰ نانومتر است [۲ و ۳]. روش‌های متنوعی به منظور افزایش جذب این سلول‌ها مطرح شده‌اند که یکی از آن‌ها استفاده از ساختارهای توری در لایه‌های مختلف سلول است. مکانیزم اثرگذاری ساختار توری بر افزایش جذب سلول‌های خورشیدی بسته به موقعیت آن متفاوت است. در حالت قرارگیری ساختار توری در سطح سلول، مکانیزم پراکندگی نور در میزان جذب تأثیرگذار است [۴]. در حالتی که توری در کف لایه فعال قرار بگیرد، از طریق مکانیزم‌های کوپل مودی و پراکندگی نور باعث افزایش جذب نور می‌شود [۵ و ۶].

در این مقاله، ابتدا سلول خورشیدی مرجع متشکل از لایه‌های اکسید هادی شفاف، جاذب و بازتابنده نور تحلیل شده است. سپس، با ایجاد توری در لایه‌های مختلف، طیف جذب، میانگین جذب لایه جاذب، مشخصه‌های جریان-ولتاژ و ضریب پرشدگی آنها به ازای ابعاد بهینه توری‌ها بدست آمده و با همدیگر مقایسه شده‌اند. میانگین جذب لایه جاذب برای سلول دارای سه لایه توری در مقایسه با سلول مرجع در حدود ۸ درصد افزایش یافته و به حدود ۷۱ درصد رسیده است. تمامی شبیه‌سازی‌های عددی با استفاده از ماژول FDTD نرم‌افزار لومریکال انجام شده‌اند.

۲- ساختارهای پیشنهادی

شکل ۱(الف) ساختار سلول خورشیدی لایه نازک مرجع را نشان می‌دهد؛ لایه‌های جاذب، بازتابنده و اکسید هادی شفاف به ترتیب از سیلیکون آمورف، نقره و ایندیوم قلع اکسید (ITO) تشکیل شده و ضخامت آنها به ترتیب، ۴۰۰، ۴۰۰ و ۱۰۰ نانومتر است. در شکل‌های ۱(ب) تا ۱(ه) ساختارهای پیشنهادی دارای توری با دوره تناوب ۳۰۰ نانومتر نشان داده شده‌اند. توری‌ها در ساختارهای پیشنهادی اول تا سوم به ترتیب فقط در لایه بازتابنده، فقط در لایه جاذب، و فقط در لایه اکسید هادی شفاف و در ساختار پیشنهادی چهارم در هر سه لایه ایجاد شده‌اند.



شکل ۱: ساختار سلول‌های خورشیدی لایه نازک، (الف) ساختار سلول مرجع، (ب) ساختار پیشنهادی اول، (ج) ساختار پیشنهادی دوم، (د) ساختار پیشنهادی سوم، (ه) ساختار پیشنهادی چهارم
H_{ITO} = 100 nm, H_{Si} = 400 nm, H_{Ag} = 400 nm, P = 300 nm

۳- نتایج شبیه‌سازی‌ها

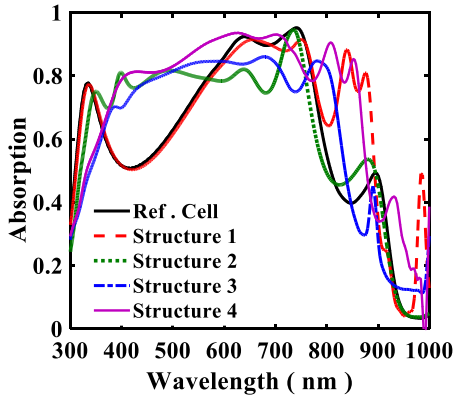
طیف جذب لایه‌های جاذب سلول مرجع و ۴ ساختار پیشنهادی دارای توری با ابعاد بهینه در شکل ۲ نشان داده شده‌اند. برای ساختار پیشنهادی اول، عرض بهینه توری (w_{Ag}) ۱۰۰ نانومتر و ارتفاع بهینه توری (h_{Ag}) ۵۰ نانومتر حاصل شده است. برای ساختار پیشنهادی دوم، عرض بهینه توری (w_{Si}) ۲۰۰ نانومتر و ارتفاع بهینه توری (h_{Si}) ۵۰ نانومتر تعیین شده است. به همین ترتیب، برای ساختار پیشنهادی سوم، عرض بهینه توری (w_{ITO}) ۱۵۰ نانومتر و ارتفاع بهینه توری (h_{ITO}) ۱۰۰ نانومتر بدست آمده است. در نهایت، ساختار پیشنهادی چهارم متشکل از سه لایه توری با همان ابعاد بهینه بدست آمده برای ساختارهای قبلی طراحی شده است.

با توجه به اهمیت جریان برداشت شده از سلول خورشیدی، منحنی‌های مشخصه جریان-ولتاژ سلول مرجع و ساختارهای پیشنهادی در شکل ۳ ارائه شده‌اند. ولتاژ مدار باز تمامی ساختارها برابر با ۰/۶۲ ولت بدست آمده است. ضریب پرشدگی نیز برای تمامی ساختارها محاسبه شده و تمامی مقادیر حاصل برای میانگین جذب لایه جاذب، چگالی جریان اتصال‌کوتاه و ضریب پرشدگی سلول مرجع و ساختارهای پیشنهادی در جدول ۱ ارائه شده‌اند.

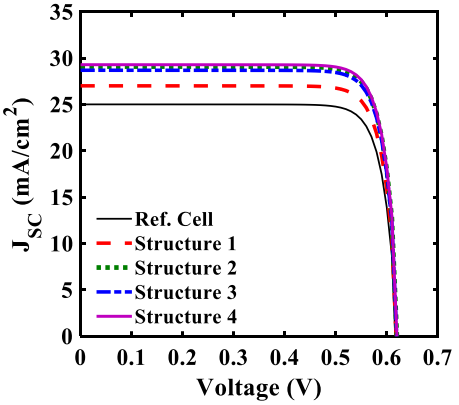
همان‌طور که مشاهده می‌شود، تمامی ساختارهای پیشنهادی در مقایسه با سلول مرجع از عملکرد بهتری برخوردار بوده و در بین آنها، ساختار پیشنهادی چهارم از بیشترین میانگین جذب، چگالی جریان اتصال‌کوتاه و ضریب پرشدگی برخوردار است.

در تحلیل این نتایج می‌توان به موارد زیر اشاره کرد:

۱- ساختارهای توری به دلیل ایجاد تغییرات تناوبی در ضریب شکست، منجر به تغییرات تناوبی در فاز و یا دامنه موج بازتابی و پراش نور بازتابی می‌شوند. این پدیده توسط رابطه $m\lambda = nP\sin\theta_m$ قابل بیان است که در آن، m مرتبه پراش، λ طول موج نور تابشی، n ضریب شکست ناحیه پراش نور، P دوره تناوب توری و θ_m نیز زاویه پراش مربوط به مرتبه m است.



شکل ۲: طیف جذب لایه جاذب سلول مرجع و ساختارهای پیشنهادی دارای توری با ابعاد بهینه



شکل ۳: مشخصه‌های جریان-ولتاژ سلول مرجع و ساختارهای پیشنهادی دارای توری با ابعاد بهینه

جدول ۱: میانگین جذب لایه جاذب و چگالی جریان اتصال‌کوتاه ساختارهای مختلف

ساختار	میانگین جذب لایه جاذب (٪)	چگالی جریان اتصال کوتاه (mA/cm^2)	ضریب پرشدگی
مرجع	۶۳/۴۴	۲۵	۰/۸۲۹۳
اول	۶۴/۵۶	۲۷	۰/۸۳۲۱
دوم	۷۰/۳۲	۲۹/۱	۰/۸۳۴۷
سوم	۶۷/۸۵	۲۸/۷	۰/۸۳۴۲
چهارم	۷۰/۹۵	۲۹/۲۹	۰/۸۳۴۹

۲- طیف جذب ساختار اول تا حوالی طول‌موج ۸۰۰ نانومتر با طیف جذب سلول مرجع تقریباً یکسان بوده ولی توری لایه بازتابنده موجب تحریک پلاسمون‌های سطحی محلی، تقویت میدان‌های محلی و در نتیجه، افزایش جذب نور می‌شود. بنابراین، توری لایه بازتابنده موجب می‌شود که این ساختار به ازای طول‌موج‌های بلندتر از ۸۰۰ نانومتر از عملکرد جذبی بهتری برخوردار باشد. در نتیجه، بهبود میانگین جذب لایه جاذب و چگالی جریان اتصال‌کوتاه این ساختار علی‌رغم کاهش حجم لایه جاذب (به اندازه حجم توری لایه بازتابنده) ناشی از به‌دام‌اندازی نور توسط توری لایه بازتابنده است.

۳- طیف جذب ساختار دوم در بازه طول‌موجی حدود ۳۵۰ تا ۷۰۰ نانومتر بهبود قابل‌توجهی نسبت به طیف جذب سلول مرجع دارد. در نتیجه، میانگین جذب لایه جاذب و چگالی جریان اتصال‌کوتاه بهبود قابل‌توجهی داشته‌اند که ناشی از به‌دام‌اندازی نور توسط توری لایه جاذب و افزایش حجم لایه جاذب (به اندازه حجم توری) است.

۴- طیف جذب ساختار سوم در بازه طول‌موجی حدود ۳۵۰ تا ۵۷۰ نانومتر بهبود قابل‌توجهی نسبت به طیف جذب سلول مرجع دارد. در نتیجه، میانگین جذب لایه جاذب و چگالی جریان اتصال‌کوتاه این ساختار بهبود قابل‌توجهی داشته‌اند که ناشی از به‌دام‌اندازی نور توسط توری لایه اکسید هادی شفاف بدون تغییر حجم لایه جاذب است.

۵- عملکرد بهتر ساختار دوم نسبت به ساختار سوم به دلیل تأثیر بیشتر توری لایه جاذب در مقایسه با توری لایه اکسید هادی شفاف در به‌دام‌اندازی نور در لایه جاذب و حجم بیشتر لایه جاذب در ساختار دوم نسبت به ساختار سوم است.

۶- طیف جذب ساختار چهارم تقریباً در کل طیف طول‌موجی ۳۰۰ تا ۱۰۰۰ نانومتر (به استثناء بازه‌های کوچک طول‌موجی) بهبود قابل‌توجهی نسبت به طیف جذب سلول مرجع داشته است. بهبود قابل‌توجه میانگین جذب لایه جاذب و چگالی جریان اتصال‌کوتاه این ساختار ناشی از به‌دام‌اندازی نور در لایه جاذب توسط توری‌های طراحی شده در لایه‌های بازتابنده، جاذب و اکسید هادی شفاف بوده و البته، افزایش جزئی حجم لایه جاذب نیز سهم مختصری در این بهبود عملکردی دارد.

۴- نتیجه‌گیری

با استفاده از شبیه‌سازی‌های مبتنی بر نرم‌افزار لومریکال، تأثیر توری لایه‌های مختلف سلول خورشیدی لایه نازک در بهبود جذب لایه جاذب و چگالی جریان اتصال کوتاه سلول خورشیدی تحلیل شد. نشان داده شد که توری در لایه‌های مختلف از طریق افزایش به‌دام‌اندازی نور در لایه جاذب منجر به بهبود عملکرد سلول خورشیدی می‌شود. بهترین عملکرد سلول خورشیدی در ساختار شامل توری‌های با ابعاد بهینه در هر سه لایه ساختار تحقق یافته است.

مرجع‌ها

[1] M. B. Hayat, D. Ali, K. C. Monyake, L. Alagha, and N. Ahmed, “Solar energy-A look into power generation, challenges, and a solar-powered future”, International Journal of Energy Research, Vol. 43, No, 3, pp. 1049-1067,2019.

[2] E. T. Efaz, M. M. Rhaman, S. Al Imam, K. L. Bashar, F. Kabir, M. E. Mourtaza, and F. A. Mozahid, “A review of primary technologies of thin-film solar cells”, Engineering Research Express, Vol. 3, No. 3, pp. 032001, 2021.

[3] J. Ramanujam, D. M. Bishop, T. K. Todorov, O. Gunawan, J. Rath, R. Nekovei, and A. Romeo, “Flexible CIGS, CdTe and a-Si: H based thin film solar cells: A review”, Progress in Materials Science, Vol. 110, pp. 100619, 2020.

[4] T. Sun, H. Shi, L. Cao, Y. Liu, J. Tu, M. Lu, and F. Zhang, “Double grating high efficiency nanostructured silicon-based ultra-thin solar cells”, Results in Physics, Vol. 19, pp. 103442, 2020.

[5] T. Iqbal, M. Ijaz, M. Javaid, M. Rafique, K. N. Riaz, M. B. Tahir, and S. Afsheen, “An optimal Au grating structure for light absorption in amorphous silicon thin film solar cell”, Plasmonics, Vol. 14, No. 1, pp. 147-154, 2019.

[6] I. Massiot, A. Cattoni, and S. Collin, “Progress and prospects for ultrathin solar cells”, Nature Energy, Vol. 5, No. 12, pp. 959-972, 2020.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

عامل‌دار کردن نانوذرات سیلیکون در آب برای کاربردهای فوتونیکی

مجید طاهری[1]

[1]پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، انتهای خیابان کارگر شمالی، تهران

Email: majidtaheri61@yahoo.com

چکیده - روش‌های متعددی برای عامل‌دار کردن نانوذرات سیلیکون وجود دارد از جمله هیدروسیلیلاسیون و سیلانیزاسیون. از مزایای عامل‌دار کردن نانوذرات سیلیکون جلوگیری از اکسید شدن و یا به هم چسبیدن ذرات و در نتیجه افزایش پایداری نانوذرات می‌باشد. همچنین، اصلاح سطح نانوذرات سیلیکون، باعث بهبود خواص اپتیکی نانوذرات نیز می‌شود به طوری که عامل‌دار کردن یک مسیر جدید را برای تابش‌های ناحیه مرئی ایجاد می‌کند. در این پژوهش، برای عامل‌دار کردن نانوذرات سیلیکون با گروه‌های آمینه، ابتدا نانوذرات سیلیکون از روش کندوسوز لیزری در محیط آب تولید شده و بلافاصله بعد از تولید، با ۳- آمینو پروپیل تری اتوکسی سیلان مخلوط شده است. در این روش، بدون استفاده از فرآیندهای اضافی شامل حرارت، تابش و فرآیندهای شیمیایی، می‌توان نانوذرات را با گروه آمینه، عامل‌دار کرد. این ساز وکار، روشی نوین، با صرفه اقتصادی و سرعت بالا محسوب می‌شود. جهت مشخص یابی نانوذرات عامل دار از طیف سنجی فرابنفش مرئی و طیف فوتولومینسانس استفاده شده است. نتایج طیف فرابنفش مرئی نشان می‌دهد که این نانوذرات عامل دار بعد از گذشت ۵ ماه پایداری بسیار خوبی دارند. همچنین، طیف فوتولومینسانس نانوذرات سیلیکون عامل‌دار نشان می‌دهد که با افزایش طول موج برانگیختگی پیک تابشی نانوذرات سیلیکون عامل‌دار به سمت طول موج‌های بلندتر جابه‌جا شده‌است.

کلید واژه- عامل دار کردن، فوتولومینسانس، کندوسوز لیزری، نانوذرات سیلیکون.

Functionalization of Silicon Nanoparticles in Water for Photonic Applications

Majid Taheri[1]

[1] Plasma and Nuclear Fusion Research school, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran

Email: majidtaheri61@yahoo.com

Abstract- Various methods have been developed to functionalized silicon nanoparticles surfaces such as hydrosilylation and silanization. The presence of amine-end groups on silicon nanoparticles surfaces can enhance stability of nanoparticles in chemical and biological environments allowing easily attachment of the molecules. Also, modification of the surface of silicon nanoparticles improves their optical properties by creating a new pathway for visible radiation. In this research, the amine functionalized silicon nanoparticles colloid is prepared by adding organosilane in silicon nanoparticles colloidal solution which freshly synthesized by laser ablation of silicon target in distilled water. In this method, without the use of additional processes including heat, radiation and chemical processes, nanoparticles can be functionalized with the amino group. This technique is a new, economical and fast method. The amine-terminated surface of silicon nanoparticles is characterized using UV-visible absorption and photoluminescence spectroscopy. The results of visible UV spectrum show that these functionalized nanoparticles have very good stability after 5 months. In addition, the photoluminescence of the colloids exhibits that with increasing excitation wavelength, the emission peak of functionalized silicon nanoparticles has shifted to longer wavelengths.

Keywords: Functionalization, Photoluminescence, Laser ablation, Silicon nanoparticles.

مقدمه

در دهه‌های اخیر نانوذرات سیلیکون به دلیل زیست سازگاری، بازده کوانتومی فوتولومینسانس و پایداری نوری بالا در حوزه‌های زیستی و پزشکی مورد توجه محققان قرار گرفته است [۱]. خواص سطحی نانوذرات به شدت بر ویژگی‌های آنها تأثیر گذار می‌باشد. همچنین، نانوذرات سیلیکون به شدت قابلیت اکسید شدن با گذر زمان را دارند. بنابراین ضروری است خواص اپتیکی و الکترونیکی این نانوذرات بهبود پیدا کنند. مطالعات نشان داد است که یکی از روش‌های که می‌توان خواص این نانوذرات را تغییر داد و آن را بهینه کرد، اصلاح سطح این ذرات یا مهندسی سطح می‌باشد [۲]. تاکنون روش‌های شیمیایی و فیزیکی متعددی برای تولید نانوذرات سیلیکون به کار رفته است. از جمله روش‌های ساده و پرکاربرد فیزیکی برای تهیه نانوذرات سیلیکون روش کندوسوز لیزری در محیط مایع می‌باشد. خواص اپتیکی و ساختاری نانوذرات سیلیکون که به روش کندوسوز لیزری تولید می‌شود به عوامل مختلفی از جمله پارامترهای لیزر، عوامل محیطی و شرایط اولیه نمونه وابسته است[۳].

علی‌رغم مطالعات انجام شده روی ویژگی‌های اپتیکی و کاربردهای نانوذرات سیلیکون، هنوز بررسی‌های اساسی در مورد ویژگی‌های اپتیکی و الکترونیکی، و کاربردهای زیستی و پزشکی نانوذرات سیلیکون عامل‌دار صورت نگرفته است. با توجه به نیاز مبرم حوزه‌های پزشکی و زیستی به نانوذرات سیلیکون با خواص نوری منحصر به فرد، استفاده از یک روش نوین و مقرون به صرفه برای اصلاح سطح نانوذرات سیلیکون ضروری است. دراین پژوهش، عامل‌دار کردن نانوذرات سیلیکون با گروه آمینه توصیف شده است. نانوذرات سیلیکون با استفاده از یک روش فیزیکی، مبتنی بر کندوسوز لیزری، تولید شده و بلافاصله این ذرات توسط ۳- آمینو پروپیل تری اتوکسی سیلان عامل‌دار شده‌اند. از مزایا نانوذرات سیلیکون عامل‌دار با گروه آمینه، می‌توان به تابش‌های آبی قابل رویت اشاره کرد، بنابراین می‌توان این نانوذرات عامل‌دار را جایگزین مناسبی برای مواد رنگی سمی در کاربردهای زیستی و پزشکی دانست. خواص فوتولومینسانس نانوذرات سیلیکون عامل‌دار، باعث شده تا قابلیت استفاده به عنوان یک پروب یا مبدل در زیست حسگرهای فلورسانسی را داشته باشند [۱, ۴].

بخش تجربی

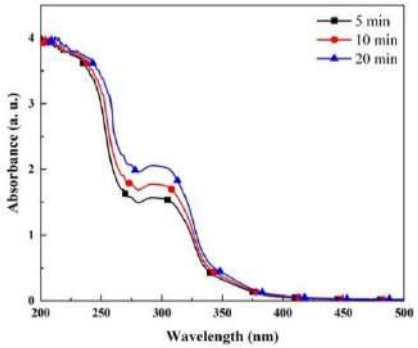
جهت تولید نانوذرات سیلیکون، یک ویفر سیلیکون داخل بشر حاوی cc ۱۵ آب قرار گرفته، و پرتو لیزر از بالا به آن تابیده می‌شود. در این پژوهش، لیزر پالسی نئودیمیم با پهنای پالس ۱۵ نانوثانیه و آهنگ تکرار ۱۰Hz با انرژی mJ/pulse ۱۰۰ مورد استفاده قرار گرفته است. باریکه لیزر توسط یک عدسی با فاصله کانونی cm ۵۰ برروی هدف متمرکز شده است به طوری که قطر باریکه در سطح هدف برابر µm ۳۰۰ تخمین زده شده است. بعد از ۱۰ دقیقه پرتودهی ویفر سیلیکون، رنگ محلول کلوئیدی زرد متمایل به قهوه‌ای می‌شود. برای عامل‌دار کردن مستقیم، نانوذرات سیلیکون تولید شده به روش کندوسوز لیزری را بلافاصله بعد از تولید، با ۳-آمینو پروپیل تری اتوکسی سیلان مخلوط کرده و در حمام آلتراسونیک به مدت یک ساعت قرار می‌دهیم. جهت بررسی تاثیر غلظت نانوذارت سیلیکون برروی عامل‌دار کردن، غلظت‌های متفاوتی از محلول کلوئیدی نانوذرات را با غلظت ثابتی از ۳- آمینو پروپیل تری اتوکسی سیلان مخلوط می‌کنیم. و برای بدست آوردن تاثیر غلظت ۳- آمینو پروپیل تری اتوکسی سیلان بر روی عامل‌دار شدن نانوذرات، حجم‌های متفاوتی از آن با ۵ سی‌سی از نانوذرات مخلوط شده و طیف‌های جذبی مربوطه بررسی شده‌اند.

مشخصه‌یابی نوری محلول کلوئیدی تولید شده توسط طیف‌سنج فرابنفش-مرئی (PerkinElmer LAMBDA 25) و طیف‌سنج فوتولومینسانس (Cary Eclipse) انجام گرفته‌است. همچنین، تصاویر میکروسکوپ الکترونی عبوری (TEM) کلوئیدها توسط Phillips CM-120 بررسی شده است.

نتایج تجربی و بحث

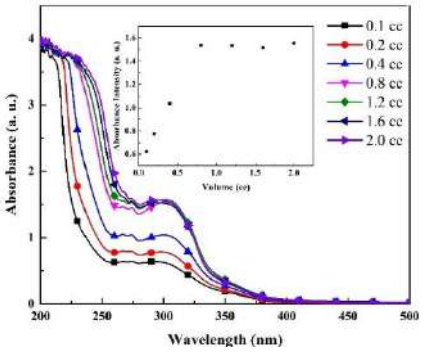
جهت بررسی اثر غلظت نانوذرات سیلیکون، ابتدا نانوذرات با غلظت‌های مختلف تولید شده و سپس با غلظت ثابتی از ۳- آمینو پروپیل تری اتوکسی سیلان مخلوط شده است. برای بدست آوردن غلظت مختلف از نانوذرات سیلیکون مدت زمان کندوسوز لیزری تغییر داده شده است و برای مدت زمان‌های ۵، ۱۰ و ۲۰ دقیقه کندوسوز لیزری انجام شده است. غلظت نانوذرات سیلیکون به ازای زمان‌های مختلف به ترتیب mg/L ۱۱/۷، ۲۲/۵ و ۹۸/۲ تخمین زده شده است. طیف جذبی محلول کلوئیدی به

ازای غلظت‌های مختلف از نانوذرات سیلیکون در شکل ۱ نشان داده شده است. همانطور که ملاحظه می‌شود پیک جذبی نانوذرات سیلیکون عامل‌دار به ازای غلظت‌های مختلف جابجا نشده و تغییری در رفتار آن مشاهده نمی‌شود و تنها شدت آن تغییر کرده است. به همین دلیل برای ادامه کار در این پژوهش غلظت ۱۱/۷ mg/L انتخاب شده است.



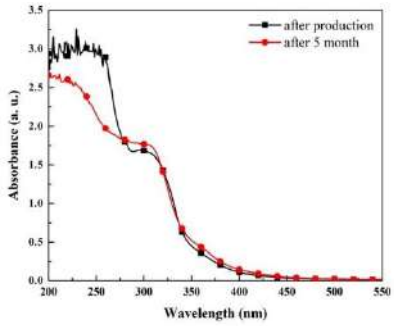
شکل۱: طیف‌جذبی نانوذرات سیلیکون عامل‌دار به‌ازای غلظت‌مختلف نانوذرات.

اثر غلظت ۳- آمینو پروپیل تری اتوکسی سیلان بر روی نانوذرات سیلیکون عامل‌دار با تغییر غلظت‌های آن مطالعه شده است. بدین منظور، یک غلظت ثابت از نانوذرات سیلیکون با غلظت‌های معادل با حجم‌های ۰/۱، ۰/۲، ۰/۴، ۰/۸، ۱/۲، ۱/۶ و ۲ میلی لیتر از ۳- آمینو پروپیل تری اتوکسی سیلان باهم مخلوط شده‌اند و طیف جذبی آنها در شکل ۲ نشان داده شده است. این طیف تغییر رفتار و جابجایی پیک از خود نشان نمی‌دهد و تنها شدت پیک جذبی با افزایش مقدار ۳- آمینو پروپیل تا ۰/۸ میلی لیتر افزایش پیدا می‌کند و پس از آن تقریبا ثابت خواهد ماند. همچنین در حجم‌های بیشتر از ۰/۸ میلی لیتر جابجایی لبه جذب هم مشاهده نمی‌شود. بنابراین برای عامل‌دار کردن نانوذرات سیلیکون با ۳- آمینو پروپیل، غلظت‌های معادل با حجم ۰/۸ میلی لیتر از آن مناسب می‌باشد.



شکل۲: طیف جذبی نانوذرات سیلیکون عامل‌دار به ازای غلظت‌های مختلفی از ۳-آمینو پروپیل تری اتوکسی سیلان.

پایداری نانوذرات سیلیکون عامل‌دار با گذشت زمان توسط طیف سنجی فرابنفش مرئی حاصل از آن بررسی شده است. در همین راستا طیف جذبی حاصل از نانوذرات سیلیکون عامل‌دار بلافاصله پس از سنتز و بعد از ۵ ماه اندازه گیری و در شکل ۳ نشان داده شده است. طیف جذبی نانوذرات سیلیکون عامل‌دار بعد از ۵ ماه پایداری نسبتا خوبی از خود نشان می‌دهد، این موضوع بیان کننده‌ی پایداری محلول کلوئیدی نانوذرات سیلیکون عامل‌دار با گروه آمینه می‌باشد. دلیل این امر را می‌توان به تشکیل باندهای سطحی پایدار در سطح نانوذرات سیلیکون نسبت داد. تشکیل این باندها توسط طیف مادون قرمز به اثبات رسیده است [۱, ۴].

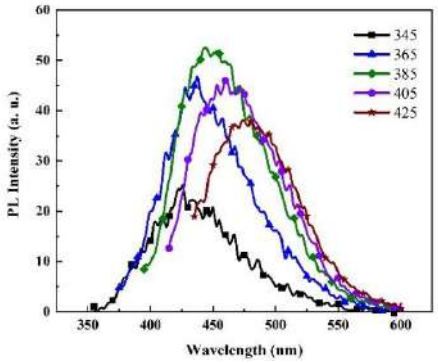


شکل۳: طیف جذبی حاصل از نانوذرات سیلیکون عامل‌دار در گذر زمان.

محصور سازی کوانتومی و نقایص هر دو نقش مهمی در فوتولومینسانس نانوذرات سیلیکون دارند. می‌توان اثر نقص‌ها را توسط ایجاد یک لایه غیر فعال بر روی سطح نانوذرات سیلیکون کاهش داد به طوری که، مکانیزم حاکم بر تابش نانوذرات سیلیکون اثر محصورسازی کوانتومی باشد [۴]. شکل ۴ طیف فوتولومینسانس نانوذرات سیلیکون عامل‌دار تحت تابش طول موج‌های متفاوت را نشان می‌دهد. با افزایش طول موج برانگیختگی یک جابجایی به سمت قرمز در تابش نانوذرات سیلیکون عامل‌دار مشاهده شده است، که این جابجایی ناشی از اثر محصور سازی کوانتومی است. برای تخمین بازده کوانتومی فوتولومینسانس نانوذرات سیلیکون عامل‌دار در ناحیه مرئی از روش مقایسه‌ای استفاده شده است. با توجه به اطلاعات بدست آمده از طیف جذبی و فوتولومینسانس مرجع و نمونه، با رابطه‌ی زیر بازده کوانتومی (Φ) را می‌توان تخمین زد [۵, ۶]:

$$\Phi_i = \Phi_r \left(\frac{I_i}{I_r}\right)\left(\frac{OD_r}{OD_i}\right)\left(\frac{n_i}{n_r}\right)^2 \quad (۱)$$

که در این رابطه I_i و I_r به ترتیب شدت فوتولومینسانس نمونه و مرجع در پیک فوتولومینسانس می‌باشد و Φ_r بازده کوانتومی مرجع می‌باشد. و OD_i و OD_r به ترتیب جذب نمونه و مرجع در نقطه‌ی برانگیختگی می‌باشد. همچنین، n_i و n_r به ترتیب ضریب شکست محیط اطراف نمونه و مرجع می‌باشند.



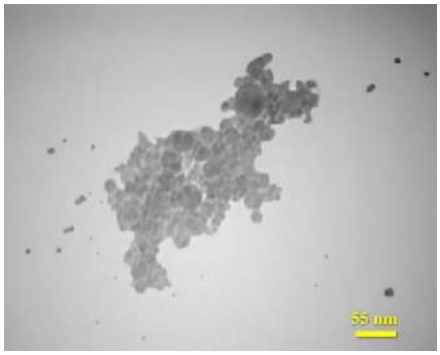
شکل۴: طیف فوتولومینسانس نانوذرات سیلیکون عامل‌دار.

برای محاسبه بازده کوانتومی نانوذرات سیلیکون عامل‌دار از کومارین ۵۰۰ با بازده کوانتومی ۷۷ درصد در محیط ۲-متیل پنتان استفاده شده است. بازده کوانتومی نانوذرات سیلیکون عامل‌دار در این پژوهش و مطالعات قبلی در جدول ۱ نشان داده شده است. بازده کوانتومی در این پژوهش نسبت به مقادیر بدست آمده در مطالعات قبلی قابل توجه می‌باشد.

جدول۱: بازده کوانتومی نانوذرات سیلیکون در این پژوهش و مطالعات قبلی.

ردیف	نمونه	بازده کوانتومی (٪)	مرجع
۱	نقاط کوانتومی سیلیکون	۹/۴	[۵]
۲	نانوذرات سیلیکون اصلاح سطحی با کربن	۱۲	[۲]
۳	نقاط کوانتومی سیلیکون	۱۰/۶	[۶]
۴	نانوذرات سیلیکون عامل‌دار با گروه آمینه	۱۶	[۷]
۵	نانوذرات سیلیکون عامل‌دار با گروه آمینه	۱۰	در این پژوهش

برای مطالعه شکل و اندازه نانوذرات سیلیکون عامل‌دار مطابق شکل ۵ تصاویر میکروسکوپ الکترونی عبوری استفاده شده است. همانطور که ملاحظه می‌شود اندازه این نانوذرات از ۲ نانومتر تا ۱۰ نانومتر متغیر می‌باشد.



شکل۵: تصویر میکروسکوپ الکترونی عبوری نانوذرات سیلیکون.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش نانوذرات سیلیکون عامل‌دار با اندازه‌ی حدود ۱۰ نانومتر و بازده کوانتومی حدود ۱۰ درصد، به روش کندوسوز لیزری ویفر سیلیکون در محلول آب سنتز و مشخصه‌یابی شد. طیف جذبی فرابنفش-مرئی آن پیک جذبی را در ۳۰۲ نانومتر نشان می‌دهد، این پیک با گذشت زمان ۵ ماه جابجایی فرکانسی از خود نشان نداده است که نشان دهنده پایداری بسیار خوب نانوذرات عامل‌دار می‌باشد. که قابلیت کاربرد این نانوذرات عامل-دار در زمینه های پزشکی و زیستی را نشان می‌دهد. نتایج طیف فوتولومینسانس نشان می‌دهد که با افزایش طول موج برانگیختگی پیک تابشی نانوذرات سیلیکون عامل‌دار به سمت طول موج‌های بلندتر جابه‌جا شده‌است. که این جابجایی ناشی از اثر محصور سازی کوانتومی می‌باشد.

مرجع‌ها

[1] M. Taheri, N. Mansour, “Functionalized silicon nanoparticles as fluorescent probe for detection of hypochlorite in water.”, J. Photochem. Photobiol., A, Vol. 382, pp. 111906-6, 2019.

[2] D. Tan, Z. Ma, B. Xu, Y. Dai, G. Ma, M. He, Z. Jin, J. Qiu, “Surface passivated silicon nanocrystals with stable luminescence synthesized by femtosecond laser ablation in solution.”, Phys. Chem. Chem. Phys., Vol. 13, No. 45, pp. 20255-20261, 2011.

[3] M. Taheri, N. Mansour, “Silicon nanoparticles produced by two-step nanosecond pulsed laser ablation in ethanol for enhanced blue emission properties.”, Silicon, Vol. 12, No. 4, pp. 789-797, 2020.

[4] S. Godefroo, et al. “Classification and control of the origin of photoluminescence from Si nanocrystals.”, Nat. Nanotechnol., Vol. 3, No. 3, pp. 174-178, 2008.

[5] Y. Yi, J. Deng, Y. Zhang, H. Li, S. Yao, “Label-free Si quantum dots as photoluminescence probes for glucose detection.”, Chem. Commun., Vol. 49. No. 6, pp. 612-614, 2013.

[6] Y. Guo, L. Zhang, F. Cao, L. Mang, X. Lei, S. Cheng, J. Song, “Hydrothermal synthesis of blue-emitting silicon quantum dots for fluorescent detection of hypochlorite in tap water.”, Anal. Methods, Vol. 8, No. 13, pp. 2723-2728, 2016.

[7] X. B. Shen, B. Song, B. Fang, A.-R. Jiang, S.-J. Ji, Y. He, “Excitation-wavelength-dependent photoluminescence of silicon nanoparticles enabled by adjustment of surface ligands.”, Chem. Commun., Vol. 54, No. 39, pp. 4947-4950, 2018.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

طراحی و ساخت منبع تغذیه لیزر حالت جامد دو پالسی

مجید زمانی، بابک کاظمی

دانشگاه صنعتی مالک اشتر اصفهان- مجتمع دانشگاهی علوم کاربردی-پژوهشکده علوم و فناوری اپتیک و لیزر

Zamani57@gmail.com

چکیده - در این مقاله طراحی و ساخت یک منبع تغذیه لیزر دو پالسی حالت جامد نئودیوم یاگ با دمش فلاش لامپی بیان شده است. به منظور تولید لیزر دو پالسی از دو هد لیزر کنترل شونده توسط یک واحد کنترل مشترک استفاده شده است. برای تامین انرژی دو لیزر، یک مبدل سوئیچینگ رزنانسی به یک شارژ کننده خازنی(CCPS) تبدیل شده است. در هر لیزر بطور جداگانه جهت تخلیه انرژی ذخیره شده خازن PFN در فلاش لامپ با استفاده از یک مدار تریگر یک پالس ولتاژ بالا به فلاش لامپ اعمال شده که باعث یونیزه شدن آن می شود و مسیر تخلیه خازن برای ایجاد پالس جریان را فراهم می نماید. کلیه مدارات لازم در این منبع تغذیه به صورت صنعتی ساخته شده است. در نهایت، نتایج عملی ثبت شده اثبات می کند که تولید لیزر دو پالسی به نحو احسن انجام شده است.

کلید واژه- شارژکننده خازنی، شبکه شکل دهنده پالس، فلاش لامپ، لیزر دو پالسی، منبع تغذیه .

Design and manufacture of double pulse solid state laser power supply

Majid Zamani and Babak Kazemi

Faculty of Applied Sciences, Malek Ashtar University of Technology

Abstract- In this paper, the design and construction of a double pulse solid-state Nd:YAG laser power supply with a flash lamp is described. In order to produce a double-pulse laser, two laser heads controlled by a common control unit have been used. To supply two lasers, a resonant switching converter is converted into a capacitor charger power supply (CCPS). In each laser, in order to discharge the energy stored in the PFN capacitor in the flash lamp, a high voltage pulse is applied to the flash lamp using a trigger circuit, which causes it to ionize and provides the way to discharge the capacitor to create a current pulse. All the necessary circuits in this power supply are made industrially. Finally, the recorded practical results prove that the double-pulse laser production has been done efficiently.

Keywords: capacitor charger, pulse forming network, flash lamp, double pulse laser, power supply.

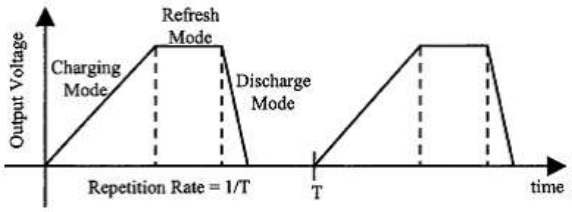
مقدمه

امروزه کاربرد لیزر در سرعت سنجی تصاویر ذرات (Particle image velocimetry) یکی از روش های اندازه گیری میدان سرعت سیال است. مکانیزم سرعت سنجی تصویری ذرات بسیار ساده است در عین حالی‌که تجهیزات مورد استفاده در آن اغلب بسیار گران قیمت است. در روش PIV ابتدا نور لیزر تابانده می شود، این نور به کمک لنزهای مخصوص به صورت صفحه درآمده و ناحیه ای درون سیال را روشن می کند. سیال شامل ذراتی است که به منظور مشخص کردن موقعیت به درون آن به غلظت مناسب تزریق شده اند. با گرفتن دو عکس متوالی با دوربین دیجیتال و ارسال آن ها به کامپیوتر عکس ها ذخیره می گردند. سپس به کمک الگوریتم عددی با مقایسه این دو عکس میزان جابجایی ذرات تعیین می گردد. در ساده ترین روش که از یک دوربین استفاده می‌شود، می‌توان دو مؤلفه سرعت جریان را در یک صفحه نوردهی شده اندازه‌گیری کرد[۱]. لیزرهای پالسی توانایی تولید پالس های لیزری با قله توان بالا را دارند. جهت تامین انرژی نورانی این لیزرها از فلش لامپ استفاده می شود. یکی از روش‌های مرسوم برای دمش محیط فعال لیزری، استفاده از فلاش لامپ است. به‌منظور راه‌اندازی فلاش لامپ از یک منبع تغذیه متشکل از چهار بخش اصلی شامل منبع تغذیه شارژ کننده خازنی (CCPS)، واحد تریگر، شبکه شکل‌دهنده پالس (PFN) و مدار زیمر استفاده می‌شود[۲].

طراحی منبع تغذیه

با پیشرفت تکنولوژی نیمه هادی و به کمک توپولوژی های جدید، استفاده از مبدل سوئیچینگ در ساخت CCPS مطرح شد. استفاده از این توپولوژی ها باعث کاهش حجم و وزن مدار و افزایش راندمان می شود [۳].

منابع تغذیه معمولی برای بارهایی با توان ثابت طراحی می شوند. استفاده از این منابع تغذیه در شارژ کننده خازنی با مشکل مواجه می شود چرا که در طول فرآیند شارژ خازن،منبع تغذیه با محدوده متغیری از توان روبروست که از حالت اتصال کوتاه شروع شده ودر نهایت با رسیدن ولتاژ خازن به ولتاژ نهایی به بیشترین مقدار خود می رسد[۳].



شکل۱: شکل موج دو سر خازن شارژ شده در یک شارژ کننده خازنی[۳]

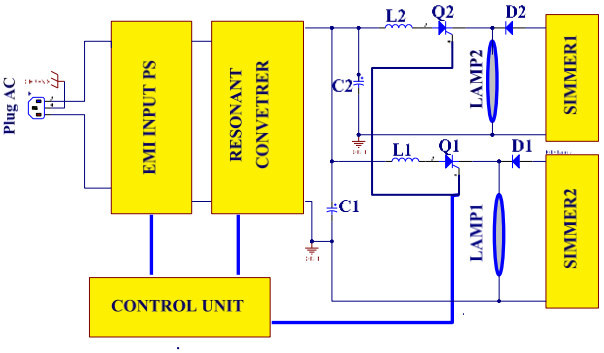
شکل(۱) ولتاژ دو سر خازن ذخیره کننده انرژی متصل به خروجی یک CCPS را نشان می دهد. همان گونه که در شکل می توان دید یک CCPS دارای سه مد عملکرد می باشد.

اولین مد، مد شارژ (Charging Mode) می باشد که در آن خازن از مقدار ولتاژ اولیه صفر شروع به شارژ شده و تا رسیدن ولتاژ آن به مقدار ولتاژ نهایی و مطلوب ادامه می یابد. مد دوم معروف به مد تازه گردانی(Refresh Mode)، به فاصله زمانی از انتهای مد شارژ تا ابتدای زمان تخلیه اطلاق می شود. در این بازه زمانی ولتاژ خازن بدلایلی از جمله به علت نشتی خازن شروع به افت می کند لذا CCPS باید با ارسال بسته های کوچک انرژی به خازن مقدار افت ولتاژ آن را جبران کند به صورتیکه تا زمان تخلیه انرژی خازن ثابت بماند. مدت زمان مد تازه گردانی بسته به نرخ تکرار بار $1/T$ دارد.

آخرین مد، مد تخلیه (Discharge Mode) می باشد که CCPS هیچ توانی را به خازن ارسال نمی کند. در شروع این مد توان خروجی صفر است، زیرا که علیرغم ارسال جریان

از طرف CCPS به خازن، به علت صفر بودن ولتاژ خازن، توان خروجی صفر است. و خازن در ابتدای شارژ به صورت اتصال کوتاه عمل می کند. با افزایش ولتاژ خازن، توان خروجی افزایش پیدا کرده و در انتهای مد به حداکثر توان خروجی می رسد. در این مد به علت ناچیز بودن جریان خروجی CCPS توان خروجی آن تقریبا صفر می باشد. بنابراین توان خروجی یک CCPS بر روی یک محدوده وسیع تغییر می کند[۳].

در این مقاله با بکارگیری یک مبدل رزنانسی و استفاده از تکنیک کنترل جریانی، یک منبع تغذیه برای تامین توان برای بار ثابت به یک شارژ کننده خازنی برای بارهای پالسی نظیر یک لیزر پالسی نئودیوم یاگ تبدیل شده است.



شکل ۲: طرحواره منبع تغذیه لیزر دو پالسی.

در شکل(۲) طرحواره منبع تغذیه لیزر دو پالسی نشان داده شده است. پس از یکسو سازی برق شهر در ورودی منبع تغذیه و عبور از طبقه فیلتر های الکترومغناطیسی و الکتریکی جهت حذف اثرات ناخواسته الکتریکی و الکترومغناطیسی، سطح ولتاژ یکسو شده برق شهر توسط مبدل رزونانسی به مقدار مورد نیاز برای راه اندازی فلاش لامپ دو لیزر تبدیل شده است. به منظور تولید دو پالس متوالی با اختلاف زمانی چند میکرو ثانیه از دو لیزر که توسط یک واحد کنترل مشترک فرماندهی می شوند، استفاده شده است. مسئله اصلی و مهم در منبع تغذیه لیزر دو پالسی کنترل صحیح و مناسب دو لیزر توسط واحد کنترل مشترک است که این امر توسط مدار کنترل پیاده سازی شده با میکروکنترلر خانواده AVR انجام شده است. برای راه اندازی هر لیزر به مدارهای زیمر، تریگر و شبکه PFN جداگانه و مستقل نیاز است که در شکل(۲) هر فلش لامپ با مدارهای راه انداز مربوط به خودش نشان داده شده است. به منظور طراحی شبکه شکل دهنده پالس برای هر فلش لامپ بر اساس مشخصات فنی مربوط به هر لامپ با استفاده از روابط زیر میتوان مقادیر سلف و خازن های L2وC1,C2,L1 را محاسبه نمود.

$$K_0 = 1.28 * \frac{L_A}{D} * \left(\frac{P}{N}\right)^{0.2} \quad (۱)$$

$$\alpha = \frac{K_0}{\sqrt{V_0 Z_0}} \quad (۲)$$

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (۳)$$

$$T = \sqrt{LC} \quad (۴)$$

$$E_0 = \frac{CV_0^2}{2} \quad (۵)$$

$$C = \sqrt[3]{\frac{2E_0 \propto^4 T^2}{K_0^4}} \quad (۶)$$

$$L = \frac{C^2 K_0^2}{2E_0 \propto^4} \quad (۷)$$

در اینجا L_A طول آرک بر حسب میلیمتر، D قطر آرک بر حسب میلیمتر، P فشار گاز درون لامپ بر حسب تور، N یک ثابت وابسته به نوع گاز، K_0 امپدانس لامپ، E_0 انرژی ذخیره شده درخازن C بر حسب ژول، V_0 ولتاژ دو سر خازن برحسب ولت، Z_0 امپدانس لامپ برحسب اهم، T پهنای پالس بر حسب ثانیه و $\propto$ ضریب تضعیف (میرائی) هستند که بهترین مقدار برای حالت میرائی بحرانی $\propto$ = ۰/۸ در نظر گرفته شده است[۴].

در شکل(۳) تصویر لیزر دو پالسی ساخته شده بصورت صنعتی برای اولین بار در کشور نشان داده شده است. پارامترهای لیزر از جمله فاصله بین دو پالس خروجی لیزر از طریق رابط کاربری HMI روی دستگاه قابل تنظیم است.

شکل ۳: لیزر دو پالسی به همراه منبع تغذیه ساخته شده.

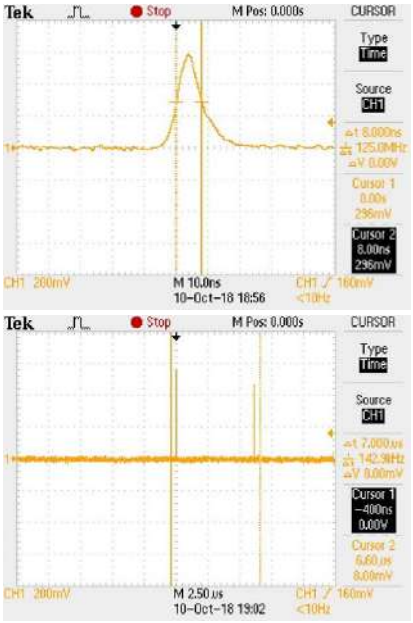
نتایج عملی

پس از ساخت لیزر دو پالسی، شکل موج مربوط به شارژ خازن PFN یا همان خازن خروجی مدار شارژ کننده خازنی یکی از لیزرها توسط پروب ولتاژ بالا و اسیلوسکپ تکترونیکس اندازه گیری و ثبت شده است که در شکل (۴) قابل مشاهده است. مقدار سطح ولتاژ مورد نیاز بر اساس انرژی لیزر که توسط کاربر تنظیم شده است محاسبه و تولید می شود.

شکل ۴: شکل موج ولتاژ دو سر خازن خروجی مدار شارژ کننده خازنی.

در شکل(۵) شکل پالس لیزر بصورت تکی و شکل دو پالس متوالی با فاصله زمانی ۶ میکرو ثانیه توسط آشکار ساز پین دیود و اسیلوسکپ اندازه گیری و ثبت شده را نشان داده است.

همانطور که قابل مشاهده است پهنای پالس لیزر اندازه گیری شده برابر ۸ میکرو ثانیه است و همچنین در شکل (۵) پایین، اختلاف زمانی بین دو پالس لیزر در حدود ۶ میکرو ثانیه ثبت شده است.



شکل ۵: شکل پالس لیزر خروجی بصورت تک پالس(بالا) و دو پالس متوالی با فاصله ۶ میکروثانیه(پایین) .

نتیجه‌گیری

در این مقاله طراحی و ساخت منبع تغذیه لیزر دو پالسی ارائه شد. نتایج بدست آمده از اندازه گیری مشخصات خروجی این لیزر، دستیابی به این نوع فناوری را تایید می کند.

مرجع‌ها

[1] N. Liu, “A novel double-image-sequence correlation method for time-resolved particle image velocimetry,” Opt. Lasers Eng., vol. 160, p. 107296, Jan. 2023.

[2] Fan, Zhong-wei; Qiu, Ji-si; Kang, Zhi-jun; Chen, Yan-zhong; Ge, Wen-qi; et" High beam quality 5 J, 200 Hz Nd:YAG laser system" al. Light: Science and Applications; London Vol. 6, Iss. 3, 2017.

[3] Aaron C. Lippincott, Robert M. Nelms, " A capacitor charging power supply using a series resonant topology, constant on time / variable frequency control and zero current switching" IEEE transactions on industrial electronics, Vol 38 , No.6,pp. 438 December1991.

[4] Cataloge of flashlamps advanced technology "verre & quartz" 2022.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

حالت‌های لبه‌ای در زنجیره‌ای از نانوذرات بورون-نیترید شش‌وجهی

فرزام بهمنی و مولاداد نیکبخت. دانشگاه زنجان، دانشکده فیزیک.

Bahmani.farzam@znu.ac.ir, mnik@znu.ac.ir

چکیده - انتقال حرارت تابشی در مقیاس نانو به سبب امکان شکسته شدن حد تابشی پیش‌بینی شده جسم سیاه توسط استفان-بولتزمن، توجه ویژه‌ای را به خود اختصاص داده است. کنترل دینامیک سامانه تابشی و تحقیق ویژگی‌های خاص در هندسه‌های متفاوت همواره مورد توجه محققان این زمینه بوده است. حالت‌های لبه‌ای که در توپولوژی‌های غیر بدیهی ویژه مقدارهای خاصی را اختیار می‌کنند، از جمله این حالت‌های خاص هستند. ساده‌ترین ساختاری که حالت‌های لبه‌ای را ازخود بروز می‌دهد ساختار متناوب زو-شریفر-هیگر[1] در یک بعد می‌باشد. ما با ارائه یک تحقیق، دینامیک انتقال حرارت تابشی در سامانه زنجیره متناوب حالت‌های بدیهی و غیر بدیهی را معرفی کرده و در چینش غیر بدیهی نانوذرات، امکان مشاهده حالت‌های لبه‌ای را بررسی می‌کنیم.

کلید واژه- انتقال حرارت، تابش، زنجیره SSH، حالت لبه‌ای

Edge states in a chain of Hexagonal Boron-Nitride nanoparticles

Farzam Bahmani and Moladad Nikbakht. Zanjan University, Department of Physics.

Bahmani.farzam@znu.ac.ir, mnik@znu.ac.ir

Abstract- Radiative heat transfer at nanoscale has drawn a great deal of interest due to exceeding Stefan-Boltzmann's black body radiation limit. Dynamic control of the radiative system and investigating special states in different geometries has always been the center of attention for researchers in the field. Among which are edge states that take special eigenvalues in non-trivial topologies. The Su-Schrieffer-Heeger alternating structure is the simplest structure showing edge states in 1D. We investigate the dynamics of radiative heat transfer in such system and by defining the Hamiltonian, we introduce the trivial and non-trivial topology. In the latter we show the emergence of edge states.

Keywords: Edge states, Heat transfer, Radiation, SSH chain.

[1] Su-Schrieffer-Heeger (SSH).

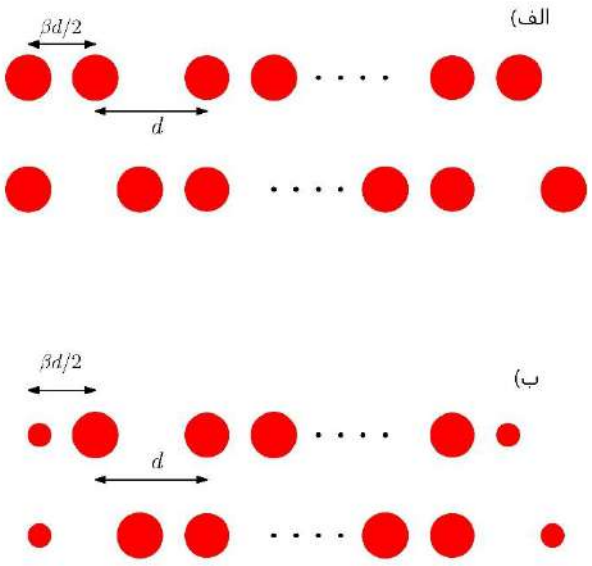
مقدمه

انتقال حرارت تابشی در مقیاس نانو به دلیل تونل‌زنی فوتون‌ها در میدان نزدیک و انتقال انرژی توسط امواج میرا از حد تابشی جسم سیاه در مقیاس ماکروسکوپیک فراتر می‌رود. بررسی تحول زمانی دمای نانوذرات برای ساختارها و جنس متفاوت و ارائه یک چارچوب برای حالت گذار فرآیند انتقال انرژی، همچون معرفی ماتریس پاسخ در حضور منبع انرژی متناوب خارجی، معادله ویژه مقدار و بررسی حالت‌های ویژه متناظر با آنها و... از موضوعات مهم انتقال حرارت تابشی در سالهای اخیر بوده‌اند [۲-۱]. در این میان چینش‌ها و هندسه‌های مختلف نیز ممکن است به حالت‌های خاصی در تحول زمانی سامانه بیانجامد. سامانه معادل زو-شریفر هیگر(SSH) به عنوان ساده‌ترین ساختاری که از خود حالت انطباقی توده‌ای-لبه‌ای را بروز می‌دهد، مورد اقبال قرار گرفته است. معادل فوتونیک این ساختار در تحقیقاتی مورد بررسی قرار گرفته و تطابق فوق‌الذکر در آنها گزارش شده است[۴-۳].

تئوری و محاسبات

ما دراین تحقیق سعی داریم با ارائه ساختاری معادل ساختار SSH به بررسی حالت‌های بدیهی و غیر بدیهی پرداخته و حالت‌های لبه‌ای را تحقیق کنیم. به این منظور ما زنجیره‌ای یک بعدی از نانوذرات کروی از جنس بورون-نیترید شش‌وجهی (hBN) را مطابق با شکل۱.الف تشکیل می‌دهیم. در این زنجیره که متشکل از ۲۰ نانوذره hBN با فاصله‌بندی متفاوت است ذرات شماره زوج با یکدیگر ثابت و به اندازه d است. فاصله ذرات فرد با ذرات زوج $\frac{\beta d}{2}$ است.

در این سامانه ما β را طوری تغییر می‌دهیم که سامانه از حالت بدیهی فیزیکی به غیر بدیهی گذار حالت داشته باشد. تغییرند. به صورتی که فاصله ذرات با شماره فرد با یکدیگر (d) ثابت می‌مانند.



شکل ۱: ساختار معادل SSH زنجیره یک بعدی متشکل از ۲۰ ذره hBN با فاصله متناوب. الف. ساختاری که در آن شعاع همه ذرات یکسان و برابر با ۱۰۰nm است. ب. ساختاری که در آن شعاع ذرات اول و آخر نصف ذرات توده و برابر با ۵۰nm است.

این نانوذرات به علت اختلاف دمایی که خواهند داشت با نانوذرات دیگر و با حمام انرژی و شار الکترومغناطیسی مبادله می‌کنند. دمای نانوذرات از این دمای اولیه شروع به تغییر می‌کند و تحول دمایی نانوذرات از رابطه روبرو محاسبه می‌شود[۱]:

$$\gamma \frac{dT_i}{dt} = \varphi_i. \qquad (۱)$$

که در آن γ ظرفیت گرمایی حجمی ذرات، T دمای نانوذرات و φ_i توان کل اتلاف شده در ذره i ام است و ($i=1,2,3,...,N$) شماره ذرات هستند.

در این رابطه می‌دانیم که φ_i از رابطه انتگرالی زیر قابل محاسبه است[۲]:

$$\varphi_i = \sum_{j=1}^{N} \int_0^{\infty} d\omega\, \tau_{ij}(\omega)\big[n(\omega, T_j) - n(\omega, T_0)\big]. \qquad (۲)$$

که در آن τ_{ij} ضریب انتقال حرارت تابشی بین ذره i ام و j ام، $n(\omega, T)$ توزیع بوز-اینشتین[۲] هستند. در رابطه شماره (۲) اگر تابع توزیع بوز-اینشتین را حول دمای محیط T_0 بسط داده و حاصلضرب جملات مشتق جزئی را با ضرایب انتقال به صورت یک متغیر جدید بنویسیم، می‌توانیم معادله (۱) را به صورت معادله ویژه مقداری بنویسیم[۲]. همچنین با رویکردی نوین، اگر معادله (۱) را به صورت یک سامانه‌ی در معرض یک منبع توان متناوب خارجی در نظر بگیریم، با اضافه شدن یک جمله به سمت راست معادله که همان جمله اختلالی است می‌توان این معادله دیفرانسیل جدید را به شیوه اختلال حل کرد و در مرتبه اول به یک ماتریس پاسخ خطی رسید که حالت کلی‌تری از روش ارائه شده ویژه مقداریست که فرکانس منبع خارجی در آن صفر است. این ماتریس تمامی اطلاعات پاسخ سیستم بس‌ذره‌ای را به هر منبع خارجی هارمونیک در تمامی فرکانس‌ها و شدت‌ها داراست[۱]. هر دو رویکرد را به صورت خلاصه می‌توان در معادله‌ای شبیه معادله زیر گنجاند:

$$\frac{d}{dt}T(t) = -\hat{\boldsymbol{H}}T(t) \qquad (۳)$$

در معادله (۳) ماتریس $\hat{\boldsymbol{H}}$ همان ماتریس پاسخ مرتبه اول سیستم می‌باشد و درایه‌های آن به صورت زیر است[۱]:

$$\hat{\boldsymbol{H}} = \begin{bmatrix} i\boldsymbol{\Omega} - \boldsymbol{G_{11}} & -\boldsymbol{G_{12}} & \cdots & -\boldsymbol{G_{1N}} \\ -\boldsymbol{G_{21}} & i\boldsymbol{\Omega} - \boldsymbol{G_{22}} & \dots & -\boldsymbol{G_{2N}} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ -\boldsymbol{G_{N1}} & -\boldsymbol{G_{N2}} & \cdots & i\boldsymbol{\Omega} - \boldsymbol{G_{NN}} \end{bmatrix}$$

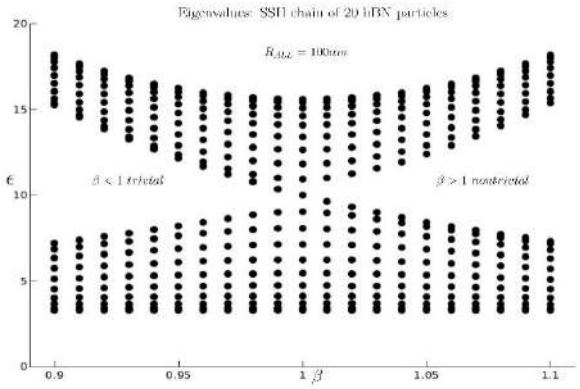
که در آن $\boldsymbol{G_{ij}}$ رسانش تابشی بین دو نانو ذره است که بر ظرفیت گرمایی نانوذره i ام تقسیم شده و مستقیما از رابطه $\gamma^{-1}\frac{\partial \varphi_{ij}}{\partial T}$ حاصل می‌شود و $\boldsymbol{\Omega}$ فرکانس منبع توان خارجی است که در مسئله ما صفر است. این حالت استاتیک از حالت کلی دینامیکی ماتریس پاسخ سامانه به یک منبع توان خارجی است. دراین حالت خاص درایه‌های روی قطر اصلی بخش موهومی آنها صفر می‌شود و ماتریس پاسخ حقیقی خواهد شد.

به این ترتیب در معادله (۳) می‌توان ماتریس $\hat{\boldsymbol{H}}$ را به عنوان هامیلتونی آرایه سامانه در نظر گرفت و با محاسبه ویژه مقدارهای آن به بررسی امکان وجود حالت‌های لبه‌ای و تطابق توده‌ای-لبه‌ای پرداخت.

نتایج و بحث

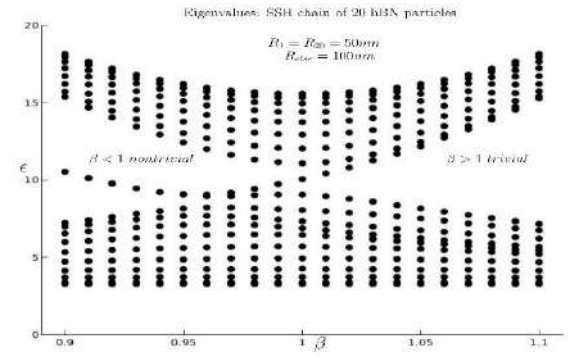
طبق شکل ۱ زنجیره‌ای از نانوذرات hBN طبق مدل متناوب SSH چیده شده است. فاصله ثابت d برابر با ۱۰۰۰ nm است و فاصله متغیر با نسبت $\frac{\beta d}{۲}$ که در آن ضریب β در بازه $۰/۹ \leq \beta \leq ۱/۱$ در حال تغییر است. در شکل ۱-الف همه ذرات هم شعاع با اندازه ۱۰۰nm هستند. با تغییر تدریجی β، زنجیره از حالت بدیهی (β =۹/۰) به غیربدیهی (β =۱/۱) تغییر ساختار می‌دهد. با انتخاب شعاع‌های یکسان همانطور که در شکل ۲ مشخص است، حالت‌های لبه‌ای بروز نمی‌کنند و فاز بدیهی و غیربدیهی هم‌شکل هستند. به عبارتی با وجود لبه‌ی فیزیکی، حالت لبه‌ای توپولوژیک مشاهده نمی‌شود. این حالت به دلیل غلبه اثر حمام بر اثر بس ذره‌ای در مولفه‌های هامیلتونی مربوط به نانوذرات اول و آخر رخ می‌دهد که در سطر و ستون اول و آخر هامیلتونی $\hat{\boldsymbol{H}}$ هنوز مقدار معتنابهی دارند.جمع جبری درایه‌های این سطر و ستون نشان‌دهنده غالب بودن اثر حمام بر اثر بس ذره‌ای است. به این دلیل سامانه آنها را به عنوان لبه توپولوژیک نمی‌بینند.

[۲] Bose-Einstein Distribiution



شکل ۲: مقادیر ویژه ماتریس $\hat{H}$ برای ساختار ۱-الف که در آن شعاع همه ذرات برابر است. ساختار بدیهی و غیربدیهی در شکل مشخص شده است.

اما با اختیار مقادیر کوچکتری برای شعاع نانوذرات اول و آخر در شکل ۱-ب می‌توان جای حالات بدیهی و غیربدیهی را عوض کرد. مطابق با شکل ۳ در حالت غیربدیهی توپولوژیک که این بار در ($\beta < 1$) رخ می‌دهد، اثر حمام کاهش یافته و ذرات اول و آخر به عنوان لبه توپولوژیک بروز می‌کنند هر چند که از لحاظ هندسی بدیهی و با ذره مجاور خود جفت هستند.



شکل ۳: مقادیر ویژه ماتریس $\hat{H}$ برای ساختار ۱-ب که در آن شعاع همه ذرات توده ۱۰۰nm و شعاع ذرات اول و آخر برابر ۵۰nm است. ساختار بدیهی و غیر بدیهی نسبت به حالت قبل جابجا شده‌اند.

اما در حالت بدیهیِ توپولوژیک که ($\beta > 1$) است و دو نانوذره تک افتاده در اول و آخر زنجیره هستند، به دلیل اینکه اثر بس‌ذره‌ای بیشتر شده و نانوذرات هم‌شعاع جفت شده‌اند، سامانه در حالت بدیهی خود قرار می‌گیرد و لبه‌های توپولوژیک حذف می‌شوند هر چند که لبه فیزیکی همچنان موجود باشد.

نتیجه‌گیری

در این مطالعه،حالت‌های بدیهی و غیربدیهی در ساختار توپولوژیک SSH برای یک سامانه انتقال حرارت تابشی در مقیاس نانو مورد بررسی قرار گرفت. مقایسه دو سامانه با شعاع یکسان و متفاوت، تمایز دو حالت لبه‌ای فیزیکی و توپولوژیک را نشان داد. در سامانه تابشی متشکل از نانوذرات hBN حالت لبه‌ای توپولوژیک در هندسه‌ای بروز می‌کند که با کمتر شدن شعاع ذرات لبه نسبت به زنجیره، اثر حمام نسب به اثر برهم‌کنش بس‌ذره‌ای کاهش می‌یابد. همینطور ارائه چهارچوب ماتریس پاسخ به عنوان هامیلتونی حالت استاتیک سیستم ($\Omega=0$)، جهت بررسی توپولوژیک سامانه تابشی از دیگر نتایج این مطالعه بود.

مراجع

[1] A. Naeimi and M. Nikbakht, Phys. Rev. B 104, 024301(2021)

[2] S. Sanders, L. Zundel, W. J. M. Kort-Kamp, D. A. R. Dalvit, and A. Manjavacas, Phys. Rev. Lett. 126, 193601 (2021).

[3] A. Ott and S.-A. Biehs, Phys. Rev. B 102, 115417 (2020).

[4] A. Ott, Z. An, A. Kittel, and Svend-Age Biehs, Phys. Rev. B 104, 165407(2021).

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

طراحی و ساخت سامانه بیناب‌نمایی جذبی بوسیله لیزر دیود کوک‌پذیر به منظور آشکارسازی گاز آمونیاک

محمدرضا سرداری نژاد، مجید ناظری

گروه لیزر و فوتونیک ، دانشکده فیزیک ، دانشگاه کاشان ، کاشان ، ایران

reza.sardary69@gmail.com

m_nazeri@kashanu.ac.ir

چکیده - هدف این پژوهش ساخت و بررسی چیدمان بیناب‌نمایی لیزری جذبی به منظور آشکارسازی گازها است. این روش دقت، طول عمر و سرعت عمل بالایی دارد و می تواند برای گازهای مختلف با تغییر طول موج تابشی استفاده شود. طول موج تابشی ۱۵۱۴ نانومتر و روش کار با اندازه گیری ضریب جذب لیزر عبوری در فرکانسی معادل دو برابر فرکانس استفاده شده جهت مدوله کردن لیزر است. اندازه گیری‌ها و محاسبات نشان می‌دهد دقت این طیف‌سنجی بهتر از ۲۵ ذره در میلیون (PPM) بود.

کلید واژه- گاز، آشکارسازی، بیناب‌نمایی، لیزر دیود کوک‌پذیر، تقویت کننده قفل شونده

Design and Construction of Tuneable Diode Laser Absorption Spectroscopy (TDLAS) to Detection Ammonia Gases

Mohammad Reza Sardarynejad, Majid Nazeri

Laser and Photonic Department, Faculty of Physics, University of Kashan, Kashan, Iran

Abstract- The aim of this research is to construct and investigate the laser absorption spectroscopy system in order to detect gases. This method has the capability of accuracy, longevity, and high speed of operation, and it can work for different gases by changing the radiation wavelength. The radiation wavelength in this setup is 1514 nm and the working method is by measuring the absorption coefficient of the passing laser at a frequency equal to twice the frequency used to modulate the laser. Measurements and calculations show that the accuracy of this spectrometer was better than 25 ppm.

Keywords: Gas, Detection, Spectroscopy, Tunable laser diode, Lock-in Amplifier

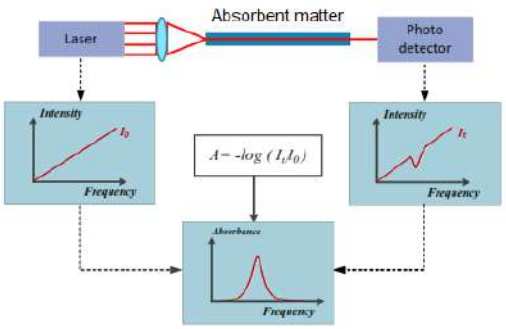
۱. مقدمه

از پیامدهای وجود گازها و آلاینده‌ها در محیط زیست می‌توان به باران‌های اسیدی، تخریب لایه اوزن و اثرات گلخانه‌ای اشاره نمود. برخی از گازها هم، نشت بسیار کم آنها برای سلامتی و ایمنی افراد حاضر در محیط خطرات زیادی دارد. از این رو به منظور اندازه‌گیری و کنترل انتشار این آلاینده‌های صنعتی و نظارت بر محیط زیست، آشکارسازی گازهایی نظیر CH_4 , , H_2S , H_2 , O_2 , CO_2 , CO NH_3 بسیار حائز اهمیت است. در حال حاضر می‌توان روش‌های اندازه‌گیری و آشکارسازی گازها را به دو دسته شیمیایی و اپتیکی طبقه‌بندی کرد. روش‌های شیمیایی از قبیل کروماتوگرافی گازی و طیف‌سنجی جرمی روش‌های شیمیایی معروفی هستند، اما علاوه بر پیچیدگی زیاد، به طور معمول نیاز به آماده‌سازی نمونه گاز قبل از اندازه‌گیری دارند. حسگرهای گاز مبتنی بر طیف‌سنجی جذبی لیزری حساسیت و دقت بسیار بالاتری نسبت به سایر روش‌ها دارند و همچنین سرعت پاسخگویی بسیار مناسبی (کمتر از یک ثانیه) دارند. در این نوع آشکارسازی، وجود گازهای دیگر تاثیر خاصی در اندازه‌گیری و دقت سامانه ندارد. بسیاری از مواد شیمیایی جذب بسیار زیادی در طول‌موج‌های ماورای بنفش، مادون قرمز نزدیک و مادون قرمز میانی دارند. آشکارسازی اپتیکی گازها بر اساس بیناب‌سنجی جذب بر پایه قانون بیرلامبرت استوار است: شدت نور عبور کرده از یک محیط یکنواخت با افزایش ضخامت لایه‌ای که نور از آن عبور می‌کند کاسته می‌شود. بر طبق قانون بیر-لامبرت مقدار جذب متناسب با تعداد مولکول‌های جاذب است :

$$\mathrm{Log}\left(\frac{I_0}{I}\right) = \mathrm{KCL}$$

که در آن K قدرت جذب، C غلظت و L طول مسیر جذب است، I_0 شدت پرتو اولیه لیزر و I شدت پرتو اندازه‌گیری شده بعد از جذب است(ثانویه). به بیان دیگر، اگر تابشی نزدیک به ترازهای انرژی مولکولی و الکترونی ماده تابیده شود، می‌توان بر اساس درصد نور جذب شده میزان غلظت و جذب آن را محاسبه نمود[۱-۳].

بیناب‌سنجی جذبی لیزر دیود کوک‌پذیر (TDLAS) برای نخستین بار توسط هینکلی و راید انجام شد. این روش بیناب‌سنجی که از سال ۱۹۷۰ میلادی توسعه پیدا کرد تاکنون در بسیاری از زمینه‌ها مورد استفاده قرار گرفته است و به یک روش عمومی و بسیار حساس به منظور شناسایی اکثر گازهای معروف بدل گشته است[۴-۵]. در روش TDLAS طیف پرتوی گسیلی از یک لیزر دیود با پهنای خط باریک، در نزدیک خط طیفی جذب یک گاز جاروب می‌شود. در صورتی که گاز هدف، نور لیزر را جذب کند، در سیگنال خروجی از آشکارساز، قله‌هایی مبنی بر جذب گاز پدید می‌آید. استفاده از این روش مزیت‌های بیشماری دارد. نرخ بالای سیگنال به نوفه، سرعت بالا در انجام عملیات شناسایی گاز هدف، عدم محدودیت در شناسایی گازها در بازه‌های طول‌موجی یکسان، هزینه ساخت و نگهداری پایین از جمله مزیت‌های استفاده از این نوع بیناب‌نمایی است. اصول کلی این نوع بیناب‌سنجی در شکل ۱ آورده شده است [۶].



شکل ۱ : طرحواره‌ای از سامانه TDLAS [۶]

با تنظیم دمای دقیق دمای لیزر دیود می‌توان طول‌موج مرکزی آن را در حوالی طیف جذب تثبیت کرد. با تغییر جریان لیزر دیود طول موج تابشی آن تغییر کرده که این تغییر در محدوده کمی که طول موج جذب را هم شامل می‌شود، انجام خواهد شد. با هر بار عبور طول‌موج لیزر

تابشی از طول موج جذب، قله‌ای در جذب همزمان اندازه-گیری شده از ماده مشاهده می‌شود. این جاروب می‌تواند تا چندین بار در ثانیه انجام گیرد. با این کار می توان اثرات جذب لیزر توسط گاز مورد نظر را از جذب توسط آلودگی‌ها و گرد و خاک یا کاهش توان تابشی لیزر حذف کرد. با مدوله کردن توان لیزر تابشی در فرکانس چند کیلوهرتز می‌توان با استفاده از تقویت کننده قفلی سیگنال آشکارساز را تا حد زیادی از نوفه فیلتر کرد و آشکارسازی را با دقت بالاتری انجام داد. از آنجا که سیگنال لیزر با فرکانس f و آشکارسازی در فرکانس 2f انجام می‌شود این روش آشکارسازی هارمونیک دوم هم نامیده می‌شود.

در این پژوهش در نظر است یک چیدمان TDLAS برای آشکارسازی گاز آمونیاک ساخته شود تا با استفاده از آن بتوان وجود گاز آمونیاک را در غلظت‌های بسیار کم آشکارسازی کرد که البته با کالیبره کردن سیگنال‌های آشکارسازی شده، می‌توان غلظت این گاز را هم در صورت لزوم بدست آورد. قسمت‌های بعدی این گزارش، مراحل این کار را توضیح داده است.

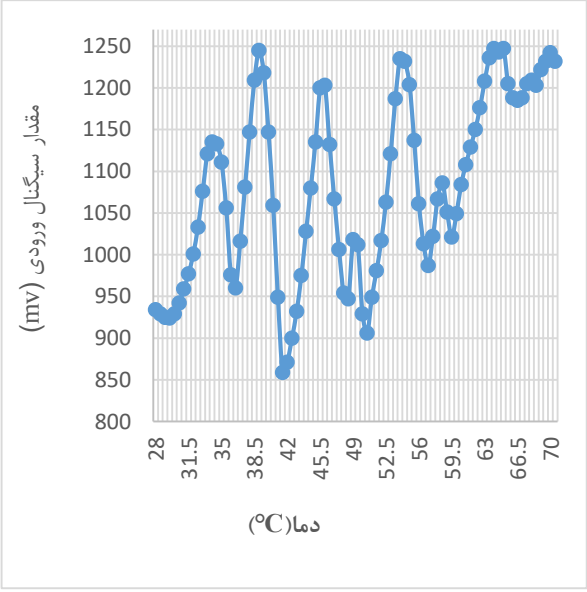
۲. روش اجرا

در این پژوهش از گاز آمونیاک به منظور آشکارسازی با روش TDLAS استفاده شد. در مرحله اول با بررسی داده‌های مختلف، طیف جذب در طول موج ۱۵۱۴ ناتومتری از این گاز انتخاب و از یک لیزر دیود با طیف خروجی ۱۵۱۰ نانومتری بهره گرفته شد و جهت تنظیم طول موج مرکزی لیزر به ۱۵۱۴ نانومتر، دمای آن با استفاده از ترموالکتریک کولر (TEC) تنظیم شد و طیف خروجی آن برحسب دماهای مختلف توسط یک سامانه بیناب‌سنج مادون قرمز مشاهده شد. با اعمال یک ولتاژ تغذیه دندانه اره‌ای با فرکانس حدود ۱۰ هرتز به لیزر دیود طول موج لیزر حوالی طیف جذب جاروب می‌شود. پرتوی عبوری از محفظه بعد از دوبار عبور از آن به یک آشکارساز رسیده و با استفاده از یک تقویت کننده تفاضلی سیگنال تا اندازه کافی تقویت گردید. پرتوی لیزر قبل از رسیدن به محفظه به دو قسمت تقسیم شده و یکی به عنوان شاخص به تقویت‌کننده تفاضلی وارد و دیگری به عنوان کاوش وارد محفظه گاز آمونیاک می‌شود. سلول گازی ساخته شده از یک محفظه پلی اتیلنی با دو پنجره شیشه‌ای تشکیل شده است. نور لیزر قبل از ورود به محیط جاذب با فرکانس بین ۱ الی ۱۰ کیلوهرتز مدوله شد. لذا سیگنال دریافتی از آشکارساز هم با همین فرکانس مدوله است. میزان جذب لیزر در بزرگی هارمونیک اول و دوم سیگنال دریافتی اثر دارد که البته بررسی تغییرات هارمونیک دوم داده‌های دقیق‌تری را به ما می‌دهد و اثرات ناشی از جذبهای غیر آمونیاک در این سیگنال حذف شده است. در این پژوهش برای پردازش سیگنال و آشکارسازی سیگنال‌های جذب لیزر یک تقویت‌کننده قفلی (Lock-in Amplifier) دیجیتال طراحی گردید تا سیگنال آشکارسازی در هارمونیک اول و دوم را پردازش کند. پردازش سیگنال هارمونیک دوم باعث می‌شود نوفه‌ها تاثیری بر آشکارسازی نگذارند و همچنین بتوان تغییرات بسیار کمی که جذب گاز بر روی سیگنال می‌گذارد را آشکارسازی کرد.

۳. یافته ها

به منظور کالیبره کردن اولیه مدارات الکترونیک، سامانه یکبار بدون قرار دادن عامل کاهنده (گاز) در مسیر پرتوی لیزر، بررسی گردید. هنگامی که دو پرتوی لیزر به دو آشکارساز می‌رسند باید شدتی برابر داشته باشند تا حاصل تفریق آنها صفر گردد و تقویت‌کننده سیگنالی را تقویت نکند. در این تقویت‌کننده ساخته شده هنگامی که هر دو آشکارساز به یک میزان، شدت لیزر دریافت کنند، قسمت اندازه سیگنال، سیگنال تفاضلی صفر و هر زمانی که ماده جاذب باعث شود تا از شدت پرتوی لیزر کاسته شود، مقدار این بخش بسته به کاهش شدت لیزر افزایش می‌یابد. با

تغییر طول‌موج لیزر ، تغییرات سیگنال ورودی و همچنین شکل و دامنه سیگنال دریافتی مشاهده و ثبت شد. مشاهده شد که با تغییر طول‌موج لیزر با کنترل دمای آن میزان سیگنال جذبی افزایش و در بعضی دیگر سیگنال کاهش یافته است. همچنین دامنه سیگنال نشان داده شده نیز تغییراتی به همین نحو را نشان می‌دهد. به طور مثال در دمای ۳۰ درجه میزان سیگنال ورودی ۹۲۹/۷۸۰ میلی ولت و در دمای ۴۰/۵ درجه، میزان سیگنال دریافتی ۱۰۵۹/۰۶۰ میلی ولت بود. مشاهده شد که لیزر با گذار در ناحیه جذب آمونیاک در بازه ۱۵۱۰ تا ۱۵۱۴ نانومتر، یک روند کاهشی-افزایشی-کاهشی را نشان می‌دهد. برای اثبات دقیق‌تر، در بازه دمایی ۲۸ درجه تا ۷۱ درجه، مقادیر عددی سیگنال ورودی ثبت گردید که ۸۶ عدد مختلف بدست آمد و نمودار آن بر حسب دما و سیگنال خروجی ترسیم شد(شکل ۲). با تغییر طول موج لیزر با استفاده از کنترل کننده دما سیگنال دریافتی نیز با توجه به خطوط جذبی آمونیاک متفاوت شد.



شکل ۲ : منحنی تغییرات سیگنال اندازه گیری شده بر حسب دما

۴. نتیجه‌گیری

در این پژوهش با استفاده از سامانه TDLAS و روش مدولاسیون طول‌موج توانستیم مقدار 25 PPM از گاز آمونیاک را آشکارسازی کنیم. تقویت‌کننده قفلی استفاده شده از نوع دیجیتال و سیستم داده‌گیری هم با استفاده از یک ADC ۱۲ بیتی بود که محاسبات نهایی به ما می‌گوید دقت اندازه گیری تا حد 25PPM است.

۵. مرجع‌ها

[1] Engelbrecht, R., *A compact NIR fiber-optic diode laser spectrometer for CO and CO2:: analysis of observed 2f wavelength modulation spectroscopy line shapes.* Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy, 2004. **60**(14): p. 3291-3298.

[2] Hodgkinson, J. and R.P. Tatam, *Optical gas sensing: a review.* Measurement Science and Technology, 2012. **24**(1): p. 012004.

[3] Linnerud, I., P. Kaspersen, and T. Jaeger, *Gas monitoring in the process industry using diode laser spectroscopy.* Applied Physics B: Lasers and Optics, 1998. **67**(3): p. 297-305.

[4] Hinkley, E. and P. Kelley, *Detection of air pollutants with tunable diode lasers.* Science, 1971. **171**(3972): p. 635-639

[5] Fried, A., *Application of tunable diode and other infrared sources for atmospheric studies and industrial process monitoring*. 1996, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, Bellingham

[6] Gao, R., et al., Transient gas viscosity measurement using tunable diode laser absorption spectroscopy. Experiments in Fluids, 2017. 58(11): p. 156.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

طراحی و بهینه سازی دیودهای نور گسیل آلی فروسرخ نزدیک مبتنی بر کمپلکس های پلاتینی

فرزاد کرباسی، سیدمحمدباقر قریشی، فاطمه عباسی

Farzadkarbasi.75@gmail.com

چکیده:

هدف این پژوهش پیداکردن یک ساختار NIR-OLED بهینه که دارای بالاترین راندمان باشد. بدین منظور از تاثیر حضور مهمان (Pt(tptbp) در ماده میزبان mCP با درصد وزنی مختلف (۱۰ ,۸ ,۶ ,۴ ,۲) به کمک نرم‌افزار CrossLight APSYS خواص اپتوالکتریکی OLED مورد بررسی قرار گرفته‌شده‌است. در ابتدا پژوهش ساختار OLED با ماده میزبان Alq_3 شبیه‌سازی شد که نتایج در حد مرجع و کمی بهتر شده بود به نظر می‌رسد که هم انتقال انرژی فورستر و هم به دام انداختن بار مستقیم ممکن است نقش مهمی در ساختار OLEDها به روش میزبان-میهمان ایفا کنند و در ادامه جهت بهبود بخشیدن به راندمان OLED از میزبان دیگری مثل mCP استفاده‌شد که پس از شبیه‌سازی و بررسی نتایج، ساختار OLED که شامل ماده میزبان Pt:mCP بود، دارای بیشترین راندمان نسبت به سایر ساختارها بود که علت برتری این ماده نسبت به سایر این مواد این است که میزان هم پوشانی طیف جذب این ماده با ماده Pt(tptbp) نسبت به سایر مواد بیشتر بوده‌است.

کلید واژه

NIR-OLED، نرم افزار APSYS، راندمان، ماده Pt(tptbp)

Design and optimization of near-infrared organic light emitting diodes (NIR-OLED) based on platinum complexes

Farzad karbasi, Seyed Mohammadbagher Ghoreishi, fatemeh abbasi

Farzadkarbasi.75@gmail.com

The aim of this research is to find an optimal NIR-OLED structure that has the highest efficiency. For this purpose, the effect of guest presence (Pt(tptbp)**in the mCP host material with different weight percentages (10, 8, 6, 4, 2) has been investigated with the help of CrossLight APSYS software on the optoelectric properties of OLED. At first, OLED structure research was simulated with Alq_3 host material, and the results were within the reference range and slightly better. - Act as a guest And further, in order to improve the efficiency of OLED, another host such as mCP was used. After simulation and results analysis, the OLED structure which included Pt:mCP host material had more efficiency than other structures, which is the reason for the superiority of this The material compared to other materials is that the absorption spectrum of this material overlaps with** Pt(tptbp) **material more than other materials.**

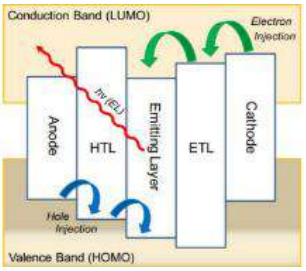
Keywords: NIR-OLED, softwareAPSYS, Efficiency, matter Pt(tptbp)

مقدمه

چشمه‌های نوری فلورسنت فشرده (CFL) یکی از چشمه-های نوری پراستفاده می‌باشد. راندمان این لامپ‌ها درحدود $\frac{Lm}{W}$ ۹۰ می‌باشد و همچنین صرفه‌جویی انرژی آن‌ها در مقایسه با چشمه‌های نوری رشته‌ای حدود ۴ برابر بیشتر می‌باشد ولی با این وجود این نوع چشمه نوری گران‌قیمت بوده و کیفیت رنگی خوبی ندارد و همچنین برای ساخت آن از ماده سمی جیوه استفاده می‌شود[۱]. همچنین از چشمه-های نوری دیگری ازجمله لامپ‌های هالوژنی، و چشمه‌های نوری تخلیه شدت بالا به دلیل کاربرد محدود و همچنین پایین بودن راندمان آن‌ها نسبت به چشمه‌های نوری فلورسنتی خیلی کمتر مورد استفاده قرار گرفته‌است. در اواخر قرن بیستم تکنولوژی ساخت و تولید لامپ‌های نوری حالت جامد (SSL) که شامل دیودهای نورگسیل معدنی (LED) و همچنین دیودهای نورگسیل آلی (OLED) می‌باشد، انقلابی عظیم در صنعت چشمه‌های نوری ایجاد نمود [۲]

اصول کارکرد ساختار دیودهای نورگسیل آلی

OLED به معنی دیودهای ارگانیگی پخش‌کننده نور می-باشد. ساختار یک OLED از یک آند و یک کاتد به عنوان دو الکترود و لایه‌های مواد آلی که همگی این مواد بر روی یک زیرلایه، لایه‌نشانی شده‌اند.

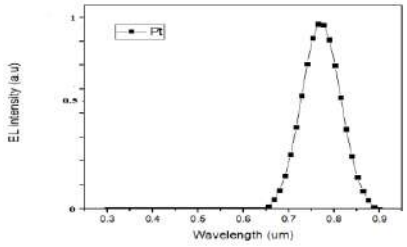


شکل ۱: نمای کلی یک دیودنورگسیل آلی[۶]

جهت بهبود بخشیدن به راندمان ساختار OLEDها از روش میزبان میهمان نیز استفاده می کنند که در این ساختارها از مواد دیگری در ناحیه فعال به عنوان ماده میزبان و ماده مهمان استفاده می‌شود که در این ساختار در صورت هم-پوشانی خوب طیف جذب و نشر این دوماده انتقال انرژی دکستر-فورستر به خوبی صورت می گردد و باعث افزایش بازدهی ساختار خواهدشد.[۳و۹]

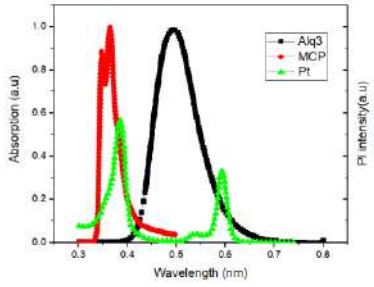
پلاتین به عنوان مواد ناخالص OLEDها

کمپلکس‌های Pt(II) فسفرسان به دلیل خواص فوتوفیزیکی مطلوب خود، بسیار مورد توجه پژوهشگران قرارگرفته‌اند چرا که آن‌ها به دلیل هندسه مسطح مربعی هماهنگی که دارند و همچنین حالت‌های برانیخگته بسیار پرتاب کننده‌ای که درا می‌باشند با طراحی منطقی آن‌ها در زمینه کاربرد مورد نظر خود می‌توان ویژگی‌های انتشار مثل انرژی، بازده کوانتومی‌خارجی، طول عمر و... را متناسب با کاربردهای خاص، OLED مورد نیاز خود را طراحی نمود.[۷,۸] که در این پژوهش از کمپلکس Pt"tetraphenyLtetrabenzoporphyrin" استفاده‌شده‌است.که طیف الکترولومینساس این ماده به صورت ذیل می باشد که در طول موج ۷۷۱ نانومتر دارای پیک تابش می‌باشد که نشان‌دهنده وجود تابش فروسرخ ماده کمپلکس انتخابی نیز می‌باشد.



شکل ۲: طیف تابشی کمپلکس پلاتین انتخابی

جهت دستیابی به یک ساختار OLED بهینه که بیشترین راندمان را داشته باشد، در ابتدا طیف جذب ماده مهمان و طیف نشر ماده میزبان‌ها را بر روی یکدیگر انداخته شد و میزان همپوشانی این طیف‌ها با طیف ماده مهمان مورد بررسی قرار گرفته‌شد.با توجه به اینکه کدام یک از میزبان‌ها همپوشانی بهتری با طیف ماده مهمان دارد، در ساختار OLED قرار گرفته‌شد.



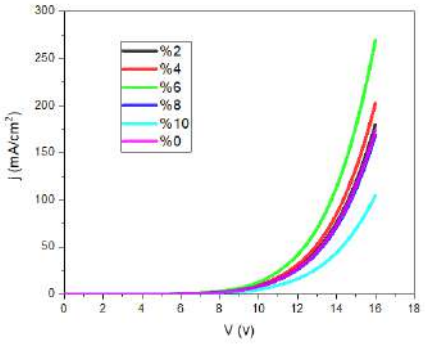
شکل ۳: طیف فوتولومینسانس ماده میزبان ($mCP\text{-}Alq_3$) و طیف جذب ماده مهمان (Pt)

شبیه سازی OLED با میزبان Alq_3

در ابتدا ساختار OLED را با ماده میزبان Alq_3 را طراحی و در نرم افزار APSYS شبیه سازی شد. ضخامت لایه‌ها طبق کارهای پژوهشی، تحقیقاتی قبلی که دارای راندمان و نتایج مطلوبی بودند، بهینه‌سازی و انتخاب گردید و که در ساختار زیر ITO به عنوان آند و Al به عنوان کاتد در نظر گرفته‌شده‌است لذا ساختار این OLED با ماده میزبان Alq_3 به شرح ذیل می‌باشد

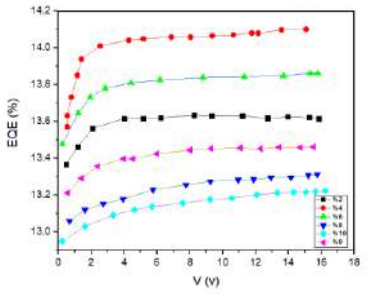
Ito/MoO_3 (5 nm)/NPB (30 nm)
/Alq_3: Pt(%y wt) (30 nm)
/BCP (5 nm)/Alq_3 (20 nm)
/Lif (0.85 nm)/Al

نمودارهای j-v در ابتدا با افزایش میزان درصد آلایش ماده مهمان مقادیر چگالی جریان در حال افزایش بوده ولی پس از درصد آلایش ۶ درصد به بعد میزان چگالی جریان در حال کاهش می‌باشد که دلیل آن این است که برای خاموش‌کردن نشر mCP و انتقال کامل انرژی از مولکول های mCP به Pt به میزان افزایش غلظت آلایش ماده مهمان بستگی دارد که در این ساختار بعد از میزان درصد آلایش ۶ درصد مقدار چگالی جریان شروع به افت کردن، کرده‌است.



شکل۴: نمودار چگالی جریان- ولتاژ ماده میزبان mCP

راندمان کوانتومی خارجی در ولتاژ ۱۰ برابر با ۱۲,۱۹درصد است که مشابه مرجع ۴ و نسبت به مرجع5بالاتر می‌باشد.[۴-۵] با توجه به شکل ۵ در نمونه‌هایی با غلظت‌های بیشتر از ۴ درصد همان‌گونه که مشخص است میزان EQE در حال کاهش می‌باشد و همچنین میزان نشر و انتشار ماده Alq_3 در حال خاموش شدن می‌باشد، که برای دستیابی به یک تعادل می‌توان میزان درصد آلایش مناسب برای این ساختار میزان آلایش با درصد وزنی ۴ درصد در نظر گرفته شود.



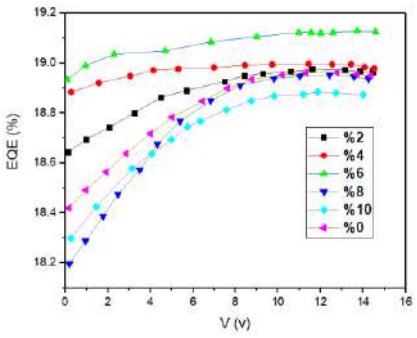
شکل۵: نمودار بازدهی ساختار Alq_3

استفاده از لایهmCP میزبان در OLEDها:

ساختار OLED طراحی‌شده به صورت ذیل می‌باشد:

Ito/MoO_3 (5 nm)/NPB (30 nm)
/x: Pt(%y wt) (30 nm)
/BCP (5 nm)/Alq_3 (20 nm)
/Lif (0.85 nm)/Al

به دلیل همپوشانی بالای این ماده با طیف جذب و نشر Pt میزان راندمان کوانتومی‌خارجی این ساختار نسبت به ساختار دیگر، دارای راندمان بهتر و بالاتری می‌باشد. همچنین برای راندمان کوانتومی‌خارجی در ولتاژ ۱۰، برابر با ۱۴,۰۴% است که نسبت به مرجع بالاتر است [۴]. همچنین علت کاهش میزان راندمان کوانتومی خارجی در آلایش‌های بیشتر از ۶ درصد این است که با افزایش میزان درصد آلایش، میزان شدت پیک الکترولومینسانس ماده میزبان کاهش یابد و باعث خاموشی بیشتر ماده میزبان می‌شودکه همین امر باعث کاهش میزان راندمان کوانتومی‌خارجی (EQE) می‌شود.



شکل۶: راندمان کوانتومی خارجی با ماده mCP

نتیجه گیری:

با توجه به میزان هم‌پوشانی طیف جذب و نشر مواد میزبان و ماده مهمان و با توجه به اینکه میزان هم‌پوشانی ماده mCP با ماده مهمان بیشتر از ماده **Alq_3** بوده لدا پس از بررسی نتایج، ساختاری که دارای درصد آلایش ۶درصد با ماده میزبان mCP بود نسبت به میزبان **Alq_3** که انتخاب شده‌بودند خیلی بهتر بود که علت این به خاطر هم‌پوشانی زیاد طیف نشر-جذب ماده مهمان با ماده میزبان mCP می‌باشد که این هم پوشانی بدان معناست که انتقال انرژی فورستر- دکستر درساختارهای مهمان- میزبان می‌تواند به خوبی صورت گیرد. که در مرجع [۱۰] راندمان‌کوانتومی خارجی نسبتا بالایی از ماده میزبانmCPگزارش شده-است[۱۰]به عنوان مثال میزان راندمان کوانتومی خارجی که دراین پژوهش شبیه‌سازی شد برابر با ۱۹,۱٪ و همچنین میزان چگالی جریان نسبت به ماده میزبان Alq_3 انتخاب-شده، افزایش چشم‌گیری داشته‌است؛ که به عنوان بهینه-ترین ساختار در این پژوهش می‌توان ساختاری را در نظر گرفت که دارای ناحیه فعال با ماده فعال mCP:Pt با میزان ۶ درصد الایش ماده مهمان می‌باشد. با توجه به نمودارهای الکترولومینساس، پیک انتشار این ساختارها همگی در طول موج تقریبا ۷۷۰ نانومتر می‌باشد که این طول موج مربوط به فسفرسانس ماده Pt(tptbp) می‌باشد.

1. **A. Bouwknegt, “Compact fluorescent lamps,” Journal of the Illuminating Engineering Society 11,204-212(1918)**
2. R. Haitz, and J. Y. Tsao, “Solid-state lighting: Why it will succeed, and why it won’t be overtaken,” Optik & Photonik 12
3. S. Reineke, M. Thomschke, B. r. Lossem, and K. Leo, “White organic lightemitting diodes: Status and perspective,” Reviews of Modern Physics 85
۴. ساخت‌وبهینه سازی‌دیودنورگسیل‌آلمبتنبرماده وجستجوی‌ابتدابه‌ساکن‌برای‌یافتن Pt(tptbp) ملول های‌تابنده‌باسازوکارفلوئورسانس‌تاخیری،مصطفی توکلی دانشگاه صنعتی اصفهان ۱۳۹۹
5. Extended Conjugation Platinum(II) Porphyrins for use in NearInfrared Emitting Organic Light Emitting Diodes, https://doi.org/10.1021/cm202242x
6. J. R. Sommer, Synthesis and Photophysical Characterization of [pi]-extended Platinum Porphyrins for Application in High Efficiency Near-IR Light Emitting Diodes (University of Florida).
7. Highly Efficient, Near-Infrared Electrophosphorescence from a Pt–Metalloporphyrin Complex, https://doi.org/10.1002/anie.200604240
8. G. C. Bond, Platinum Metals Rev., 2000,
9. D. Tibiletti, A. Amieiro-Fonseca, R. Burch, Y. Chen, J. M. Fisher, A. Goguet, C. Hardacre, P. Hu and D. Thompsett, J. Phys. Chem. B, 2005
10. High-performance pure blue phosphorescent OLED using a novel bis-heteroleptic iridium(III) complex with fluorinated bipyridyl ligandshttps://doi.org/10.1039/C2TC00836J

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و پانزدهمین کنفرانس مهندسی و
فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

طراحی حسگر نوری فیبر بلور فوتونی با هسته متخلخل برای سنجش شیمیایی با حساسیت نسبی بالا در رژیم تراهرتز

میلاد حبیبی؛ فاضل جهانگیری

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران

چکیده- در این مقاله به طراحی یک فیبر بلور فوتونی با هسته متخلخل برای استفاده در سنجش مواد شیمیایی مایع در محدوده فرکانسی تراهرتز می پردازیم. برای این منظور، ابتدا به طراحی بهینه ساختار بلور فوتونی پرداخته و سپس با پرکردن هسته متخلخل آن با مواد شیمیایی مایع با ضریب شکست بین 1.33 تا 1.37، ویژگی های حسگری بررسی می شود. نتایج تحلیل عددی، حساسیت نسبی 88% و تلفات تحدید 1.1×10^{-10} را برای حسگر فیبر بلور فوتونی پیشنهادی در فرکانس 1 THz نشان می‌دهد. عملکرد قابل قبول و در عین حال سادگی طراحی، PCF بررسی شده را به عنوان گزینه‌ای مناسب برای کاربردهای حسگری شیمیایی در بخش های مختلف صنعتی و پزشکی پیشنهاد می‌کند.

کلید واژه- تراهرتز، تلفات تحدید، حسگر نوری، فیبر بلور فوتونی

Design of a chemical sensing hollow core photonic crystal fiber based optical sensor with high relative sensitivity for terahertz (THz) regime

Habibi, Milad; Jahangiri, Fazel

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran

Abstract- In this paper, we design a photonic crystal fiber with a porous core for measurement of liquid chemical materials in the terahertz frequency range. For such a purpose, we first optimized the design of the PCF structure, then by filling the porous core with liquid chemical materials with a refractive index between 1.33 and 1.37, the fiber sensing characteristics are investigated. According to the numerical analysis of the proposed photonic crystal fiber sensor, a relative sensitivity of 88% and a confinement loss factor of 1.1×10^{-10} have been obtained at 1 THz frequency. The appropriate performance along with the simplicity of the proposed PCF design have made it very suitable for use as a chemical sensor in various industrial and medical sectors.

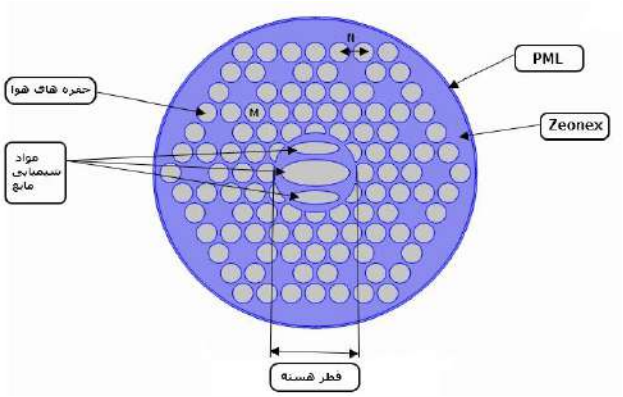
Keywords: terahertz, photonic crystal fiber, Confinement loss, Optical sensor

مقدمه

کاربردهای متنوع تراهرتز در طیف سنجی، پزشکی و حسگری همگی در گرو انتشار بهینه آن است که در حال حاضر عمدتا مبتنی بر استفاده از فیبر بلور فوتونی(PCF) می‌باشد. تاکنون ساختار های متنوعی از PCF به عنوان حسگر دما، رطوبت و فشار پیشنهاد شده است [1-7] که دارای حساسیت بالاتر، هزینه کمتر، انعطاف پذیری طراحی و تلفات جذبی کمتری نسبت به سایر حسگر ها می‌باشد. در این مقاله به طراحی یک حسگر PCF با هسته متخلخل و حفره های دایره ای در پوسته می پردازیم. در ابتدا ساختار حسگر پیشنهادی را بررسی و سپس ویژگی های حساسیت نسبی و تلفات تحدید را به ازای سه مایع شیمیایی با ضریب شکست نزدیک محاسبه می کنیم. این مواد شامل اتانول (n=1.354)، بنزن (n=1.366) و آب (n=1.330) است. حسگر پیشنهادی از حساسیت نسبی بالا و تلفات تحدید کمی در محدوده فرکانس تراهرتز برخوردار است و می تواند به عنوان حسگر شیمیایی استفاده شود.

اصول طراحی

در این حسگر از حفره های بیضی شکل داخل هسته استفاده کرده‌ایم (شکل۱). شعاع هسته برابر با ۶۰۰ میکرومتر و فاصله حفره های هوا در ناحیه پوسته از یکدیگر برابر با d در نظر گرفته شده است. کسر جریان هوا (AFF) در پوسته به صورت M/N در نظر گرفته می-شود که M قطر حفره و N فاصله جانبی حفره ها است. هرچند کاهش AFF باعث کاهش پیچیدگی ساخت می شود اما افزایش از آن جهت مطلوب است که منجر به محدود شدن بیشتر امواج داخل هسته و افزایش حساسیت نسبی می شود. برای یک حسگر PCF ضروری است که دو شکستی بالایی داشته باشد تا خاصیت حفظ قطبش آن بالا باشد و این با نامتقارن سازی هسته و پوسته فراهم می شود. Zeonex را به عنوان ماده پس زمینه حسگر استفاده کردیم زیرا دارای مزایای زیادی مانند حساسیت به دمای بالا، تلفات کم مواد و ضریب شکست ثابت n=1.525 است. لایه کاملا تطبیق یافته(PML) به منظور انطباق شرایط مرزی که نتایج عددی را بهبود می بخشد استفاده شده است. در مکانیزم کار حسگر طول کوتاهی از PCF به عنوان عنصر حسگر استفاده می شود و مواد شیمیایی مایع مورد سنجش با استفاده از سوزن های ریز به آرامی داخل هسته پر می شوند.

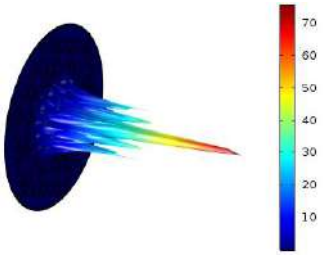


شکل ۱: سطح مقطع حسگر پیشنهادی

شبیه سازی

برای طراحی حسگر PCF و محاسبه مدهای انتشاری از نرم افزار کامسول استفاده کردیم و از روش المان محدود (FEM) به محاسبات عددی پارامترهای مدنظر پرداخته-ایم. موجبرهای تراهرتز در مقایسه با موجبرهای نوری بزرگتر هستند و با طول موج مقیاس می‌شوند. بنابرین ساختار فقط منحصر به غلاف با نقص نیست. علاوه بر این، باید ضخامت فیبر و میزان محدوده پوسته نیز در نظر گرفته شود. همچنین از آنجاکه تلفات اکثر مواد پلیمری در محدوده تراهرتز زیاد است، ضریب شکست باید مختلط در نظر گرفته شود و نرم افزار کامسول برای این محاسبات می‌تواند بسیار موثرتر واقع شود. در شکل 2 مد های

قطبش x,y در فرکانس 1 تراهرتز برای سه ماده اتانول، بنزن و آب نشان داده شده است. همچنین، شکل 3 توزیع سه بعدی شدت خروجی برای حالتی که از مایع بنزن استفاده شده است را به ازای قطبش x نشان می دهد. در حسگر پیشنهادی، مقدار معقولی امواج از ناحیه هسته برای هر دو قطبش عبور می کنند. ضریب شکست موثر برای سه ماده اتانول، آب و بنزن برای قطبش x به ترتیب 1.2793, 1.2516, 1.2714 است. مقایسه نتایج نشان می‌دهد که هر چه ماده با ضریب شکست بزرگتری داخل هسته را پر کرده باشد، ضریب شکست موثر بزرگتری را ایجاد می‌کند. درنتیجه، همانطور که در شکل 2 نشان داده شده است، امواج تراهرتز بیشتری داخل هسته محدود می شوند و بنابراین حساسیت بالاتری را در حسگری می‌توان انتظار داشت. توزیع شدت به صورت سه بعدی در شکل 3 نشان داده شده است. در شبیه سازی، مد قطبشی x را به عنوان شرایط بهینه حسگر اختیار کرده ایم.

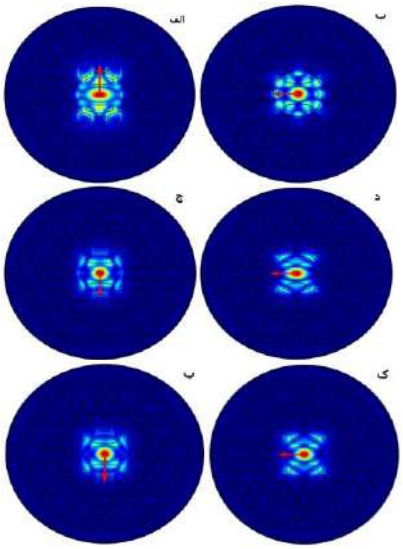


شکل ۳: توزیع شدت به صورت سه بعدی برای بنزن مد قطبش x

نتایج و بحث

برای ارزیابی نتایج حسگر حساسیت نسبی معیار اصلی حسگرهای مبتنی بر PCF است(شکل)4. طبق قانون بیر لامبرت ضریب حساسیت نسبی r در یک طول موج خاص به میزان برهمکنش امواج ورودی و ماده ای که باید حس شود بستگی دارد و از طریق معادله زیر قابل محاسبه است[8]:

$$r = \frac{n_r}{Re[n_{eff}]} f \qquad (1)$$

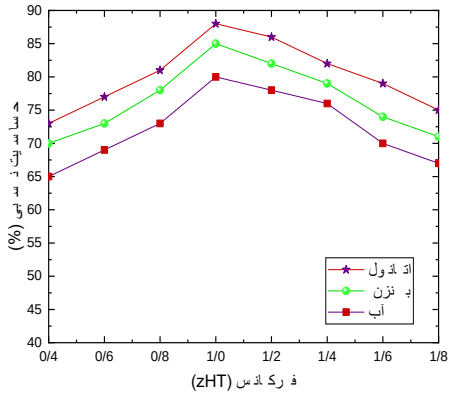


شکل۲: توزیع شدت در ، الف)آب قطبش، y
ب) آب قطبش، x ج) اتانول قطبش، y
د) اتانول قطبش، x ت) بنزن قطبش، y
ر) بنزن قطبش، x

که در آن n_r نشان دهنده ضریب شکست مواد داخل هسته است و n_{eff} ضریب شکست موثر PCF است. و f نشان دهنده توان امواجی است که از ناحیه هسته میگذرند. و به صورت زیر محاسبه می شود:

$$f = \frac{\int_{sample} Re(E_x H_y - E_y H_x)\, d_x d_y}{\int_{total} Re(E_x H_y - E_y H_x) d_x d_y} \times 100 \qquad (2)$$

که در آن E_x E_y , H_x H_y میدان الکتریکی عرضی و میدان مغناطیسی عرضی، مد اصلی انتشار هستند و x,y حالت های قطبش را نشان می دهند.



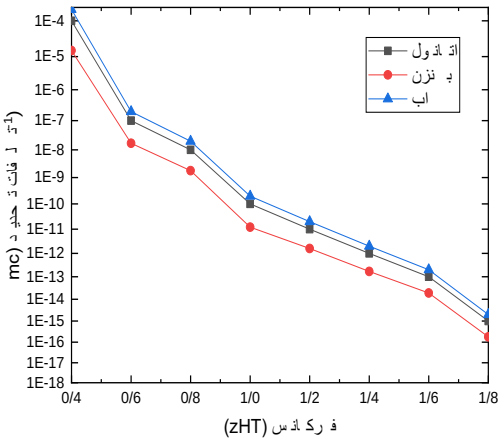
شکل۴: حساسیت نسبی بر حسب فرکانس برای 3 ماده اتانول، بنزن، آب

یکی از مکانیزم های تلفات که در طول انتشار امواج داخل PCF رخ می دهد تلفات تحدید است، این تلفات ناشی از ساختار غلاف و تخلخل هست(شکل۵)، که میتوان از فرمول زیر محاسبه کرد[9]:

$$L_C = 8.686\left(\frac{2\pi f}{c}\right) Im(n_{eff}), dB/cm \qquad (3)$$

در اینجا $Im(n_{eff})$ نشان دهنده بخش موهومی ضریب شکست موثر است. f فرکانس مورد استفاده است و c سرعت نور است.

طبق شکل ۴ حساسیت نسبی در فرکانس ۱ تراهرتز برای هر سه ماده بیشترین مقدار است. با توجه به فرمول می توان ناهمواری در نمودار را توضیح داد به طوری که طبق نمودار حساسیت نسبی با ضریب شکست موثر و توان امواج رابطه دارد که هر دو با افزایش فرکانس افزایش می یابند ولی توان امواج بعد از فرکانسی ثابت یا حتی کاهشی می شود ولی ضریب شکست موثر با افزایش فرکانس افزایش می یابد، که این رفتار ضریب شکست موثر و توان امواج باعث می شود حساسیت در فرکانس های پایین افزایشی و در فرکانس های بالا کاهشی شود. در حالت کلی میزان حساسیت نسبی بستگی به میزان شدت امواج موجود در حفره های داخل هسته دارد.



شکل۵: تلفات تحدید بر حسب فرکانس

تلفات تحدید یکی از مکانیزم های تلفات است که در طول انتشار امواج تراهرتز داخل موجبر موج را محدود می کند. این تلفات ناشی از تعداد محدودی از حلقه های حفره هوا در غلاف است. هر چقدر فرکانس زیادتر می شود تلفات تحدید پایین تر می‌آید. شکل ۵ نشان می دهد با افزایش فرکانس محدودیت داخل هسته بیشتر می شود.

نتیجه‌گیری

یک حسگر فیبر بلور فوتونی هسته متخلخل طراحی و مورد بهینه سازی قرار گرفت. نتایج شبیه سازی نشان می دهد به ازای فرکانس 1 تراهرتز این طراحی حساسیت نسبی 88%,85%,79% و تلفات تحدید 2.4×10^{-10}, 1.1×10^{-10}, 1.4×10^{-11} برای سه ماده اب و اتانول و بنزن بدست امده است. عملکرد عالی و سادگی طراحی PCF پیشنهادی آن را برای استفاده به عنوان حسگر شیمیایی در بخش های مختلف صنعتی و پزشکی بسیار مناسب کرده است.

مرجع‌ها

[1] K.B. Kumar, Optical FiberTech.72, 102982, 2022.

[2] P. Sharma et al, IEEE Sensors J. 15, 1035 (2015).

[3] K. Ahmed et al., IEEE Sensor J. 19 (2019).

[4] Z. Richard, et al, Optics letters, 43, 1479 (2018).

[5] S.R. Rodrigo, Lightwave Tech. 34, 4525 (2016).

[6] LIU, Zhengyong; TAM, Cham. pp. 261-285, 2019.

[7] YU, Haihu, et al.. IEEE Photonics, 12, 1(2020).

[8] Md.S. Islam et al. J. Comput. Elect. 20, 377(2021).

[9] Md.S. Islam et al. Light Electron Optics 145, 398 (2017).

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

طراحی و تحلیل فیلتر پلاسمونی انتخابگر مبتنی بر زوج تشدیدگر نانودیسک و موجبر T شکل جهت کاربرد در باند E نوری

فاطمه عبدالعلی‌پور، مریم پورمحی‌آبادی

آزمایشگاه الکترونیک نوری ، بخش مهندسی برق، دانشکده فنی، دانشگاه شهید باهنر کرمان

Fatemeh.abdolalipoor@eng.uk.ac.ir , Pourmahyabadi@uk.ac.ir

چکیده – فیلترهای پلاسمونی به دلیل انتخاب طول موج و غلبه بر محدودیت پراش نور، جهت کاربرد در مدارهای مجتمع نوری مورد توجه قرار گرفتند. در این مقاله طرح فیلتر پلاسمونی مبتنی بر موجبر فلز-عایق-فلز، شامل دو تشدیدگر نانودیسک و موجبرهای T شکل، برای طول موج های مخابراتی ارائه شده است. نتایج شبیه سازی با روش تفاضل محدود در حوزه زمان نشان می‌دهد که طیف انتقال ساختار دارای یک مد تشدید در طول موج های مخابراتی بوده و دارای قله انتقال تقریبا ۱ در طول موج ۱۴۵۰ نانومتر است. مزیت این ساختار، کاهش عرض طیفی خطی و در نتیجه افزایش ضریب کیفیت به اندازه ۱۳۱ است.

کلید واژه- فیلتر پلاسمونی، تشدیدگر نانودیسک، موجبر T شکل، ضریب کیفیت.

Design and analysis of selective plasmonic filter based on nano-disc resonator pair and T-shaped waveguide for use in the optical E-band

Fatemeh Abdolalipoor, Maryam Pourmahyabadi

Optoelectronic Research Lab., Department of Electrical Engineering, Shahid Bahonar University of Kerman

Fatemeh.abdolalipoor@eng.uk.ac.ir , Pourmahyabadi@uk.ac.ir

Abstract- Plasmonic filters have attracted much attention to be used in optical integrated circuits due to the wavelength selectivity and overcoming the limitation of light diffraction. In this article, the design of a plasmonic filter based on metal-insulator-metal waveguide, consisting of two nano-disk resonators and T-shaped waveguides, for operating in communication wavelengths is presented. The simulation results with the finite-difference time-domain (FDTD) method show that the transmission spectrum has a resonance mode in the communication wavelengths and also has a transmission peak of approximately 1 at the wavelength of 1450nm. The advantage of this structure is the reduction of the full width at half maximum (FWHM) and in result, the increasing of the quality factor up to 131.

Keywords: Plasmonic filter, Nano-disk resonator, T-shaped waveguide, Quality Factor.

مقدمه

با افزایش تقاضا برای نرخ انتقال داده با سرعت بالاتر، یکپارچه سازی ادوات در حوزه فوتونیک مورد توجه قرار گرفت. با کاهش ابعاد ادوات، مسئله پراش نور در ابعاد کمتر از طول موج نور ورودی، به عنوان یک مشکل اساسی مطرح شد. محققان، استفاده از پلاریتون‌های پلاسمون سطحی (SPP[۱]) را به عنوان راه حلی برای غلبه بر این محدودیت مطرح کردند [۱]. SPPها با تابش امواج الکترومغناطیسی به فصل مشترک فلز – دی‌الکتریک، ایجاد می‌شوند [۲]. این امواج در فصل مشترک فلز-دی‌الکتریک به سرعت میرا می‌شوند اما با استفاده از موجبرهای فلز-عایق-فلز (MIM[۲]) می توان SPP ها را درون ساختار به دام انداخت و با هدایت آنها، به انتقال امواج الکترومغناطیسی دست یافت. موجبرهای MIM مصالحه خوبی بین تحدید نور در ابعاد کمتر از طول موج نور برخوردی و تلفات انتشار برقرار می-کنند [۳]. انواع ادوات پلاسمونی مبتنی بر موجبرهای MIM طراحی و تحلیل شده‌اند، مانند فیلتر[۴]، حسگر [۵]، دی مالتی‌پلکسر [۶]، سوئیچ [۷]، گیت‌های منطقی [۸] .

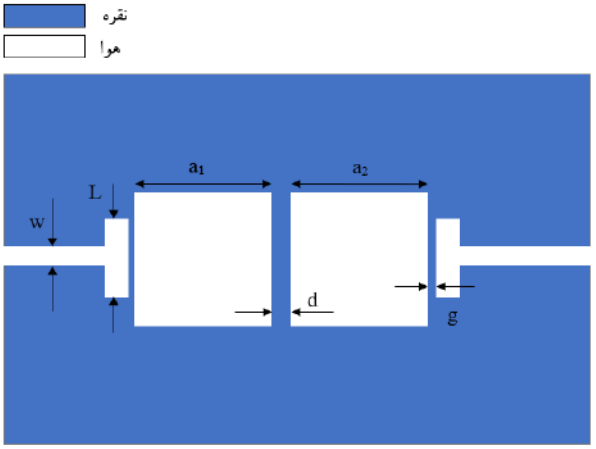
فیلترهای پلاسمونی به دلیل انتخاب‌گری طول موج‌های مورد نظر، در بسیاری از سیستم های نوری کاربرد گسترده-ای پیدا کرده‌اند. پژوهش‌های زیادی در این حوزه انجام شده است. تحلیل فیلترهای پلاسمونی مبتنی بر موجبر با ساختار T شکل ارائه شده است [۹]. آنها از یک موجبر مستقیم و یک ساختار T شکل مبتنی بر سیلیکون روی عایق (SOI[۳]) استفاده کرده‌اند. به دلیل بازتاب‌های ناشی از لایه فلزی و شکاف‌های نانو، مد تشدید فابری- پرو در ساختار ایجاد شده است. همچنین تأثیر تغییر پارامترهای مختلف بر طیف انتقال مورد ارزیابی قرار گرفته است. طرح‌های مختلفی از فیلترهای باند عبور گسترده با تشدیدگرهای حلقوی مبتنی بر موجبر MIM ارائه و از نظر عددی مورد تحلیل قرار گرفته‌اند [۱۰]. آنها با استفاده از تشدیدگر حلقوی مربعی و تنظیم فاصله تزویج بین تشدیدگر و موجبرهای ورودی و خروجی، نتایج را مورد تحلیل قرار داده اند. طرحی از یک فیلتر پلاسمونی باند عبور با دو تشدیدگر حلقوی مربعی ارائه شده است. یک روزنه نیز بین دو تشدیدگر قرار گرفته است که SPPها را بین دو تشدیدگر منتقل می‌کند. آنها نشان دادند که عرض طیفی خطی (FWHM[۴]) به طور قابل توجهی کاهش یافته است [۱۱]. همچنین فیلتر پلاسمونی مبتنی بر موجبر MIM با استفاده از نانودیسک مربعی و موجبرهای T شکل در ورودی و خروجی ساختار ارائه شده است [۱۲]. آنها با بررسی فیلتر پلاسمونی پیشنهادی، دو طرح مختلف دی‌مالتی پلکسر در طول موج‌های مخابراتی ۱۳۱۰ و ۱۵۵۰ نانومتر ارائه کرده اند. طرح‌های فیلتر و دی-مالتی پلکسر دارای قله انتقال بالا و ضریب کیفیت بالا هستند. در این مقاله فیلتر پلاسمونی مبتنی بر موجبر MIM با استفاده از تشدیدگر نانودیسک مربعی و موجبر T شکل ارائه شده است. هدف طراحی فیلتر پلاسمونی با قله انتقال نزدیک به ۱ و ضریب کیفیت بالا در طول موج های مخابراتی است.

طرح پیشنهادی

طرح پیشنهادی فیلتر پلاسمونی مبتنی بر موجبر MIM با دو تشدیدگر نانودیسک مربعی و دو موجبر Tشکل، در شکل ۱ نشان داده شده است. دی الکتریک هوا و فلز نقره با مدل جانسون-کریستی، به منظور ایجاد ساختار MIM به کار رفته‌اند. دو کاواک تشدید مربعی دارای ابعاد یکسان هستند ($a_1=a_2$) که در فاصله d از یکدیگر قرار دارند. همچنین، دو موجبر T شکل در فاصله g از کاواک‌های تشدید قرار گرفته-اند. عرض موجبر در موجبر T شکل برابر w در نظر گرفته

[۱] Surface Plasmon Polariton
[۲] Metal-Isolator-Metal
[۳] Silicon On Isolator
[۴] Full Width at Half Maximum

شده است. در این ساختار پارامترهای $a_1=a_2=650nm$، $w=50\ nm$ و $g=10\ nm$ ثابت در نظر گرفته شده‌اند. برای شبیه سازی به روش تفاضل محدود در حوزه زمان (FDTD) استفاده شده و شرایط مرزی آن، PML در نظر گرفته شده است.

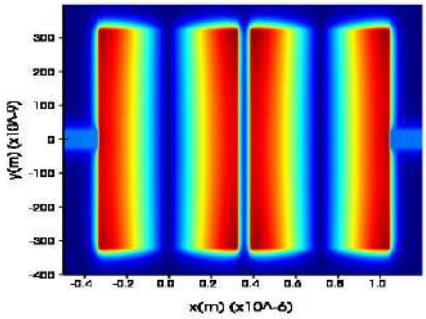


شکل ۱- ساختار فیلتر پلاسمونی با دو تشدیدگر نانودیسک مربعی

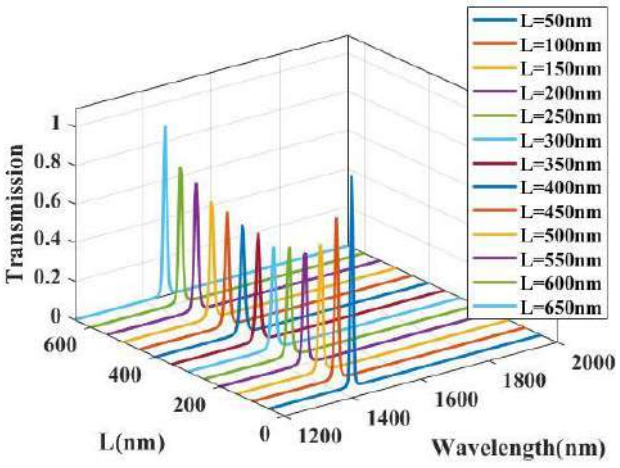
امواج SPP بعد از انتشار در موجبر ورودی، از طریق موجبر T شکل به تشدیدگرهای نانودیسک مربعی تزویج شده‌اند. با توجه به هندسه ساختار، مدهای تشدید درون ساختار برانگیخته شده‌اند. در نهایت موج مد تشدید، به موجبر خروجی تزویج شده است. شکل ۲ توزیع میدان مغناطیسی در طول موج ۱۴۵۰ نانومتر را نشان می دهد. ضریب کیفیت ساختار از رابطه (۱) قابل محاسبه است:

$$Q=\lambda/\Delta\lambda \qquad (۱)$$

که در آن، λ طول موج تشدید و $\Delta\lambda$ ، عرض خطی طیفی (FWHM) است. طیف انتقال ساختار برای مقدارهای مختلف L در شکل ۳ نشان داده است. با توجه به شکل۳، به ازای $L=50\ nm$ طیف انتقال دارای قله انتقال ۱ در طول موج ۱۴۵۰ نانومتر است. با تغییر L از ۵۰ نانومتر تا ۳۰۰ نانومتر، قله انتقال کاهش یافته و سپس با تغییر L از ۳۰۰ نانومتر تا ۶۰۰ نانومتر قله انتقال افزایش یافته است. همچنین، با تغییر L از ۵۰ تا ۶۵۰ نانومتر، طول موج تشدید از ۱۴۵۰ تا ۱۴۶۵ نانومتر تغییر می‌کند. علت آن، تغییرات طول تزویج بین تشدیدگر و موجبر است. به منظور مقایسه طرح پیشنهادی با سایر طرح‌های موجود در مقالات دیگر، جدول ۱ به طور خلاصه ارائه شده است. نتایج نشان می‌دهد که طرح پیشنهادی نسبت به سایر طرح‌ها، دارای ضریب کیفیت بسیار بالاتری است.



شکل ۲- توزیع میدان مغناطیسی ساختار در طول موج ۱۴۵۰ نانومتر



شکل۳- طیف انتقال ساختار به ازای L های مختلف

جدول ۱- مقایسه طرح پیشنهادی با سایر طرح‌های موجود

مرجع	طول موج تشدید	قله انتقال	ضریب کیفیت
[۱۳]	۱۵۵۰	۰/۷۲	۲۸/۱۸
[۱۴]	۱۴۳۰	۰/۵۱	۱۶/۸۲
[۱۲]	۱۵۵۰	۰/۹۹	۹۱
طرح پیشنهادی	۱۴۵۰	۱	۱۳۱

نتیجه‌گیری

در این مقاله یک فیلتر پلاسمونی انتخاب‌گر طول موج با قله انتقال ۱ و ضریب کیفیت بالا در طول موج‌های مخابراتی ارائه شده است. با تغییر طول تزویج در ناحیه تزویج بین تشدیدگرها و موجبرها، تغییرات طیف انتقال مورد بررسی قرار گرفته است. مزیت ساختار پیشنهادی، باریک بودن عرض طیفی خطی است که تأثیر بسزایی بر ضریب کیفیت دارد. به دلیل تک مد بودن ساختار در طول موج‌های مخابراتی می تواند در کاربردهای مختلفی از جمله دی-مالتی‌پلکسر به کار رود.

مرجع‌ها

[1] Zhang, H. C. et al. Breaking the challenge of signal integrity using time-domain spoof surface plasmon polaritons. ACS Photonics 2, pp.1333–1340, 2015.

[2] Zhang, H. C. et al. Planar spoof SPP transmission lines: Applications in microwave circuits. IEEE Microw. Mag. 20, pp.73–91, 2019.

[3] J. Park, K.-Y. Kim, I.-M. Lee, H. Na, S.-Y. Lee, and B. Lee, "Trapping light in plasmonic waveguides, " *Optics Express*, 18, 2, 598, 2010.

[4] Mehdi Kamari, Mohsen Hayati, Saba Khosravi, "Tunable infrared wide band-stop plasmonic filter using T-shaped resonators", Materials Science in Semiconductor Processing, vol.133, 2021.

[5] Shiva Khani, Mohsen Hayati," An ultra-highly sensitive plasmonic refractive index sensor using an elliptical resonator and MIM waveguide", Superlattices and Microstructures, Vol.156, 2021.

[6] Arman Amiri Faghani, Zahra Rafiee, Hamideh Amanzadeh, Elnaz Yaghoubi, Elaheh Yaghoubi," Tunable band-pass plasmonic filter and wavelength triple-channel demultiplexer based on square nanodisk resonator in MIM waveguide", Optik, Vol.257,2022.

[7] Yousef Karimi, Hassan Kaatuzian, Alireza Tooghi, Mohammad Danaie," All-optical plasmonic switches based on Fano resonance in an X-shaped resonator coupled to parallel stubs for telecommunication applications", Optik,Vol 243,2021.

[8] Pal, A., Ahmed, M.Z. & Swarnakar, S. "An optimized design of all-optical XOR, OR, and NOT gates using plasmonic waveguide", *Opt Quant Electron* **53**, 84, 2021.

[9] Oh, G. Y., Ko, J. B., Kim, H., & Park, C. K. "Analysis of T-shaped Plasmonic Nanogap Wavelength Filters". In *2019 IEEE 14th Nanotechnology Materials and Devices Conference (NMDC)*, pp. 1-3, 2019.

[10] M. Z. U. Rahman, K. M. Krishna, K. K. Reddy, M. V. Babu, S. S. Mirza and S. Y. Fathima, "Ultra-Wide-Band Band-Pass Filters Using Plasmonic MIM Waveguide-Based Ring Resonators," in *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 30, no. 19, pp. 1715-1718, 1 Oct.1, 2018.

[11] G. Duan, P. Lang, L. Wang, L. Yu, and J. Xiao, "A band-pass plasmonic filter with dual-square ring resonator," Modern Physics Letters B, vol. 28, no .23, p .1450188, 2014.

[12] F.Abdolalipour, M. Pourmahyabadi, "High Q-factor plasmonic filter based on MIM structures and its application in the design of a dual band demultiplexer for optical communication wavelengths," J. Opt. Soc. Am. B 39, pp.364-372, 2022**.**

[13] G .Zhan, R .Liang, H .Liang, J .Luo, and R .Zhao, "Asymmetric band-pass plasmonic nanodisk filter with mode inhibition and spectrally splitting capabilities," Optics Express, vol .22, no .8, p . 9912, 2014.

[14] M .Hasan, F .Mayoa, M .S .Hossain, R .Ahmed, M . Hossain, K .Ali, and S .Islam, "Plasmonic corrugated waveguide coupled to a rectangular nano-resonator as an optical filter," OSA Continuum, vol .3, no .12, p .3314, 2020.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

شبیه سازی یک لیزر تک مد طولی *Pr:YLF* با استفاده از روش پیش‌لیز

زهرا بهروز و غلامرضا هنرآسا

z.behrooz@sutech.ac.ir

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران

چکیده - در این مقاله، عملکرد یک لیزر *Pr:YLF* با ا ستفاده از روش پیش لیز مد طولی شبیه سازی شده ا ست. برای این منظور، معادلات نرخ چند مدی لیزر به صورت عددی حل شده و چگالی‌های وارونی جمعیت و فوتون ها محا سبه می شوند. نتایج ن شان می‌دهد که سیگنال دو مرحله‌ای زمان مدولاسیون کلید Q و سایر پارامترهای مشدد به طور قابل‌توجهی بر ویژگی‌های خروجی عملکرد لیزر کلید زن Q تک مد طولی تأثیر می‌گذارد.

کلید واژه- لیزر *Pr:YLF*، تک مد طولی، کلید زنی Q، معادلات نرخ

Simulation of a Pr:YLF single longitudinal mode laser using the pre-lase method

Zahra Behrooz and Gholamreza Honarasa

z.behrooz@sutech.ac.ir

Physics Department, Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran

Abstract- In this paper, the performance of a Pr:YLF laser is simulated using longitudinal-mode pre-lase selection method. For this purpose, laser multimode rate equations are solved numerically and inversion population and photon densities are calculated. The results show that two-step signal of the Q-switch modulation time and other resonator parameters significantly affect the output characteristics of the single-longitudinal-mode Q-switched laser operation.

Keywords: Pr:YLF laser, Single longitudinal mode, Q-switching, Rate equations

مقدمه

لیزرهای تک مد طولی در زمینه‌های بسیاری، هم‌چون مخابرات نوری، لیدارها و طیف‌سنجی لیزری، مورد استفاده قرار می‌گیرند [1-4]. در حال حاضر، روش‌های مختلفی برای تحقق خروجی تک مد طولی لیزرهای حالت جامد مانند دو اتالون فابری-پرو، کاواک‌های دایروی و کاواک‌های مد پیچیده مورد استفاده قرار می گیرند.

فناوری کلیدزنی Q پیش لیزر روشی است که در آن سیگنال اولیه تزریقی توسط خودش ایجاد می شود و پالس کلید زنی Q شده تک مد طولی از یک نوسان آرام این پالس اولیه ساخته می‌شود. کلیدزنی Q پیش لیزر به عنوان یک روش گزینش مدهای احتمالی شناخته می‌شود که در دو مرحله فعال می‌شود و پالس‌های کوچک را به مرور تقویت خواهد کرد. در حالت کلی، این روش از عناصر کمتری استفاده خواهد کرد و اتلاف کل سیستم بسیار پایین خواهد بود.

در این مقاله با استفاده از معادلات نرخ لیزر در حالت چند مدی و در نظر گرفتن اتلاف کلید زن Q به شبیه سازی یک لیزر $Pr:YLF$ با استفاده از روش پیش لیز می‌پردازیم با انجام این شبیه‌سازی‌ها می‌توانیم یک لیزر تک مد طولی را طراحی و تحلیل کنیم.

مبانی نظری

برای درک بهتر عملکرد دقیق انتخاب و رقابت مدها در لیزرهای کلیدزنی Q شده فعال، لازم است معادلات نرخ چند مدی را در نظر بگیریم که می‌توانند برای توصیف فرآیند پیش لیزر استفاده شوند. معادلات نرخ شناخته شده برای تعداد فوتون و چگالی وارونگی جمعیت نقطه شروع هستند [5]. مدل نظری عملکرد چند مدی برای لیزرهای کلیدزنی Q شده فعال با روش پیش لیزر برای سیستم دو ترازی به صورت زیر است [6]:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = R_p\left(\frac{N^{tot}-N}{N^{tot}}\right) - \sum_{i=1}^{j} \gamma c \sigma_i \Phi_i N - \frac{N}{\tau_f} \qquad (۱)$$

$$\frac{\partial \Phi_i}{\partial t} = \gamma c \sigma_i \Phi_i N - \frac{\phi_i}{\tau_i} \qquad (۲)$$

$$\sigma_i = \frac{2\pi^2}{3n\varepsilon ch}|\mu^2|\, \nu g(\nu_0)\left(1+\frac{4(\nu_i-\nu_0)^2}{(\Delta\nu_H)^2}\right)^{-1} \qquad (۳)$$

$$\tau_i = -\frac{t_r}{L_{Res}}, \qquad (۴)$$

$$L_{Res} = -Ln(R) + L_{QS}(t) + T + L_i \qquad (۵)$$

$$L_{QS}(t) = \begin{cases} \delta_1 & (0 < t < t_1) \\ \delta_2 & (t_1 < t < t_2) \end{cases} \qquad (۶)$$

که در آن N وارونی جمعیت تراز بالایی ، Φ_i چگالی فوتون لیزر در مد iام است، R_p نرخ پمپ، σ_i سطح مقطع گسیل القایی مد iام و c سرعت نور است. همچنین γ ضریب وارونگی، τ_f طول عمر تراز بالایی، τ_i زمان فروپاشی فوتون، l طول کاواک لیزر، ε گذردهی خلاء، μ دامنه ممان دوقطبی الکتریکی، R بازتاب آینه خروجی، T اتلاف کلیدزنQ ، L_i تلفات در هر رفت و برگشت t_2 ، δ_1 و δ_2 افت روشن شدن کلیدزنQ و t_1 زمان روشن شدن کلیدزن Q در هر چرخه دمش و $g(\nu_i, \nu_0)$ تابع بهره در مد i ام است که در اینجا به صورت لورنتسی در نظر گرفته شده است.

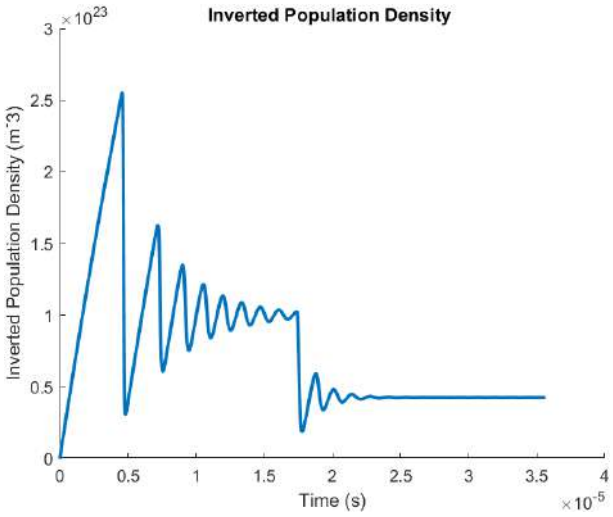
نتایج محاسبات

بر اساس کمیت‌های لیزر $Pr:YLF$ ، معادلات نرخ چند مدی به صورت عددی با استفاده از روش رانگ-کوتا مرتبه چهارم حل شد. پارامترهای اصلی استفاده شده در شبیه‌سازی، در جدول ۱ آمده است.

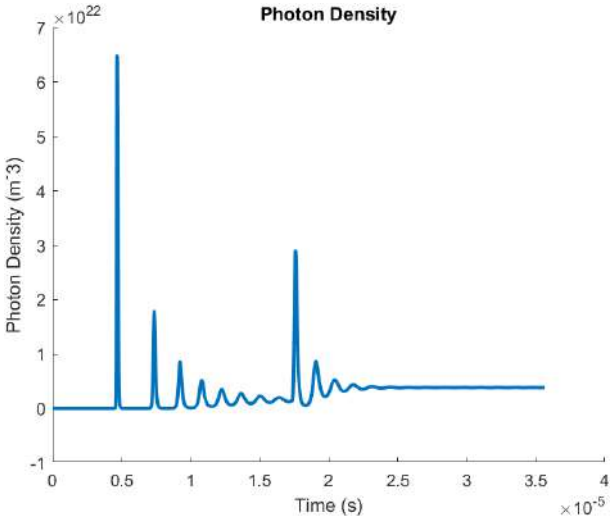
جدول ۱: پارامترهای استفاده شده در شبیه سازی

پارامتر	مقدار	پارامتر	مقدار
ضریب بازتابی خروجی R	*0.98*	نرخ پمپاژ R_p $(10^{28}m^{-3}s^{-1})$	۶,۲۳
عامل وارونگی γ	*1*	جمعیت کلی وارونگی N^{tot} $(10^{23}m^{-3})$	*31.4*
نیمه‌عمر خودبه خودی τ_f (μs)	۳۵,۷	شدت پهنای باندتابش خودبه خودی $\Delta\nu_H$ (GHz)	*500*

شکل ۱و ۲ به ترتیب نتایج شبیه‌سازی برای چگالی وارونی جمعیت N و چگالی فوتون به عنوان تابعی از زمان نشان می‌دهد.



شکل۱: تحول چگالی وارونی جمعیت بر حسب زمان.

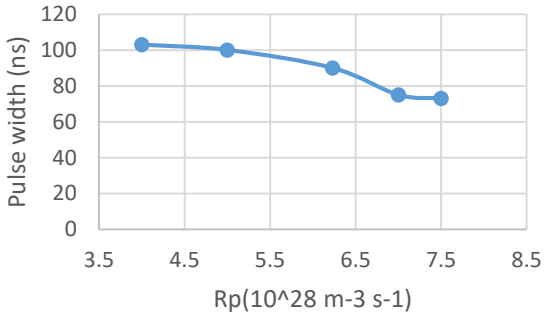


شکل۲: تحول چگالی فوتون‌های درون کاواک بر حسب زمان.

تراکم جمعیت وارونگی با وارد شدن اتلاف کلید زنی Q بالا به حداکثر مقدار خود می رسد، و سپس زمانی که این مقدار (اتلاف تغییر سریع)کم در نظر گرفته می‌شود، نوسان می‌کند تا به یک مقدار پایدار برسد. در نهایت، جمعیت وارونگی کاهش می‌یابد تا با لغو عمل کلیدزنی Qدوباره به یک مقدار پایدار تبدیل می رسد. در همان زمان، افزایش چگالی فوتون با کاهش تراکم جمعیت وارونگی همراه است. در مرحله اولیه ایجاد پالس، پالس در نزدیک آستانه تولید می‌شود. به صورت نظری، تفاوت آشکاری بین بهره مدها در این لحظه وجود ندارد. بنابراین، تفاوت کمی در چگالی فوتون بین مدهای طولی مجاور وجود دارد. همان‌طور که در شکل ها مشاهده می شود، اولین پالس کلید زنی Qدر نزدیکی ۴,۱۵ میکرو ثانیه ایجاد می شود. در این لحظه، همان‌طور که انتظار می‌رفت، تفاوت مدهای طولی در چگالی فوتون قابل توجه نیست.

در اینجا پدیده هایی وجود دارد که باید به آنها توجه کرد. در فرآیند پیش لیز، پالس لیزر به عنوان نویز ساخته نمی‌شود. پالس اولیه که نزدیک آستانه ایجاد می‌شود چندین مرتبه بزرگتر از نویز است. فوتون به طور کامل ناپدید نمی شود تا زمانی که لیزر نهایی تک مد به طور کامل تمام شود، و ارتباط بین سیگنال پیش لیز و لیزر نهایی تک مد حفظ می‌شود.

در شکل ۳ نمودار پهنای پالس لیزر بر حسب آهنگ پمپ رسم شده است. همانطور که مشاهده می‌شود با افزایش آهنگ پمپ پهنای پالس لیزر کاهش می‌یابد.



شکل۳: تغییرات پهنای پالس بر حسب آهنگ پمپ

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، با استفاده از معادلات نرخ لیزر در حالت چند مدی و در نظر گرفتن اتلاف کلید زن Q به شبیه سازی یک لیزر $Pr:YLF$ با استفاده از روش پیش لیز پرداختیم. نتایج نشان می‌دهد دلیل اصلی دست‌یابی به لیزر تک-مد این است که فوتون

به طور کامل ناپدید نشده و جایگزین نویز اولیه می‌شود. همچنین ویژگی‌های سیگنال اولیه و لیزر تک-مدبه اتلاف کلید زن Q بستگی دارد که باعث می شود وارونگی جمعیت انباشته شده در سطح بالایی قرار گیرد. درادامه به بررسی تاثیر آهنگ پمپ بر پهنای پالس خروجی پرداختیم که مشخص گردید با افزایش آهنگ پمپ، پهنای پالس کاهش می یابد.

بر اساس بحث و تحلیل فوق، می‌توان فن‌آوری پیش لیزیک را توضیح و پیش‌بینی کرد که برای پژوهش‌های آینده قابل توجه است.

مرجع‌ها

[1] Yao, Bao-Quan, et al. "7.3 W of single-frequency output power at 2.09 μm from an Ho: YAG monolithic nonplanar ring laser." Optics letters 33.18 (2008): 2161-2163.

[2] Zhang, Yunshan, et al. "Blue diode-pumped single-longitudinal-mode Pr: YLF lasers in orange spectral region." Optics & Laser Technology 130 (2020): 106373.

[3] Jacquemet, Mathieu, et al. "Blue-green single-frequency laser based on intracavity frequency doubling of a diode-pumped Ytterbium-doped laser." Optics Express 13.7 (2005): 2345-2350.

[4] Li, Fengqin, et al. "Continuously tunable single-frequency 455 nm blue laser for high-state excitation transition of cesium." Optics Letters 44.15 (2019): 3785-3788.

[5] Koechner, Walter. Solid-state laser engineering. Vol. 1. Springer, 2013.

[6] Jin, Long, et al. "The performance optimization of Pr: YLF single longitudinal mode laser under the pre-lase technology." Applied Physics B 127.8 (2021): 1-6.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

پتانسیل‌سنجی بازده نیروگاه‌های خورشیدی مبتنی بر سیستم‌های فتوولتاییک مطالعه موردی استان فارس

حیدر ایزدنشان و طاهره پرویزی کشکولی

دانشگاه آزاد اسلامی واحد مرودشت(izadneshan@miau.ac.ir)، دانشگاه صنعتی شیراز(tahere.parvizi@yahoo.com)

چکیده – در این پژوهش طراحی و شبیه سازی یک سیستم فتوولتاییک ۵ کیلووات با استفاده از نرم‌افزار PVSYST در ۴ شهرستان از مناطق مختلف استان فارس مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج نشان می‌دهد که حداکثر بازده سالیانه مربوط به حوزه مرکزی استان و شهرستان مرودشت با توان تولید ۱۰/۷۳ مگاوات بر ساعت و حداقل بازده سالیانه مربوط به شهرستان لار با توان تولید ۸/۹۵ مگاوات بر ساعت می‌باشد. بر اساس نتایج حاصل از محاسبات و مقایسه‌ی میزان بازده در این مناطق، مشخص گردید که شهرستان اقلید و کازرون بازده سالیانه‌ی تقریبا مشابه و بیش از ۹ مگاوات بر ساعت را به خود اختصاص می‌دهند.

کلید واژه- نیروگاه خورشیدی، سیستم‌های فتوولتاییک، PVSYST

Potentiometric analysis of photovoltaic solar power plant in Fars province

Heidar Izadnehan and Tahere Parvizi Kashkooli

Islamic Azad University of Marvdasht Branch(izadneshan@yahoo.com), Shiraz University of Technology(tahere.parvizi@yahoo.com)

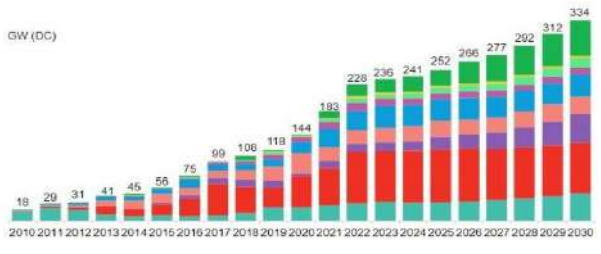
Abstract- In this research investigated and compared various solar photovoltaic power plants in different regions of Fars province in Iran. The design and simulation of 5 kW photovoltaic systems in four different locations were studied by PVSYST software. The annual results show that the central regions of the province have the best potential for installing the solar power plant (Marvdasht with 10.73 megawatts per year) and the south regions of Fars province have less potential for this purpose(Lar with 8.95 megawatts per year). Based on the data results, Eghlid and Kazeroon demonstrate similar annual efficiency about nine megawatts per year.

Keywords: solar power plant, solar energy, photovoltaic systems, PVSYST

مقدمه

سیستم های فتوولتائیک (pv) که در اصل برای کاربردهای‌فضایی ابداع و تکمیل شده بودند، انرژی نوری را مستقیما به انرژی الکتریکی تبدیل می‌کنند.در اصل این تکنولوژی مبتنی بر پدیده فتوالکتریک است. بر اساس این پدیده وقتی که یک کوانتوم انرژی نوری یعنی یک فوتون در یک ماده نفوذ می‌کند می تواند در شرایط خاصی بوسیله الکترون جذب شود.

امروزه نیروگاه های فتوولتائیک به دلیل توانایی آنها در تبدیل مستقیم انرژی خورشیدی به انرژی الکتریکی در نقاط مختلف دنیا مورد توجه قرار گرفته اند[۱]. تحقیقات نشان می دهد که دلیل اصلی تغییر آب و هوا، گازهای گلخانه‌ای بوده که از سوختن سوخت های فسیلی آزاد می‌شود[۲]. از این رو انرژی خورشیدی می‌تواند بهترین گزینه برای تامین انرژی در آینده باشد زیرا فراوان‌ترین منبع تامین انرژی با نرخ تابش $۳/۸\times۱۰^{۲۳}$ کیلووات بوده که از این میزان تابش، تقریبا $۱/۸\times۱۰^{۱۴}$کیلووات بر روی زمین قابل دریافت می باشد [۳و۴]. داده های مطالعات اقتصاد انرژی نشان دهنده رشد روز افزون تولید جهانی انرژی های تجدید پذیر و بخصوص انرژی خورشیدی در چند سال اخیر بوده و پیش بینی می شود در سالهای بعد نیز افزایش یابد. شکل(۱).



شکل ۱: تولید ماژول/ سلول‌های فتوولتاییک در جهان از سال ۲۰۱۰-۲۰۳۰[۵,]

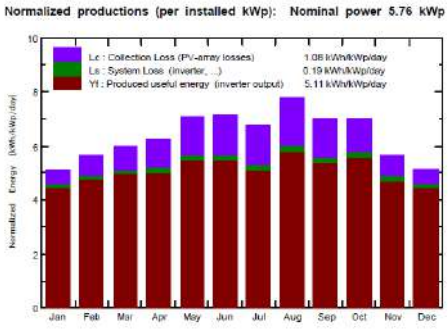
تخمین زده می شود که ۱۷ درصد از کل انرژی پاک ازتولیدات فتوولتاییک تأمین شود در حالی که انتظار می‌رود که همه انرژی های تجدیدپذیر ۲۰ درصد از برق جهانی را تولید کنند. منابع انرژی فتوولتائیک را می توان به عنوان سیستم های مستقل و سیستم های متصل به شبکه استفاده کرد و کاربردهای آنها شامل پمپاژ آب، شارژ باتری، منابع برق خانگی، روشنایی خیابان، سردخانه، سیستم های گرمایش استخر، وسایل نقلیه هیبریدی، مخابرات، حوزه نظامی و سیستم های قدرت ماهواره و تولید هیدروژن است [۶].

در استان فارس با توجه به وجود اقلیم‌های متفاوت سردسیری و گرمسیری، مکان‌های مختلفی برای محاسبه و مقایسه‌ی میزان تابش نور خورشید و بازده حاصل از تابش و تولید انرژی وجود دارند. بخش شمالی استان و شهرستان اقلید دارای آب و هوای سرد و بخش‌های مرکزی معتدل تر و در نتیجه بخش‌های جنوبی و حوزه شهرستان لار دارای آب و هوای گرم می‌باشد. در ادامه، با استفاده از داده‌های خروجی از نرم‌افزارPVSYST ، میزان تابش و بازده سالیانه انرژی در این ۴ منطقه‌ی مختلف استان را برای یک سیستم موردی ۵ کیلووات مورد بررسی و بحث قرارخواهیم داد. این سیستم خورشیدی با ظرفیت ۵ کیلووات انتخاب شده است زیرا طبق آیین نامه خرید تضمینی وزارت نیرو قابل نصب بر روی کنتور خانگی تک فاز می باشد.

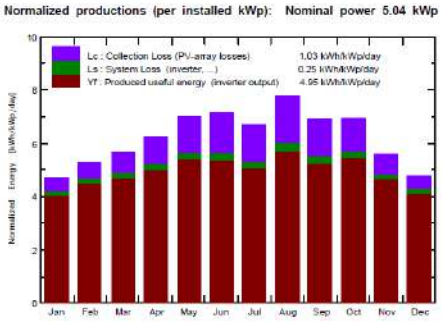
محاسبات نرم‌افزاری

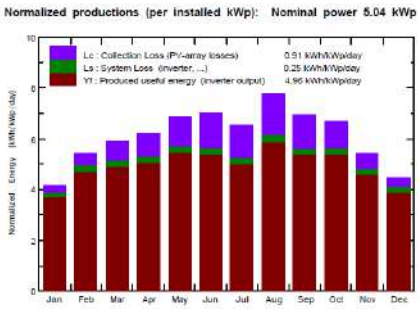
جهت مقایسه پتانسیل سنجی استفاده از انرژی خورشیدی در استان فارس، شرایط در نظرگرفته شده برای سیستم فتوولتاییک در شهرستان‌های اقلید، لار، مرودشت و کازرون با ویژگی‌های جغرافیایی مختص هر شهرستان، به صورت کاملا مشابه، به نحوی که برای هر شهرستان یک سیستم با توان ۵ کیلووات در نظر گرفته شد. در شکل ۲، میزان تولید انرژی در ماه‌های مختلف سال برای

شهرستان‌های الف)کازرون ب)اقلید ج)لار و د)مرودشت به ترتیب نمایش داده شده است. هم‌چنین در این نمودار علاوه بر بازده تولید، میزان اتلاف انرژی در سیستم نیز محاسبه شده است.



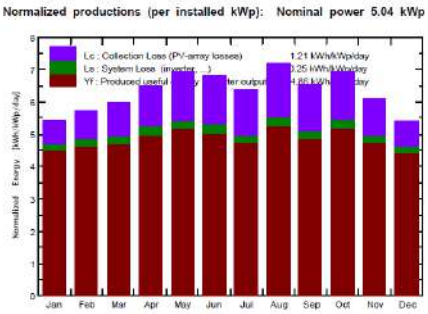
بر طبق نتایج نمودارهای شکل ۲، به طور متوسط میزان تابش و دریافت انرژی مفید و موثر در ماه‌های مختلف سال در نقاط مختلف شمال،جنوب و نواحی مرکزی استان فارس تا حد زیادی مطلوب می‌باشد که این مسئله نشان دهنده‌ی ویژگی خاص استان از لحاظ منطقه جغرافیایی و بهره‌گیری مناسب از انرژی خورشیدی می‌باشد.





در جدول۱، داده‌های حاصل از محاسبات نرم‌افزاری، نسبت عملکرد، بازده، انرژی ورودی به سیستم و میزان اتلاف سالیانه برای هرکدام از شهرستان‌ها گزارش شده است.

شکل ۲)ج: نرخ تولید سالیانه انرژی د، شهرستان: لار،



جدول ۱: گزارش آماری نرخ بازده و اتلاف انرژی در هر شهرستان

شهر	نسبت عملکرد سالیانه٪	بازده مفید سالیانه MWh/year	بازده کلی سالیانه MWh/year	میزان اتلاف توان آستانه٪	میزان اتلاف در زمان کارکرد سیستم٪
کازرون	۷۹/۵۳	۹/۱۱	۹/۵۷	۰/۱	۴/۷
اقلید	۸۱/۱۲	۹/۱۳	۹/۵۸	۰	۴/۷
لار	۷۶/۹۸	۸/۹۵	۹/۴۰	۰/۱	۴/۸
مرودشت	۸۰/۱۵	۱۰/۷۳	۱۱/۱۳	۰	۳/۵

نتیجه‌گیری

با توجه به مطالعات انجام شده و نیازسنجی استفاده از انرژی‌های پاک در مکان‌های مختلف و بر اساس محاسبات

انجام شده، مشخص گردید که مناطق مرکزی استان فارس و به‌ویژه شهرستان مرودشت دارای پتانسیل بالاتری جهت سرمایه گذاری نصب و راه اندازی نیروگاه خورشیدی نسبت به نقاط شمالی تر و جنوبی تر استان را دارد. با توجه به پیشرفت تکنولوژی و وجود پنل‌های خورشیدی با بازده مطلوب، امروزه می‌توان از این میزان انرژی خورشیدی دریافتی، مخصوصا در مناطقی که دسترسی به انرژی الکتریکی حاصل از برق شهری با مشکل مواجه است به صورت بهینه استفاده کرد. یکی از نتایج حاصل از این پژوهش، علاوه بر مشخص شدن حداکثر و حداقل بازده تولید انرژی، می‌تواند مقایسه‌ی ظرفیت تولید انرژی تجدیدپذیر در بین شهرهای انتخاب شده باشد، که بر این اساس شهرهای کازرون و اقلید بازده سالیانه‌ی تقریبا مشابهی به میزان بیش از ۹مگاوات بر ساعت دارند. شهرستان لار، با توجه به آب و هوای گرم و دریافت تابش حاصل از نور خورشید، نرخ اتلاف انرژی ناشی از گرما و افزایش دما در آن بیش از سایر شهرستان‌ها بوده با توجه به حد شوکلی کوییزر[7] بازده سالیانه‌ی کمتری نسبت به سایر نقاط مورد مطالعه دارد. هم‌چنین برای شهرستان مرودشت میزان اتلاف انرژی ناشی از ولتاژ و توان صفر می-باشد، لذا دارای حداکثر میزان بازده و حداقل میزان اتلاف در سیستم است. نرخ اتلاف توان آستانه در شهرستان مرودشت و اقلید صفر نتیجه گیری شده‌است در حالیکه در دو شهرستان دیگر، نرخ اتلاف توان آستانه برابر با ۰/۱درصد است. این در شرایطی است که میزان اتلاف در زمان کارکرد سیستم برای شهرستان مرودشت، ۳/۵درصد و برای شهرستان اقلید، ۴/۷درصد محاسبه شده است. به طور کلی با محاسبات انجام شده و نتایج کسب شده از نرم‌افزار ، بررسی‌ها تایید کننده‌ی ظرفیت مناسب استان فارس به‌ویژه شهرستان مرودشت و حوزه مرکزی استان از لحاظ دریافت تابش انرژی و بازده مطلوب است.

مرجع‌ها

[1] C. Lupangu, R.C. Bansal, "A review of technical issues on the development of solar photovoltaic systems," Elsevier.Rev. p, vol.73, pp(950-965) 2017.

[2] SM.Moosavian,NA.Rahim,J.Sevaraj,KH.Solang, "Energy policy to promote photovoltaic generation," Rev,Vol.25, pp(44–58),2013.

[3] N. Kannan, D.Vakeesan, "Solar energy for future world," Rev,Vol.62, pp(1092–1105),2016.

[4] A. Jäger, Waldau, Snapshot of photovoltaics-, EPJ Photovoltaics (2018,February). Networks [Online].Available:https://www.researchgate.net

[5] P.S.,Renewables:Global Statu Report. Secretariat Renewable Energy Policy Network forthe 21stCentury(REN21)Paris(2014,Jan).Networks[Online]. Available:https://www.iiea.com

[6] C. Lupangu, R.C. Bansal, "A review of technical issues on the development of solar photovoltaic systems,"Rev.Vol.73,pp(950–965) 2017.

[7] William Shockley ,Hans J. Queisser, "Detailed Balance Limit of Efficiency of p-n Junction Solar Cells", Journal of Applied Physics, Vol.32, 510, 1961.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

کاربرد لایه نقص غیرخطی نیمه هادی ژرمانیوم آلاییده در بلور فوتونی یک بعدی متقارن

عبدالرسول قرائتی [۱]، عبدالرضا محمودی [۲]

۱-استاد، گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور agharaati@pnu.ac.ir

۲- دانشجوی دکترا، گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور reza1712@student.pnu.ac.ir

چکیده - در این مقاله از نیم رسانای غیرخطی ژرمانیوم آلاییده نوع n، به عنوان لایه نقص درون یک بلور فوتونی یک بعدی و متقارن استفاده شده که ضریب شکست آن وابسته به شدت و چگالی تراز دهنده است. سایر لایه‌های خطی بلور که سلول‌های دوطرف لایه نقص را تشکیل می‌دهند از سیلیس (SiO_2) و سلنید روی (ZnSe) تشکیل شده که هر سه محیط در محدوده امواج تابشی فروسرخ شفاف‌اند. به طور نظری، علاوه بر مشاهده دوپایداری ناشی از لایه غیرخطی، تأثیر شدت نور تابشی بر طیف عبوری و آستانه دوپایداری، تاثیر تغییرات زاویه تابش نور و تاثیر تغییر چگالی ذرات در تراز دهنده مورد بررسی قرار گرفته‌اند. می‌توان نتیجه گرفت که با در نظر گرفتن غیرخطی بودن لایه نقص، دوپایایی علاوه بر شدت نور فرودی، به زاویه برخورد نور با کریستال و چگالی ذرات دوپینگ وابسته است ولی تاثیر شدت نور بر دوپایایی از سایر موارد بیشتر است.

کلید واژه – نورشناسی غیرخطی، دوپایداری، نیمه هادی، بلور فوتونی، محیط کر.

Application of nonlinear defect layer of doped germanium semiconductor in symmetric one-dimensional photonic crystal

Abdolrasoul Gharaati[1] and Abdolreza Mahmoodi[2]

1- Phd, Department of Physics, Payame Noor University, agharaati@pnu.ac.ir

2- Phd Student, Department of Physics, Payame Noor University, reza1712@student.pnu.ac.ir

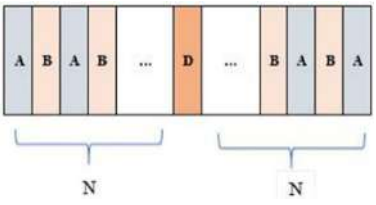
Abstract– In this article, an n-type doped germanium nonlinear semiconductor is used as a defect layer inside a one-dimensional and symmetric photonic crystal, whose refractive index depends on the intensity and doping density. Other linear layers of the crystal that form the cells on both sides of the defect layer are composed of silica (SiO_2) and zinc selenide (ZnSe), which are transparent in the range of infrared radiation waves. Theoretically, In addition to observing the bistability caused by the nonlinear layer, the effect of the radiation intensity on the transmission spectrum and the bistability threshold, the effect of changes in the angle of light irradiation and the effect of changes in the doping density have been investigated. It can be concluded that by considering the nonlinearity of the defect layer, bistability depends on the incident light intensity, the incident angle of light, and the density of particles, but the effect of light intensity on bistability is more than other cases.

Keywords: Nonlinear optics, Bistability, Semiconductor, Photonic crystal, Kerr medium.

مقدمه

تفاوت ضریب شکست اجزای بلورهای فوتونی باعث ایجاد شکاف‌هایی به نام نوار گاف فوتونی در طیف امواج الکترومغناطیسی معمولی می‌شود که با مهندسی این نوار می‌توان جریان نور را تحت کنترل درآورد [۱]. به کارگیری عناصر گروه چهارم جدول تناوبی در بلور فوتونی، کاربردهای جالبی را در محدوده امواج فروسرخ نشان می‌هد [۲]. نیمه هادی‌های آلایش شده به عنوان مواد پلاسمونیک قابل تنظیم کم تلفات در محدوده مادون قرمز استفاده می‌شوند[۳].

ضریب شکست غیرخطی لایه نقص منجر به دوپایداری نوری می‌شود که در آن محیطی با یک ورودی دارای دو خروجی پایدار است و کاربرد خاصی دربلورهای فوتونی دارد [۴]، در آینده سیستم‌های ارتباطی نوری پرسرعت و گیت‌های منطقی نقش مهمی در بازسازی سیگنال، آدرس‌دهی، رمزگذاری داده‌ها و غیره ایفا می‌کنند که از جمله کاربردهای نیمه‌هادی‌ها هستند [۵]. نمایی از بلور مورد بررسی در شکل ۱ آورده شده است:



شکل ۱: ساختار بلور فوتونی یک بعدی با لایه نقص غیرخطی D (ژرمانیوم آلایش شده نوع N) است .لایه های A و B به ترتیب SiO_2 و ZnSe هستند.

ضریب شکست لایه غیرخطی به چگالی ذاتی ذرات (n_i) بستگی دارد. چگالی الکترون‌های آزاد و حفره‌ها، $(n_{e,h})$ به عنوان تابعی از چگالی ذرات لایه دهنده (N_d) تخمین زده می‌شوند و داریم [۶]:

$$n_{e,h} = \sqrt{n_i^2 + \frac{N_d^2}{4}} \pm \frac{N_d}{2}. \qquad (1)$$

فرکانس‌های پلاسمایی الکترون‌ها و حفره‌ها $(\omega_{Pe,h})$ ، به جرم موثر الکترون‌ها (M_e) و حفره‌ها (M_h) و ضریب دی الکتریک محیط در فرکانس‌های بالا (ε_∞) بستگی دارد، و داریم:

$$\omega_{Pe,h} = \left(\frac{e^2 n_{e,h}}{M_{e,h}\varepsilon_\infty \varepsilon_0}\right)^{\frac{1}{2}}, \qquad (2)$$

که در آن e و ε_0 به ترتیب بار الکترون و گذردهی الکتریکی خلا هستند،

$$\varepsilon_D(\omega) = \varepsilon_\infty \left(1 - \frac{{\omega_{p,e}}^2}{\omega^2 - j\frac{\omega}{\tau_e}} - \frac{{\omega_{p,h}}^2}{\omega^2 - j\frac{\omega}{\tau_h}}\right). \qquad (3)$$

به کمک معادلات فوق و با استفاده از برخی فرمول‌ها که در منابع آمده است می‌توان ضریب شکست محیط نیم‌هادی را محاسبه کرد[۶].

$$n_D = \sqrt{\varepsilon_D(\omega)}\ . \qquad (4)$$

طیف عبوری به کمک ماتریس انتقال بدست آمده و نمودارهای آن با کمک نرم افزار *MATLAB* ترسیم شده است. [۷].

محاسبات عددی

داده‌های مربوط به این تحقیق در زیر آمده است[۶]:

$c = 2.99 \times 10^8 \frac{m}{s}$ سرعت نور، $e = 1.60 \times 10^{-19} C$ بار الکترون، $n_i = 2.12 \times 10^{13}\, cm^{-3}$ چگالی ذاتی ذرات، $\varepsilon_\infty = 16$ ثابت دی الکتریک محیط غیرخطی ژرمانیوم در فرکانس‌های بالا، $M_0 = 9.10 \times 10^{-31} kg$ جرم الکترون، $M_e = 0.12 M_0$ جرم موثر الکترون، $M_{hh} = 0.28 M_0$ و $M_{lh} = 0.044 M_0$ جرم حفره‌های سنگین و سبک هستند، $r = \frac{M_{hh}}{M_{lh}}, M_h = M_{hh}\left(\frac{1+r^{1.5}}{r+r^{1.5}}\right)$، M_h جرم موثر حفره‌ها، $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \frac{c^2}{Nm^2}$ ضریب گذردهی هوا است، $\chi = 5.6 \times 10^{-15} \frac{cm^2}{w}$ مرتبه سوم ضریب غیرخطی ژرمانیوم و $N = 3$ تعداد سلول‌های قبل و بعد از لایه نقص (بلور متقارن)، $N_d = 1 \times 10^{17} cm^{-3}$ چگالی ذرات لایه دهنده، ضریب شکست لایه‌های خطی و ضخامت تمام لایه-ها به شرح زیر است:

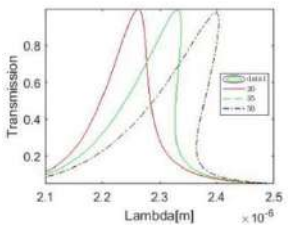
$$d_A = 385 \times 10^{-9} m,\ d_B = 215 \times 10^{-9} m,\ d_D = 268 \times 10^{-9} m,$$
$$n_A = 1.45,\quad n_B = 2.6$$

با جایگزینی داده های فوق در فرمول های شماره (۱) تا (۴) و در نظر گرفتن حد پایین و بالای (N_d) چگالی آلاییده ($10^{17} \sim 10^{26}$) متوجه می‌شویم که نسبت ω^2 به $\frac{\omega}{\tau_e}$ و $\frac{\omega}{\tau_h}$ بسیار بزرگ است (کمترین مرتبه برابر با 10^4 است)، لذا قسمت موهومی ضریب شکست را در فرمول شماره (۳) نادیده بگیریم، این نسبت ها در جدول ۱ آمده است.

جدول ۱. ترتیب داده ها در فرمول های بالا برای سطوح پایین و بالای N_d

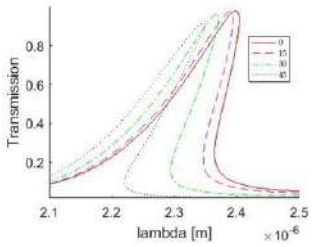
Quantities / $N_d(cm^{-3})$	$n_e(cm^{-3})$ Eq.(1)	$n_h(cm^{-3})$ Eq.(1)	$\omega_{pe}(Hz)$ Eq.(2)	$\omega_{ph}(Hz)$ Eq.(2)	$\omega(Hz)$	$\tau_e(s)$ Eq.(4)	$\tau_h(s)$ Eq.(4)	$\frac{\omega}{\tau_e}$	$\frac{\omega}{\tau_h}$	$\frac{\omega^2}{\frac{\omega}{\tau_e}}$	$\frac{\omega^2}{\frac{\omega}{\tau_h}}$
10^{17}	10^{17}	10^9	10^{10}	10^6	10^{14}	10^{-9}	10^{-10}	10^{23}	10^{24}	10^5	10^4
10^{26}	10^{26}	0	10^{14}	10	10^{14}	10^{-10}	10^2	10^{24}	10^{12}	10^4	10^{16}

مطابق با داده‌ها و معادلات فوق، نمودارهای زیر عبور نور از طریق بلور را نشان می‌دهند.



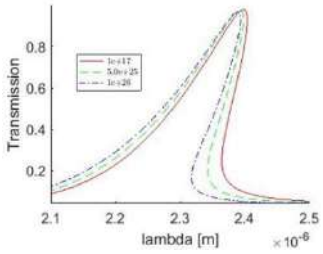
شکل ۲. نمودار عبور نور بر حسب طول موج در شدت های مختلف با فرض غیر خطی بودن لایه نقص.

نمودار برای سه مقدار متفاوت شدت نور تابشی رسم شده است، آستانه دوپایداری برای طول موج $2.327\mu m$ در شدت $35 \frac{Mw}{cm^2}$ و دوپایداری در شدت $50 \frac{Mw}{cm^2}$ قابل مشاهده است.



شکل ۳. نمودار عبور بر حسب طول موج در زوایای برخورد مختلف (محدوده زاویه برخورد ۰-۴۵ درجه است) زمانی که لایه نقص غیرخطی است.

این شکل برای شدت $50\frac{Mw}{cm^2}$ و زوایای مختلف رسم شده است، می‌توان گفت که افزایش زاویه تابش تغییراتی را مشابه کاهش شدت نور در پی دارد.



شکل ۴. نمودار عبور بر حسب طول موج برای چگالی‌های مختلف تراز دهنده (10^{17}~10^{26})

در شکل لایه نقص غیرخطی، به طور نظری مشاهده می‌کنیم که تغییرات چگالی تراز دهنده (N_d) در محدوده 10^{17}~10^{26} ، شدت $50\frac{Mw}{cm^2}$ ، تابش عمودی در دمای اتاق، دوپایداری نور به سمت طول موج‌های کمتری پیش می‌رود، یعنی با افزایش چگالی لایه دهنده (N_d) و اعمال معادلات (۱) تا (۷) کاهش ضریب شکست، کاهش مد نقص را به همراه دارد.

نتیجه گیری

استفاده از ژرمانیوم آلایش شده نوع n با ضریب شکست وابسته به شدت نور، باعث دوپایداری در طیف عبوری می‌شود و طیف عبوری در محدوده شفافیت لایه‌های بلور با تغییر زاویه تابش نور در بلور، تغییر چگالی ذرات آلاییده و تغییر شدت نور فرودی تغییر می‌کند، که می‌توان از این بلور به عنوان بلور فوتونی تنظیم کننده با شدت، I-tuning، تنظیم کننده با دهنده، N_d-tuning، و تنظیم کننده با زاویه، $\theta - tuning$، استفاده کرد.

مرجع‌ها

[1] J.D. Joannopoulos, R.D. Meade, J.N. Winn, PhCs, Modeling the Flow of Light, Princeton University Press Princeton 1995.

[2] A. A. Zankawi, Semiconductors, Diodes, Transistors and Applications, IJEAT Vol. 4 2015.

[3] F. De Luca, M. Ortolani, and C. Ciracì, Free electron nonlinearities in heavily doped semiconductors plasmonics, Phys. Rev. B 2021, 103, 115305.

[4] D. Jafari, T. Nurmohammadi, M. J. Asadi, and K. Abbasian, All-optical analog-to-digital converter based on Kerr effect in photonic Crystal, Optics and Laser Technology Vol. 101 2018, 138–143.

[5] P. Singh, D. Kr. Tripathi, Sh. Jaiswal, and H. K. Dixit, All-Optical Logic Gates: Designs, Classification, and Comparison, Advances in Optical Technologies 2014, 275083.

[6] A. H Aly, S.E.S. Abdel Ghany, and B. M. Kamal, Study the Filtering Process in One Dimensional Photonic Crystal with and Without Defect Semiconductors, IJAET, Apr 2015, 22311963.

[7] J. Zhang, R. Zhang, and Y. Wang, Enhanced temperature sensing based on sub-threshold nonlinear spectra of one-dimensional photonic crystal with a Kerr defect layer, J. Appl. Phys. 2014, 116, 183104.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

استفاده از تداخل‌سنج مایکلسون در اندازه‌گیری خواص پیزوالکتریک قرص‌های زیرکونات تیتانیوم سرب

عباس کریمی[۱]،محمود رضایی رکن آبادی[۱]، احسان کوشکی[۲]، جواد باعدی[۲]، عابس صالح آبادی[۲]

۱-گروه فیزیک، دانشگاه فردوسی مشهد

۲-گروه فیزیک دانشگاه حکیم سبزواری

abbos.karimi@gmail.com
roknabad@um.ac.ir
ehsan.koushki@gmail.com
javad_baedi1@yahoo.com
abes.salehabadi78@gmail.com

چکیده - در این تحقیق از چیدمان آزمایش تداخل سنج مایکل سون با نور لیزر موج پیو سته هلیوم-نئون برای اندازه‌گیری خواص پیزوالکتریک قرص‌های ساخته شده از نانوذرات زیرکونات-تیتانیوم-سرب استفاده می‌شود. این قرص‌ها از دو جنس خالص و آلاییده با سدیم ساخته شده‌اند. اثرات آلایش اتم‌های سدیم بر نانو ذرات زیرکونات تیتانیوم سرب (PZT) (NPs) مورد مطالعه و بررسی قرار گرفت. الگوهای پراش اشـــعه ایکس نشـــان می‌دهد که اندازه ذرات برای ذرات دارای ابعاد زیر ۳۰ نانومتر افزایش می‌یابد. در نهایت اثرات آلایش سدیم بر خواص پیزوالکتریک نمونه بطور مقایسه‌ای با استفاده از تداخل سنج مایکلسون بررسی می‌شود.

کلیدواژه: تداخل ، سرامیک ، سل ژل ، طیف، نانوذرات

The use of Michelson interferometer in measuring the piezoelectric properties of titanium lead zirconate tablets.

abas Karimi[1], mahmud rezaie roknabadi[1], Ehsan koushki[2], javad baedi[2], abes salehabadi[2]
1- Ferdowsi University of Mashhad, Department of Physics
2- Hakim Sabzevar University, Department of Physics
abbos.karimi@gmail.com
roknabad@um.ac.ir
ehsan.koushki@gmail.com
javad_baedi1@yahoo.com
abes.salehabadi78@gmail.com

Abstract- In this research, the Michelson interferometer test setup with helium-neon continuous wave laser light is used to measure the piezoelectric properties of tablets made of zirconate-titanium-lead nanoparticles. These tablets are made of pure and contaminated with sodium. The effects of sodium atom contamination on lead zirconate titanium (PZT) nanoparticles (NPs) were studied and investigated. X-ray diffraction patterns show that

the particle size increases for particles with dimensions below 30 nm. Finally, the effects of sodium contamination on the piezoelectric properties of the sample are comparatively investigated using Michelson interferometer.

Keywords: ceramics, interference, , nanoparticles, sol-gel, spectrum

مقدمه

تیتانات زیرکونات سرب $Pb(Zr_xTi_{1-x})O_3$ یا (PZT) دارای خواص فروالکتریک و پیزوالکتریک عالی می‌باشد،وبه صورت تجاری در خازن‌ها ،مبدل‌های پیزوالکتریک ونیز سنسورهای نوری مورد استفاده قرار می‌گیرد[۱] روشهای شیمایی سل -ژل روشهای خوبی برای تولید پودرهای نانو ذرات PZT(NPs) هستند. [۲،۳] که می‌توان سرامیک-های PZT را تولید نمود. یک روش بسیار مناسب برای بهبود خواص الکتریکی و نوری این مواد افزودن آلایش مناسب با اتم‌های فلزی در طول رشد PZT(NPs) می-باشدکه بسیار جالب و موضوع تحقیقات جدید می‌باشد. [۶-۴] افزودن اتم‌های لیتیم در سرامیک‌های لایه نازک اغلب به منظور افزایش رسانایی صورت می‌گیرد. [۷،۸] فلزات قلیایی به ندرت به عنوان آلایش درسنتز نانوذرات PZT(NPs) مورداستفاده قرار گرفته است.[۹]

در این تحقیق از روش سل ژل به منظور تولید PZT با آلایش سدیم استفاده شده است، خواص پیزوالکتریکی PZT (NPs) و PZT:Na NPs با استفاده از طیف‌های انتقال و بازتاب بررسی شده است و به بوسیله تداخل سنج مایکلسون به منظور بررسی خصوصیات پیزوالکتریکی قرص‌ها استفاده شده است.

سنتز PZT (NPs) و PZT: Na (NPs)

به منظور سنتز پودر نانو ذرات PZT از روش زیر استفاده شد.۳۰ میلیلیتر از محلول۵مولار اسیدسیتریک در آب تهیه شد سپس ۵/۳۰ میلی‌لیتر اسیدنیتریک (۷۰درصد) در محلول حل نموده و ۱۴/۴۳ میلی مول (۴/۱ گرم) ایزوپروپوکسیدتیتانیوم ($C_{12}H_{28}O_4Ti$) را به آن اضافه نموده و در دمای اتاق هم زده تا محلول شفاف به دست آید سپس ۲۶ میلی‌لیتر محلول ۱/۲ مولار نیترات سرب (Ⅱ) در آب در دمای ۵۰°C تهیه نموده و به محلول اضافه نموده، ۱۰/۴ گرم از زیرکونیوم اکسی نیترات ($ZrO(NO_3)_2.xH_2O$) در ۴۲ میلی‌لیتر آب حل نموده به محلول اضافه شد دمای محلول را افزایش می‌دهیم تا۱۱۰°Cبرسد و با افزایش آمونیاک به محلول PH محلول را به ۷ می‌رسانیم. به منظور دستیابی به PZT:Na (NPs) در این مرحله مقدار ۱/۰۵ گرم NaOH به آن اضافه نموده با افزایش آمونیاک می‌توان PH محلول را به ۷ تنظیم نمود.

بدین ترتیب یک محلول به منظور سنتز PZT (NPs) ویک محلول نیز به منظور سنتز PZT:Na(NPs) آماده شده است. هر دو محلول را در دمای ۱۱۰°C همزده تا یکدست شده و به تدریج خشک شوند به منظور کنترل سرعت تبخیر و تشکیل ژل به آن آب مقطر اضافه می‌شود. به منظور هسته‌زایی ژل‌ها برای ۷۲ ساعت کنار گذاشته و سپس به مدت ۳۰ دقیقه در یک کوره با دمای ۷۰۰°C قرار داده شد .سپس به مدت ۲ ساعت در هوا گذاشته شد. پودر PZT NPs خالص زرد روشن بوده و پودر PZT:Na NPs یک پودر قهوه ای است.

پراش XRD برای نانوذرات PZT و PZT:Na

از الگوهای پراش اشعه ایکس (XRD) به منظور بررسی خصوصیات ساختاری پودر ها استفاده شد.

(شکل ۱) برای پودرهای PZT خالص پراش قله‌ها در 2θهای زیر:

2θ
$= 21.6\ ,27.7,30.6$ (قله اصلی),38.2,44.1,55,63.8,73

که بازتاب‌های از روی صفحات زیر

(002), (112), (122), (230), (004), (214), (270), (403)

ساختار $PbO.ZrO_2/PbZrO_3$ ارتورومبیک

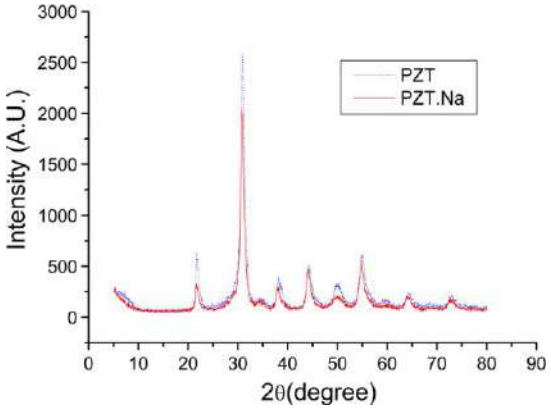
می‌باشند. همچنین قله‌های پراش در ۲θهای زیر:

$2\theta = 22{,}31$ (اصلیقله), 38.2,436,50,3,54,6,64,72

و مربوط به صفحات زیر:

(100), (101), (111), (002), (201), (112), (022), (103)

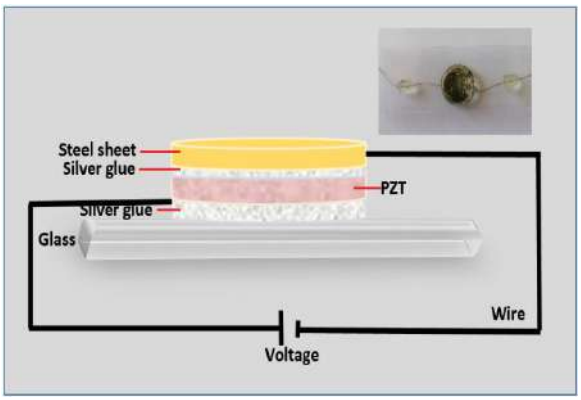
که نشان دهنده $Pb(Zr_{0.52}Ti_{0.48})O_3$ با ساختارتتراگونال در مورد پودرهای PZT:Na می‌باشد، که جابجایی قله‌ها رادر یک مقدار کوچک نشان می‌دهد. (شکل۱) پراش XRD برای اتم‌های خاص PZT و آلایش PZT:Na سدیم نشان می‌دهد.



شکل1- پراش XRDبرای اتم‌های خاصPZT و آلایش سدیمPZT:Na

قرار دادن قرص PZT در میدان الکتریکی

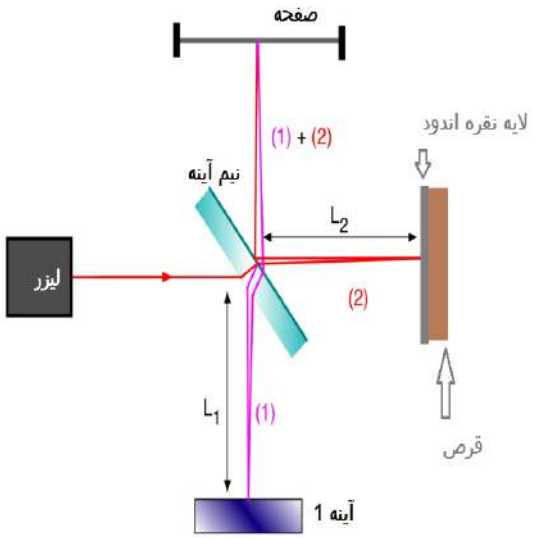
پس از تهیه قرص PZT (NPs) و نیز قرص PZT:Na NPs هریک از قرص‌ها جداگانه روی صفحه شیشه‌ای با چسب نقره چسبانده شدند،ویک ورقه استیل روی آن‌ها قرار داده شددر نهایت اتصالات برق را از یک طرف به PZT و از طرف دیگر با چسب نقره روی ورقه استیل ثابت شدند. این فرآیند به طور مشابه برای PZT:Na انجام شده است. (شکل۲) تصویری از نحوه قرارگیری قرص PZT روی صفحه شیشه‌ای و اتصالات الکتریکی متصل به آن را نشان می‌دهد.



شکل۲-تصویر قرارگیری PZT در مدار و اتصالات

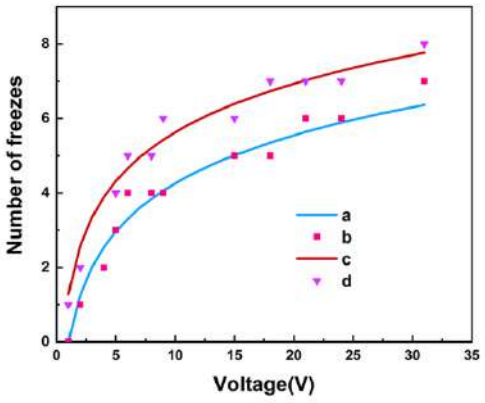
اندازه‌گیری خواص پیزوالکتریکی PZT خالص و PZT:Na به کمک تداخل سنج مایکلسون

تداخل سنج مایکلسون ابزار نوری برای اندازه‌گیری ثابت‌های پیزوالکتریکی مواد است.خواص پیزوالکتریکی قرص‌ها با استفاده از تداخل سنج مایکلسون مدل PFA-IMM شرکت پویافرازما بالیزر He-Ne (λ=632.8 nm) بررسی شده است.(شکل۳) نمایی از تداخل سنج مایکلسون را نشان می‌دهد. [10]



شکل۳-تصویری از تداخل سنج مایکلسون

نمودار نتایج تداخل سنج برای برای قرص خالص PZT و همچنین تعداد فریزهای مربوط به PZT:Na در مقایسه با یکدیگر در شکل ۴ نشان داده شده است.



شکل۴ – مقایسه تعداد فریزهای تداخلی در تداخل سنج مایکلسون نمودار (a) مربوط به PZT خالص و نمودار (b) مربوط به تعداد فریزهای تشکیل شده در ولتاژهای مختلف برای PZT:Na آلایش شده با سدیم

منحنی های (شکل ۴) نشان می‌دهد وقتی ساختار بلور با فلزی مانند سدیم آلایش می‌شود تعداد فریزهای شمارش شده به نسبت تعداد فریزهای PZT خالص افزایش یافته است. و خاصیت پیزوالکتریکی افزایش یافته است.

نتیجه‌گیری

با ایجاد آلایش اتم‌های فلزی مانند سدیم در ساختار PZT(NPs)ها با کاهش شکافت باند نواری خواص پیزوالکتریکی این نانو ساختارها افزایش می‌یابد.

مراجع

[1]. E. Koushki, J. Baedi& A. Tasbandi, Sodium Doping Effect on Optical

Permittivity, Band Gap Structure,

Nonlinearity and Piezoelectric Properties of

PZT Nano-colloids and Nanostructures

[2]. M. Ghasemifard, S.M. Hosseini, A. Khorsand Zak, and GhH

Khorrami, Physica E 41, 418 (2009).

[3]. Y. Deng, L. Liu, Y. Cheng, C.W. Nan, and S.J. Zhao, Mater.

Lett. 57, 1675.(۲۰۰۳)

[4]. G.H. Khorrami, A. Khorsand Zak, and S.M. Banihashemian,

Adv. Powder Technol. 25, 1319 (2004).

[5]. V. Kalem, I. Cam, and M. Timucin, Ceram. Int. 37, 1265

(2011).

[6]. G.H. Khorrami, A. Khorsand Zak, A. Kompany, and R.

Yousefi, Ceram. Int. 38, 5683.(۲۰۱۲)

[7]. I.A. Garduno, J.C. Alonso, M. Bizarro, R. Ortega, L. Rodriguez-

Fernandez, and A. Ortiz, J. Cryst. Growth 312, 3276

(2010).

[8]. W.L. Jang, Y.M. Lu, W.S. Hwang, and W.C. Chen, J. Eur.

Ceram. Soc. 30, 503.(۲۰۱۰)

[9]. D.K. Mahato and R.K. Chaudhary, J. Mater. Sci. Lett. 22,

1613 (2003).

[10]. Z. Huang, Q. Zhang, S. Corkovic, R. A. Dorey, F. Duval, G. Leighton,R. Wright, P. Kirby, R. W. Whatmore, " Piezoelectric PZT films for MEMS and their characterization by interferometry", Journal of Electroceramics, Volume 17, (2006), 549–556.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و پانزدهمین کنفرانس مهندسی و
فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

بررسی تاثیر تابش پلاسمای اکسیژن بر لایه انتقال دهنده الکترون و تاثیر این تابش بر بهبود بازدهی و پایداری سلول های خورشیدی پروسکایتی

بهزاد ایرانی پور، دکتر عزالدین مهاجرانی، سید بهزاد کاظمی تبار

پژوهشکده لیزر و پلاسما , دانشگاه شهید بهشتی,تهران, ایران.

e-mohajerani@sbu.ac.ir*

چکیده - در این پژوهش به مطالعه، ساخت و بهینه سازی سلول های خورشیدی پروسکایتی آلی معدنی، بر اساس ساختار مستقیم پرداخته ایم. هدف اصلی در این پژوهش، افزایش پایداری و بازدهی این سلول ها با بهبود فصل مشترک لایه ها توسط تابش پلاسما و همچنین بهینه سازی لایه جاذب نور، بوده است. تابش پلاسمای اکسیژن بر روی سطح انتقال دهنده الکترون سبب بهبود ویژگی های سطح از جمله کاهش زبری سطح، کاهش حفره های موجود در روی سطح و کاهش جاهای خالی اکسیژن، موجود در حجم این لایه می شود. که این اثرات سبب بهبود ترابرد نور و افزایش جذب نور توسط لایه جاذب نور و همچنین بهبود ترابرد الکترون ها به مدار بیرونی می شود.

کلیدواژه‌ها: سلول های خورشیدی پروسکایتی، تابش پلاسما، فصل مشترک لایه ها

Investigating the effect of oxygen plasma radiation on the electron transfer layer and the effect of this radiation on improving the efficiency and stability of perovskite solar cells.

Behzad Iranipour[1], Dr. Ezeddin Mohajerani[1*], behzad kazemitabar
[1]Shahid Beheshti University, Laser & plasma Research Institute, Tehran, Iran.

e-mohajerani@sbu.ac.ir*

The main goal in this research was to increase the stability and efficiency of these cells by improving the interface of the layers by plasma radiation and also optimizing the light absorbing layer. Irradiation of oxygen plasma on the surface of the electron carrier improves the surface characteristics, including reducing the surface roughness, reducing the holes on the surface and reducing the oxygen vacancies in the volume of this layer. These effects improve light transmission and increase light absorption by the light absorbing layer, as well as improve electron transmission to the external circuit.

Keywords: perovskite solar cells, plasma radiation, interface of layers.

مقدمه

خورشید به‌عنوان یکی از منابع انرژی بی‌نهایت، تمیز و مقرون به صرفه می‌تواند آینده‌ی سوخت و انرژی را متحول کند. سلول های خورشیدی نسل سوم نسلی نو از انواع سلول خورشیدی می باشد، که با وجود روش های ساخت آسان و هزینه پایین ساخت، پایداری کم و استفاده از مواد آلی گران قیمت در ساختار آن ها و همچنین بازدهی پایین تر آن ها نسبت به سلول های سیلیکونی، مانع از تجاری سازی آن ها شده است. در این پژوهش به منظور افزایش کیفیت لایه نشانی و ایجاد لایه های یکنواخت، با هدف افزایش پارامترهای حیاتی در

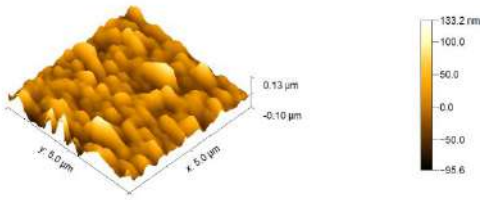
سلول خورشیدی پروسکایتی، همچون کاهش بازترکیب بین فصل مشترک لایه ها، افزایش فاکتور پرشوندگی، بهبود رشد کریستال، بهبود فرآیند انتقال بارها، افزایش پایداری و همچنین افزایش بازده، به استفاده از پردازش سطح با پلاسما پرداخته شد.

روش ساخت و مواد

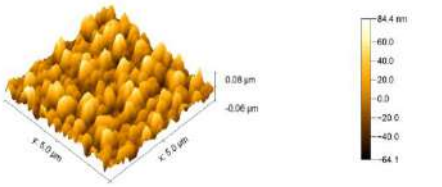
برای ساخت نمونه ها ابتدا به پاک سازی زیر لایه یا FTO می پردازیم. سپس برای اعمال لایه انتقال دهنده الکترون، ابتدا محلول خریداری شده SnO2 با غلظت ۱۵ درصد را به نسبت ۱ به ۵ در آب دیونیزه رقیق کرده و به مدت نیم ساعت بر روی دستگاه همزن مغناطیسی تحت فرآیند استیر قرار می گیرد، تا انحلال کامل صورت گیرد. قبل از لایه نشانی لایه جاذب برای بررسی اثر پلاسما و روش رایج (uv-ozone)، تعدادی از نمونه ها را به مدت ۲۰ دقیقه داخل دستگاه uv-ozone قرار داده و مابقی به مدت ۶۰ ثانیه تحت تابش پلاسمای اکسیژن قرار می گیرند. برای سنتز محلول پروسکایت، ابتدا مقدار ۴۶۱ میلی گرم از پودر PbI2 و ۱۵۹ میلی گرم از پودر MAI را داخل ویال با حجم ۲ سی سی می ریزیم. سپس مقدار ۸۰۰ میکرولیتر از حلال دی متیل فرمامید و ۲۰۰ میکرولیتر از حلال دی متیل سولفوکسید را به آن اضافه می کنیم. برای لایه نشانی از روش دورانی دو مرحله ای بهره و در زمان های پایانی و ۱۰ ثانیه مانده به پایان چرخش، مقدار ۳۰۰ میکرو لیتر از ضد حلال کلروبنزن، توسط میکروپیپت بر روی نمونه ریخته شد. مشاهده شد بعد اتمام لایه نشانی، نمونه بر روی دستگاه گرم کن با دمای ۱۰۰ درجه قرار داده شد. مشاهده گردید که نمونه بعد از حرارت دهی، به رنگ سیاه درآمد. در مرحله بعد به منظور کاهش هزینه ساخت از جوهر نانوذرات مس ایندیوم دی سولفید(CIS_2) حل شده در کلروفرم، به جای ماده Spiro-ometad، به منظور استفاده به عنوان لایه انتقال دهنده حفره استفاده کردیم. سپس توسط لوله موئین لایه نازکی از خمیر کربن را به عنوان الکترود آند، بر روی نمونه و به روش دکتر بلید کشیدیم. سپس نمونه ها را به مدت نیم ساعت در داخل آون با دمای ۱۰۰ درجه، قرار می دهیم تا حلال ها و بایندرها از لایه خارج شوند.

اندازه گیری ها

پس از فرآیند ساخت، به منظور بررسی اثر پردازش سطح با پلاسمای اکسیژن، با انجام تست های مختلف، همچون تست آبدوستی و زاویه تماس، تست زبری سطح، میزان جذب و عبور قبل و بعد از پردازش سطح با پلاسما، کیفیت لایه نشانی و اندازه گیری ولتاژ-جریان، به تحلیل داده ها پرداخته شده است. ابتدا برای بررسی میزان زبری سطح لایه انتقال دهنده الکترون، برروی نمونه آنالیز AFM انجام شد. شکل های ۷ و ۸ تصویر لایه انتقال دهنده الکترون(SnO_2) را به صورت سه بعدی، قبل و بعد از تابش پلاسما را نشان می دهند.



شکل ۷ تصویر ۳ بعدی از آنالیز AFM لایه SnO2 قبل از تابش پلاسما



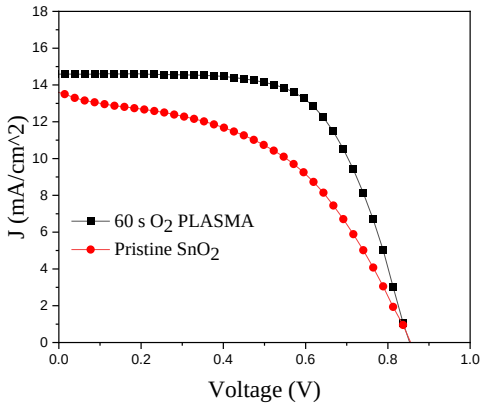
شکل ۸. تصویر ۳ بعدی از آنالیز AFM لایه SnO2 بعد از تابش پلاسما

پلاســـما باعث ایجاد ســـطح یکنواخت تر به دلیل کاهش زبری ســطح از ۲۶ نانومتر به ۲۳ نانومتر می شــود. که این باعث کاهش مقاومت ســـری بین لایه پروســـکایت و لایه انتقال دهنده الکترون می شود؛ که منجر به انتقال بار بهتر می شود، که افزایش جریان اتصال کوتاه را شاهد خواهیم بود. همچنین می توان نتیجه گرفت تابش پلاســـما باعث افزایش مقدار فاکتور پر شوندگی(FF) می شود، که این به سبب بهبود فصل مشترک بین پرو سکایت و لایه Sno2 اســـت. جدول ۱ پارامترهای مختلف قبل و بعد از اعمال پلاسما را نشان داده است.

جدول ۱. پارامترهای سلول ساخته شده با و بدون اعمال تابش پلاسما

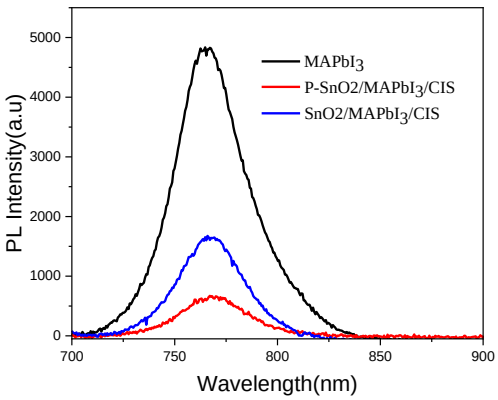
SnO2	Voc (V)	Jsc(mA/cm^2)	FF (%)	PCE (%)
Pristine	0.86	13.8	50	6
1 min O2 Plasma	0.87	14.6	64	8.1

در شکل ۹ نیز که آنالیز ولتاژ-جریان سلول را نشان می دهد می توان به خوبی مقدار افزایش در جریان و فاکتور پرشوندگی (FF) را مشاهده کرد.



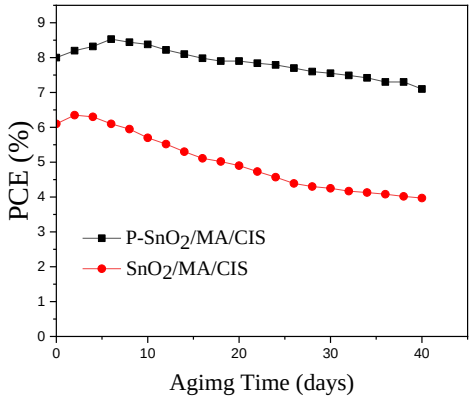
شکل۹. میزان ولتاژ-جریان نمونه های با و بدون پردازش پلاسما

همچنین با توجه به شکل ۱۰ که طیف فلورسانس تک لایه پروسکایت و ساختار کامل با و بدون تابش پلاسما را نشان می دهد، مشخص است که نمونه ای که تحت تابش پلاسمای اکسیژن به مدت یک دقیقه قرار گرفته است، عملکرد بهتری داشته است و انتقال بار بهتر صورت گرفته است. که این باعث کاهش بازترکیب و در نتیجه کاهش شدت PL شده است. که نتیجه آن افزایش فاکتور پرشوندگی و مقدار جریان اتصال کوتاه بوده است.



شکل۱۰. طیف فلورسانس تک لایه پروسکایت و ساختار کامل با و بدون پردازش پلاسما

در مرحله بعد برای بررسی پایداری نمونه های ساخته شده و مقاومت شان در برابر رطوبت، و میزان افت بازدهی، نمونه ها در فضای آزاد و رطوبت بالای ۳۰ درصد قرار گرفتند. آنالیزهای ولتاژ-جریان هر سه روز یک بار و به مدت ۶۰ روز انجام شد. نتایج نشان می داد که نمونه هایی که لایه انتقال دهنده الکترون آن ها تحت تابش پلاسما قرار نگرفته بود، در چند روز ابتدایی رشد در مقدار PCE داشتند. که این به دلیل برقراری اتصال بهتر لایه خمیر کربنی با لایه زیرین به علت خروج تدریجی حلال ترپینئول و خروج کامل بایندرها از خمیر کربن، می باشد. اما به تدریج و با نفوذ رطوبت از طریق مرزدانه ها به ساختار، شاهد کاهش بازدهی نهایی نمونه ها بودیم. در سمت مقابل نمونه هایی که لایه انتقال دهنده الکترون آن ها تحت تابش پلاسما قرار گرفته بود نیز تحت این آنالیز قرار گرفتند. نتایج حاکی از کاهش جزیی در میزان بازدهی با گذشت ۴۰ روز از ساخت بود. که این به دلیل بهبود کیفیت فیلم پروسکایت با افزایش آبدوستی زیر لایه و در نتیجه کاهش سوراخ ها بر روی سطح لایه انتقال دهنده الکترون می شود. که این سوراخ ها خود مراکز نفوذ رطوبت و اکسیژن به لایه پروسکایت می باشند. که رطوبت و اکسیژن دو عامل اساسی در تخریب پروسکایت می باشند. شکل۱۱ میزان پایداری دو نمونه مختلف که لایه انتقال دهنده الکترون آن ها تحت و بدون تابش پلاسما قرار گرفته است، را نشان می دهد.



شکل۱۱. میزان حفظ بازدهی بعد از ۴۰ روز تحت رطوبت بالای ۳۰ درصد

نتیجه‌گیری

به طور کلی فصل مشترک لایه ها در ساختار سلول خورشیدی پروسکایت، از اهمیت زیادی برخوردار است. به طوری که با بهبود فصل مشترک و در نتیجه بهبود انتقال بارها، می توان به بازدهی های بالاتر و همچنین پایداری بیشتر به دلیل اتصال بهتر لایه ها، دست یافت. میزان آبدوستی زیر لایه نقش زیادی در لایه نشانی و بهبود اتصال دو لایه و درنتیجه افزایش پارامترهای سلول خورشیدی پروسکایت ایفا می کند. به طوری که می توان با ایجاد آبدوستی مناسب، به لایه های بهتر و همچنین اندازه دانه های بزرگتر فیلم

پروسکایت برای بهبود بازدهی و همچنین کاهش مرزدانه ها برای افزایش پایداری، دست یافت. در این پژوهش سعی بر آن داشتیم تا با استفاده از پلاسمای اکسیژن با توان ۱۰۰ وات و فرکانس ۱۳,۶ مگاهرتز، به آبدوستی بیشتر و مناسب تر زیر لایه ها دست یابیم و موجبات لایه نشانی بهتر لایه ها را فراهم کنیم. پلاسما حاوی گونه های پرانرژی و رادیکال های آزاد و پرتوهای پرانرژی است. که با شکستن پیوندهای آلی و واکنش با گونه های بوجود آمده همچون کربن، موجب پاکسازی سطح و افزایش آبدوستی سطح می شود. همچنین استفاده از پلاسمای اکسیژن با توان پایین و پردازش سطح اکسیدهای فلزی همچون SnO_2، موجب افزایش میزان اکسیژن سطح و تشکیل بیشتر کریستال های SnO_2 می شود؛ که این باعث نزدیک شدن بیشتر سطح فرمی به تراز هدایت و در نتیجه افزایش خاصیت نیمه رسانایی در نوع N خواهد شد. همچنین به علت اختلاف بیشتر تابع کار دو لایه انتقال دهنده الکترون و حفره، به ولتاژهای مدار باز بیشتری نیز دست یافتیم.

سپاسگزاری

از کمک ها، راهنمایی ها و مشاوره های جناب آقای دکتر مجتبی شفیعی در این پژوهش کمال تقدیر و تشکر را دارم.

مرجع‌ها

[1] Zhong ZhiYou, Jiang YaDong. (2007). Oxygen plasma treatment effects of indium-tin oxide in organic light-emitting devices.
[a]College of Electronic Information Engineering, South-Central University for Nationalities, Hubei, Wuhan 430074, People's Republic of China
[b]School of Optoelectronic Information, University of Electronic Science and Technology of China, Sichuan Chengdu 610054, People's Republic of China.

[2] Ohkubo.Y, Endo. K , Yamamura.K, (2018). Adhesive-free adhesion between heat-assisted plasma treated fluoropolymers (PTFE, PFA) and plasma-jet-treate polydimethylsiloxane (PDMS) and its application. Nature- Scientific Reports.

[3] Superfast Room-Temperature Activation of SnO2 Thin Films via Atmospheric Plasma Oxidation and their Application in Planar Perovskite Photovoltaics. (2018). Haejun Yu, Hye-In Yeom, Jong Woo Lee, Kisu Lee, Doyk Hwang, Juyoung Yun, Jaehoon Ryu, Jungsup Lee, Sohyeon Bae, Seong Keun Kim, and Jyongsik Jang.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و
پانزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک
ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

افزایش گاف باند فوتونیکی در بلورهای فوتونی یک‌بعدی عایق-عایق

اصغر مولائی یزن‌آباد، کامبیز عابدی

دانشگاه شهید بهشتی، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، تهران، ایران.

AM.Yeznabad@gmail.com K_abedi@sbu.ac.ir

چکیده – هدف این مقاله، افزایش گاف باند فوتونیکی در بلورهای فوتونی یک‌بعدی عایق-عایق می‌باشد که با تغییر ضریب‌های شکست لایه‌ها(مادهNaF با ضریب‌شکست ۱,۳۲۶ و BF با ضریب‌شکست ۳,۱۸۲۰) و نیز تغییر ضخامت آن‌ها این امر محقق شده است. در این کار، ساختار پیشنهادی برای طیف طول‌موج‌های ناحیه مرئی(350nm-750nm) مورد مطالعه قرار گرفته است. برای تحلیل ساختار از روش ماتریس انتقال(TMM) استفاده شده است. با تغییر در ضریب‌های شکست لایه‌ها محدوده بازتابندگی به میزان ۲,۶۳ برابر افزایش داشته است. با ایجاد اختلال در ضخامت هر دولایه و نیز انتخاب مرتبه اختلال مناسب محدوده‌ی بازتابندگی به میزان قابل توجهی افزایش داده شده است. این در حالی است که با ایجاد نقص در ساختار(با استفاده از Ag)، محدوده‌ی بازتابندگی بسیار گسترده‌تری حتی فراتر از ناحیه مرئی بدست آمد که می‌تواند در طول‌موج‌های بالاتر مانند طول‌موج مخابراتی(1.55um) نیز کاربرد داشته باشد.

کلید واژه- بلور فوتونی یک‌بعدی، روش ماتریس انتقال(TMM)، گاف باند فوتونی(PBG)

Enhancement of Photonic Band Gap in a 1D Dielectric-Dielectric Photonic Crystals

Asghar Molaei Yeznabad, Kambiz Abedi

Shahid Beheshti University, Department of Electrical & Computer Engineering, Tehran, Iran.

AM.Yeznabad@gmail.com K_abedi@sbu.ac.ir

Abstract- This article aims to increase the photonic band gap in One-Dimensional Dielectric-Dielectric Photonic Crystals by changing the refractive indices of the layers (NaF material with a RI of 1.326 and BF with a RI of 3.1820) and also by changing their thickness This has been achieved. In this work, the proposed structure has been studied for the wavelength's spectrum of the visible region (350nm-750nm). The Transfer Matrix Method (TMM) has been used to analyze the structure. With the change in the refractive indices of the layers, the range of reflectivity has increased by 2.63 times. By disrupting the thickness of each double layer and choosing the appropriate disturbance order, the range of reflectivity has been significantly increased. However, by creating defects in the structure (using Ag), a much wider range of reflectivity was obtained even beyond the visible region, which can be used at higher wavelengths such as telecommunication wavelength(1.55um).

Keywords: 1D Photonic Crystal, Transfer Matrix Method (TMM), Photonic Band Gap

۱. مقدمه

بلورهای فوتونی یک‌بعدی(One Dimensional Photonic Crystals) ساده‌ترین ولی در عین حال یکی از مهم‌ترین و کاربردی‌ترین نوع بلورهای فوتونی می‌باشند. این ساختارهای نوری از تعدادی لایه با ضریب شکست‌های مختلف تشکیل می‌شوند که به‌صورت متناوب در یک امتداد تکرار می‌شوند. سادگی ذاتی که این ساختارهای نوری دارند نه‌تنها از اهمیت‌شان نمی‌کاهد بلکه یک مزیت بزرگ به شمار می‌رود و در نهایت می‌تواند منجر به کاهش هزینه‌های ساخت شود چراکه از پیچیدگی‌های مربوط فرآیند ساخت در مقایسه با بلورهای فوتونی(2D و 3D) برخوردار نیست. هم‌چنین تحلیل و بررسی بلورهای فوتونی یک‌بعدی با استفاده از روش ماتریس انتقال(Transfer Matrix Method) صورت می‌گیرد. همانطور که می‌دانیم مبحث سلول‌های خورشیدی یکی از مباحث به‌روز و مهم در بحث انرژی‌های تجدیدپذیر می‌باشد([2] ,[1]) و معمولاً تعداد قابل توجهی از فوتون‌های فرودی ممکن است بدون تولید جفت الکترون حفره از ناحیه جذب خارج شوند، در این حالت از بلورهای فوتونی یک‌بعدی به عنوان بازتابنده‌های پشتی(Backside Reflector) استفاده می‌شود که بسیار سودمند است([5],[2] ,[1]). کاربرد دیگر بلورهای فوتونی یک‌بعدی در بحث طراحی فیلترها و سنسورهای زیستی است که با ارائه یک ساختار جدید و بهینه مانند ایجاد نقص در ساختار می‌توان به این مهم دست یافت([4],[3]). در این مقاله سعی شده است که برای افزایش گاف باند فوتونی(Photonic Band Gap) تعدادی راهکار ارائه شود که در این بخش به طور مختصر توضیح داده و در بخش بعدی به طور کامل بررسی می‌شود. مطابق با تئوری بلورهای فوتونی یک‌بعدی، گاف باند فوتونی را می‌توان با افزایش نسبت ضریب شکست n_H/n_L گسترش داد[5]. همچنین، در عمل و طی فرآیند ساخت، ضخامت لایه‌های با ضریب شکست برابر لزوماً یکسان نمی‌باشد که این نیز می‌تواند بر پهنای گاف فوتونی تاثیر بگذارد. علاوه بر روش‌های مذکور، یک گزینه بسیار کارآمد دیگر نیز وجود دارد بدین صورت که ساختار دارای نقص باشد که در این حالت به عنوان یک بلور فوتونی عایق – فلزی یک بعدی شناخته می‌شود. در این ساختارها یک لایه فلزی که معمولاً از Au یا Ag است توسط دو لایه عایق قرار می‌گیرد که در نتیجه آن، شاهد افزایش چشمگیری در گاف باند فوتونی خواهیم بود[5]. کلیه نتایج شبیه‌سازی در این مقاله، در بازه طیف مرئی(350nm-750nm) و با استفاده از نرم‌افزار Matlab محاسبه و استخراج شده‌اند.

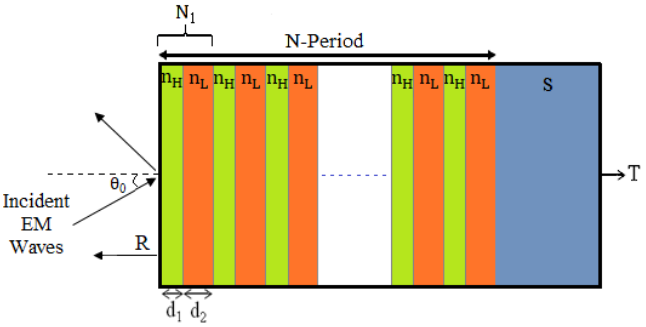
۲. تئوری و روش شبیه‌سازی

۲-۱- ابعاد و مشخصات کلی

طول‌موج طراحی 550 nm فرض شده است. ضخامت‌های واقعی برای هر دو لایه به‌ترتیب با $d_H = 43.2\ \text{nm}$ و $d_L = 103.7\ \text{nm}$ مشخص شده است .برای ساختار پایه از ماده MgF_2 با ضریب شکست $n_L = 1.38$ و SiO با ضریب شکست $n_H = 1.95$ و از ماده SiO_2 با ضریب شکست $n_S = 1.52$ به عنوان زیرلایه و برای ساختار پیشنهادی نیز از ماده NaF با ضریب شکست $n_L = 1.326$ و BP با ضریب شکست $n_H = 3.1820$ استفاده شده است. برای بررسی تاثیر نقص بر روی گاف باند فوتونی نیز از Ag با ضریب شکست $n_{Ag} = 0.59582 + i3.5974$ استفاده شده است.

۲-۲- روش ماتریس انتقال(TMM)

شکل ۱ ساختار کلی یک بلور فوتونی یک‌بعدی را نشان می‌دهد، که دارای N دوره تناوب است و لایه‌های با ضریب شکست زیاد و کم به‌صورت تناوبی بر روی زیرلایه S(که شبه بی‌نهایت فرض شده)قرار گرفته‌اند.



شکل 1: یک بازتابنده عایق ایده‌آل متشکل از لایه‌های ربع طول‌موج

مطابق با TMM، ماتریس انتقال کل به صورت زیر تعریف می‌شود[5]:

$$M=\begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix}=D_A^{-1}\prod_{i=1}^{N}\left[D_H P_{H,i} D_H^{-1} D_L P_{L,i} D_L^{-1}\right] D_S, \quad (1)$$

که ماتریس دینامیکی در معادله (1) فقط به ضریب شکست وابسته است و به صورت زیر بیان می‌شود[5]:

$$D_q=\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ n_q & -n_q \end{pmatrix}, \quad q=A(Air),\ H,\ L,\ S, \quad (2)$$

و ماتریس انتقالی در H وابسته به ضخامت واقعی(و دارای اختلال) به صورت زیر بیان می‌شود[5]:

$$P_{H,i}=\begin{pmatrix} \exp(j\phi_{H,i}) & 0 \\ 0 & \exp(-j\phi_{H,i}) \end{pmatrix}, \quad (3)$$

که فاز برابر است با: $\phi_{H,i}=2\pi n_H d_{H,i}/\lambda$ و λ طول‌موج نور فرودی است. به طور مشابه، $P_{L,i}$ را می‌توان با $\phi_{L,i}=2\pi n_L d_{L,i}/\lambda$ بدست آورد[5]. سپس ضریب بازتاب r از طریق عناصر ماتریس در معادله (۴) محاسبه می‌شود، یعنی:

$$r=\frac{M_{21}}{M_{11}}, \quad (4)$$

که برای محاسبه میزان بازتاب داریم:

$$R=|r|^2$$

همانطور که گفته شد، تغییرات ضخامت لایه‌ها را می‌توان به صورت یک اختلال در نظر گرفت و با تعریف مرتبه اختلال اثر آن را بررسی کرد. در همین راستا مرتبه اختلال از رابطه زیر بدست می‌آید[5]:

$$D=\frac{\sqrt{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left[\left(d_{H,i}-d_H\right)^2+\left(d_{L,i}-d_L\right)^2\right]}}{d_H+d_L}, \quad (5)$$

که d_H و d_L ضخامت‌های واقعی و $d_{H,i}$ و $d_{L,i}$ ضخامت‌های دارای اختلال در دوره‌ی i ام هستند، که i از 1 تا N را به خود می‌گیرد. بطور کلی، $d_{H,i}$، $d_{L,i}$ و d_H، d_L با پارامترهای تغییرپذیر Δx_H و Δx_L و با رابطه‌ی زیر باهم مرتبط هستند:

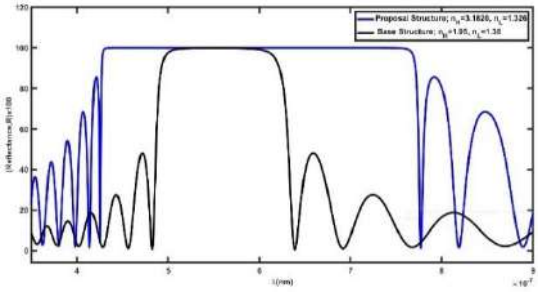
$$d_{H,i}=d_H+m_i\Delta x_H, \quad d_{L,i}=d_L+m_i\Delta x_L, \quad (6)$$

که اعداد گسسته m_i بصورت تصادفی از یک توزیع شبه گاوسی حول d_H یا d_L انتخاب می‌شوند. اعداد گسسته m_i به ازای $i=1,2,...,N$ در معادله (2) بصورت $-38, -24, -16, -12, -4, 0, 4, 12, 16, 24, 38$ درنظر گرفته شده‌اند[5].

۳. نتایج شبیه‌سازی

میزان بازتابندگی برای ساختار پیشنهادی محاسبه و نتیجه شبیه‌سازی در شکل ۲ نمایش داده شده است. لازم به ذکر است که همچنین می‌توان لبه‌های باندی را براساس تئوری بازتابنده عایق بصورت زیر تعیین کرد:

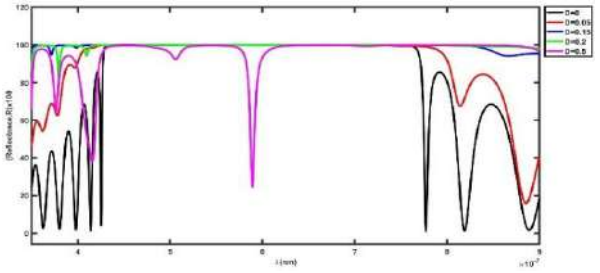
$$\lambda_L=\frac{\pi(n_H d_H+n_L d_L)}{a\cos(-\rho)}, \quad \lambda_R=\frac{\pi(n_H d_H+n_L d_L)}{a\cos(\rho)}, \quad (7)$$



شکل۲: میزان بازتابندگی ساختار پایه(رنگ سیاه) و ساختار پیشنهادی(رنگ آبی) به عنوان تابعی از طول‌موج

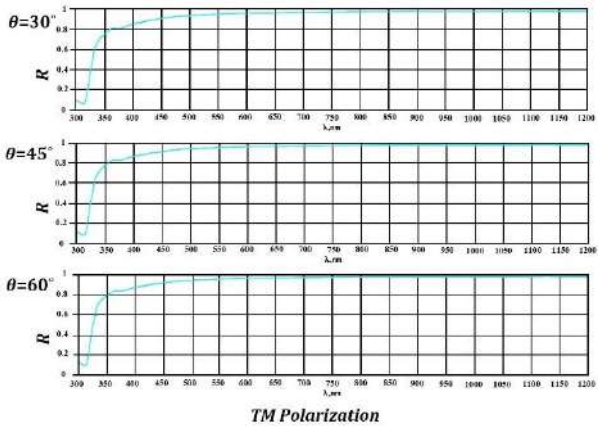
همانطور که مشاهده می‌شود بیشترین میزان انعکاس برای ساختار پایه در بازه $\lambda=495.46$ nm تا $\lambda=617.32$ nm اتفاق می‌افتد. این در حالی است که ساختار پیشنهادی، بیشترین میزان انعکاس را در بازه $\lambda=432.80$ nm تا $\lambda=753.18$ nm بدست می‌دهد که این مقدار در نزدیکی طول‌موج طراحی($\lambda=550$ nm) به ۱۰۰٪ می‌رسد و در مقایسه با ساختار پایه، بازه‌ای که در آن انعکاس اتفاق می‌افتد ۲،۶۳ برابر افزایش یافته است، و عملاً طیف وسیعی از طول‌موج های ناحیه مرئی را در بر می‌گیرد[۲]. اختلال در ضخامت می‌تواند سه حالت داشته باشد که در این مقاله، نتیجه شبیه‌سازی برای اختلال دوتایی به عنوان بهترین حالت محاسبه و در شکل ۳ نمایش داده شده است. مرتبه اختلال نیز تاثیری به‌سزایی در محدوده‌ی بازتابندگی دارد،

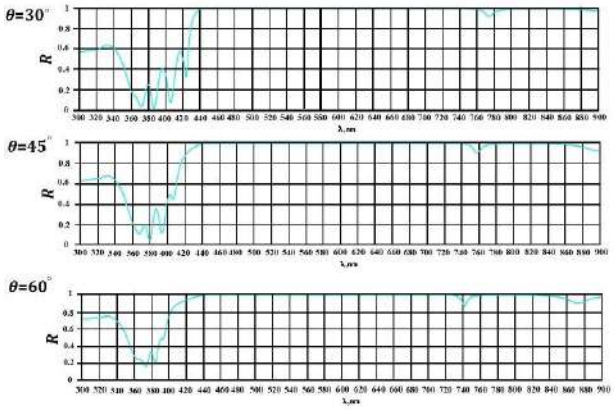
به همین منظور مرتبه اختلال D بصورت: 0.05، 0.15، ۰,۲ و ۰,۵ انتخاب شده است.



شکل۳: پاسخ بازتابندگی به عنوان تابعی از طول‌موج برای حالت ایده‌آل(رنگ سیاه) و حالت دارای اختلال در هر دو لایه H و L (۰,۰۵-رنگ قرمز، ۰,۱۵-رنگ آبی، ۰,۲-رنگ سبز، ۰,۵-رنگ ارغوانی)

برای مرتبه اختلال زیر ۰/۰۵ نمودار تقریبا تغییر خاصی ندارد، در حالی که برای مرتبه اختلال ۰/۱۵ بهترین محدوده‌ی بازتابندگی را شاهد هستیم و هرچه قدر مرتبه اختلال بیشتر باشد(۰/۲ و ۰/۵) شاهد یکسری نوسان هستیم که باعث شده است در طول‌موج‌های خاصی بازتابندگی به شدت کاهش یابد. با قرار دادن Ag در ساختار به عنوان نقص شاهد افزایش قابل توجهی در گاف باند فوتونی بودیم. نور فرودی به‌صورت قطبش‌های TM و TE و در سه زاویه مختلف: 30°، 45°و 60° اعمال و بازتابندگی محاسبه شد که در شکل ۴ آورده شده است.





شکل4: پاسخ بازتابندگی برای ساختار دارای نقص در قطبش‌های TM و TE در سه زاویه تابشی $\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$

همانطور که مشاهده می‌شود در قطبش TM محدوده‌ی بازتابندگی بسیار افزایش یافته است و دارای سطح صاف‌تری می‌باشد. در حالی که در قطبش TE محدوده‌ی بازتابندگی نه به اندازه قطبش TM ولی افزایش داشته است. حال آنکه دارای اُفت و خیزهایی است که این موضوع در بازه 340 nm تا 440 nm بیشتر خود را نمایان می‌سازد.

۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله یک بلور فوتونی یک‌بعدی عایق-عایق به‌صورت ایده‌آل، دارای اختلال در ضخامت و هم‌چنین دارای نقص در ساختار مورد مطالعه قرار گرفت. بازه بازتابندگی ساختار پیشنهادی در مقایسه با ساختار پایه افزایش قابل توجه ۲,۶۳ برابری داشته است. هم‌چنین اختلال دوتایی گاف باندی بسیار گسترده‌تری را در مقایسه با اختلال تکی نتیجه داده است. با ایجاد نقص از طریق قراردادن Ag در ساختار و اعمال قطبش‌های TM و TE در سه زاویه مختلف نیز محدوده‌ی بازتابندگی نسبت به دو حالت قبلی افزایش چشمگیری داشته است که این مسئله در قطبش TM به وضوح قابل مشاهده است. در قطبش TM برای طول‌موج‌های بالاتر از ناحیه مرئی هم بازتابندگی بسیار مناسب و

مسطحی بدست آمد که می‌تواند گزینه‌ی مطلوبی به عنوان بازتابنده برای این طول‌موج‌ها باشد.

۵. مراجع

[1] S. Saravanan and R. Dubey, “Performance enhancement of amorphous silicon solar cell using 1D photonic crystal as back reflector,” *Mater. Today Proc.*, vol. 49, pp. 2822–2825, 2022.

[2] K. Sankar, R. Manoharan, S. Saif, and T. P. Rose, “An optimum design of one dimensional photonic crystal for solar cell applications,” in *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, 2022, vol. 1219, no. 1, p. 012047.

[3] Y. Trabelsi, N. B. Ali, and M. Kanzari, “Tunable narrowband optical filters using superconductor/dielectric generalized Thue-Morse photonic crystals,” *Microelectron. Eng.*, vol. 213, pp. 41–46, 2019.

[4] S. Sharma and A. Kumar, “Design of a Biosensor for the Detection of Dengue Virus Using 1D Photonic Crystals,” *Plasmonics*, vol. 17, no. 2, pp. 675–680, 2022.

[5] C.-J. Wu, Y.-N. Rau, and W.-H. Han, “Enhancement of photonic band gap in a disordered quarter-wave dielectric photonic crystal,” *Prog. Electromagn. Res.*, vol. 100, pp. 27–36, 2010.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و پانزدهمین کنفرانس مهندسی و
فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

فرکانس‌های پلاسمون‌های سطحی یک زنجیره‌ی دوره‌ای از پوسته‌های کروی نانوی فلزی

مسلم میر

Email: moslem.mir@uoz.ac.ir

دانشکده فیزیک، دانشگاه زابل، زابل

چکیده – یک زنجیره دوره‌ای از پو سته های کروی نانوی فلزی را در نظر بگیرید. در اینجا با ا ستفاده از روش هیدرودینامیکی دورود فرکانس‌های پلاسمون‌های سطحی این سیستم را بررسی می‌کنیم. مشاهده می شود که برای برانگیختگی های دو قطبی(*l=1*)، این سی ستم برانگیختگی متقارن و پادمتقارن دارد. هر نوع برانگیختگی به دو صورت طولی و عر ضی می‌تواند در زنجیره منت شر شود. همچنین مشاهده می شود که دامنه فرکانس های برانگیختگی های متقارن بزرگتر از پادمتقارن است .

کلید واژه- موجبر پلاسمونی، پوسته کروی نانو فلزی، برانگیختگی‌های پلاسمون‌های سطحی.

Surface Plasmons Frequencies of a Linear Periodic Chain of Spherical Metallic Nanoshell

Moslem Mir; Email: moslem.mir@uoz.ac.ir

Department of Physics, University of Zabol (UOZ), Zabol 98615-538

Abstract- Consider a periodic chain of spherical metallic nanoshells. Here, we investigate the surface plasmons frequencies of this system using the hydrodynamic Drude model. It can be seen that for dipole excitations (l=1), this system has symmetric and antisymmetric excitations. Any type of excitation can be propagated in both longitudinal and transverse ways. Also, It can be seen that the range of symmetric excitations is greater than antisymmetric.

Keywords: plasmonic waveguide, spherical metallic nanoshell, surface plasmon excitations.

مقدمه

پلاسمون‌های سطحی برانگیختگی‌های جمعی الکترون‌ها هستند که در سطح مواد فلزی و نیمه‌رساناها روی می-دهند[1]. با روش‌های موضعی و غیرموضعی می‌توان برانگیختگی‌های پلاسمون سطحی را در مواد بررسی کرد. روش‌های موضعی از تابع دی‌الکتریک دورود استفاده می-کنند[2] و در روش‌های غیرموضعی مانند روش هیدرودینامیکی باید اثرات غیرموضعی را به تابع دی-الکتریک دورود اضافه کرد[3]. اثر غیرموضعی باعث جابجایی آبی فرکانس‌های پلاسمونی و همچنین افزایش پهنای خط تشدید آن‌ها می‌شود[3]. در این مقاله با استفاده از مدل هیدرودینامیکی دورود رابطه پاشندگی پلاسمون-های سطحی یک زنجیره دوره‌ای از پوسته‌های کروی نانوی فلزی را محاسبه می‌کنیم. مشاهده می‌کنیم که این سیستم برای برانگیختگی‌های دوقطبی دو نوع برانگیختگی متقارن و پادمتقارن دارد. هر نوع از برانگیختگی‌ها یک مد عرضی و یک مد طولی دارد. همچنین دامنه فرکانس‌های متقارن بیشتر از دامنه فرکانس‌های پادمتقارن است.

مدل هیدرودینامیکی دورود

در مدل هیدرودینامیکی دورود الکترون‌های فلزات را مانند سیال باردار نیمه کلاسیکی در نظر می‌گیرند. این سیال در هنگام حرکت با ناخالصی‌ها و هسته‌های مثبت برخورد می-کند. دینامیک حرکت این الکترون‌ها را می‌توان با حل هم-زمان معادلات زیر بررسی کرد[3-5].

معادله نویر-استوکس

$$m_e n\left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}+(\vec{v}.\vec{\nabla})\vec{v}\right) = -\vec{\nabla}P(n)-ne\vec{E}-m_e n\,\Gamma\,\vec{v} \qquad (1)$$

معادله پیوستگی

$$\frac{\partial n}{\partial t}+\vec{\nabla}.(n\vec{v})=0 \qquad (2)$$

و معادله پواسون

$$\vec{\nabla}.\vec{E}=-4\pi e(n-n_0) \qquad (3)$$

که m_e جرم الکترون، $n(\vec{r},t)$ چگالی حجمی الکترون‌ها، n_0 چگالی حجمی یون‌ها (چگالی حجمی تعادلی الکترون-ها)، $\vec{v}(\vec{r},t)$ سرعت الکترون‌ها، $P(n)$ فشار گاز الکترونی ناشی از اصل طرد پائولی و Γ پارامتر میرائی است. در مدل هیدرودینامیکی جمله $\vec{\nabla}P(n)=m_e\beta^2\vec{\nabla}n$ نشان دهنده اثر غیرموضعی فضایی است که $\beta^2=(3/5)v_F^2$ (v_F سرعت فرمی الکترون‌ها است. در حد $\beta\to 0$ نتایج موضعی به دست می‌آید.

معادلات (۱) تا (۳) را در رژیم شبه استاتیک $\vec{E}=-\vec{\nabla}\phi$ و برای اختلال کوچک نوسانی نزدیک حالت تعادل حل می-کنیم. با حل هم‌زمان معادلات خطی به دست آمده به یک معادله دیفرانسیل مرتبه دوم می‌رسیم، که قسمت حقیقی آن برابر است با

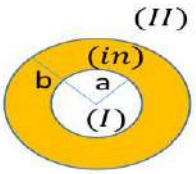
$$(\nabla^2-q^2)\delta n^{(1)}(r)=0 \qquad (4)$$

که $q^2=\left(\omega_p^2-\omega^2-\Gamma^2/4\right)/\beta^2$ و $\omega_p^2=4\pi\, n_0 e^2/m$ فرکانس پلاسمای پوسته کروی نانو است.

از حل قسمت موهومی معادله دیفرانسیل نهایی $\omega_I=-\Gamma/2$، به دست می‌آید. از حل معادله (۴) برای $\omega>\sqrt{\omega_p^2-\Gamma^2/4}$، فرکانس‌های پلاسمون سطحی و برای $\omega<\sqrt{\omega_p^2-\Gamma^2/4}$، فرکانس‌های پلاسمون حجمی به دست می‌آید.

یک پوسته کروی فلزی نانو مطابق شکل۱ که شعاع داخلی آن a و شعاع بیرونی آن b است، را در نظر بگیرید. از حل معادله (۴) رابطه زیر برای چگالی الکترونی آن به دست می‌آید[6]

$$\delta n^{(1)}(r,\theta,\varphi,t) = \begin{cases} 0 & r<a \\ \sum_{l,m} A_{lm}\, i_l(qr)+B_{l,m}\, k_l(qr)\, y_{l,m}(\theta,\varphi)e^{-i\,\omega\, t} & ,\ a<r<b \\ 0 & ,\quad r>b \end{cases} \qquad (5)$$



شکل ۱: شکل طرحواره یک پوسته کروی نانوی فلزی باشعاع داخلی a و شعاع بیرونی b.

که A_{lm} و $B_{l,m}$ ضرایب ثابت و $i_l(qr)$ و $k_l(qr)$ به ترتیب توابع بسل کروی اصلاح شده نوع اول و دوم هستند. با جایگذاری معادله خطی پواسون در معادله (۴)، معادله زیر برای ناحیه *(in)* پوسته کروی نانوی فلزی به‌دست می‌آید

$$(\nabla^2 - q^2)\nabla^2\phi_{in}(r,\theta,\varphi,t) = 0 \qquad (6)$$

با حل معادله بالا رابطه زیر را برای پتانسیل داخل پوسته کروی نانو فلزی به دست می‌آوریم

$$\phi_{in}(r,\theta,\varphi,t) = \sum_{l,m}\left(A'_{lm}i_l(qr) + B'_{lm}k_l(qr) + C_{l,m}\,r^l + D_{l,m}\,r^{-(l+1)}\right) y_{l,m}(\theta,\varphi)e^{-i\omega t} \qquad (7)$$

برای محاسبه پتانسیل در ناحیه $r < a$ و بیرون پوسته کروی نانو ($r > b$) معادله لاپلاس را در این دو ناحیه حل می‌کنیم، با حل معادله لاپلاس در این دو ناحیه داریم

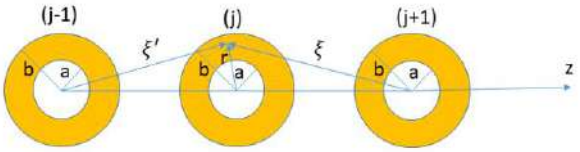
$$\phi_I(r,\theta,\varphi,t) = \sum_{l,m} F_{l,m}\,r^l\,y_{l,m}(\theta,\varphi) \qquad (8)$$

$$\phi_{II}(r,\theta,\varphi,t) = \sum_{l,m} E_{l,m}\,\frac{1}{r^{l+1}}\,y_{l,m}(\theta,\varphi) \qquad (9)$$

ناحیه‌های I و II را خلأ در نظر بگیرید. برای به دست آوردن ضرایب پتانسیل در سه ناحیه پوسته کروی شرط‌های مرزی پیوستگی پتانسیل و بردار جابجایی را در سطح‌های داخلی و خارجی پوسته کروی نانو اعمال می‌کنیم.

پلاسمون های سطحی یک زنجیره‌ی دوره-ای از پوسته‌های کروی نانوی فلزی

یک زنجیره دوره‌ای از پوسته‌های کروی نانوی فلزی مطابق شکل۲ را در نظر بگیرید. برای محاسبه رابطه پاشندگی پلاسمون‌های سطحی این سیستم، ابتدا پتانسیل کل را در ناحیه *(in)* پوسته کروی *(j)* به دست می‌آوریم. سپس شرط مرزی صفر شدن مؤلفه چگالی جریان را روی سطح داخلی و سطح خارجی آن اعمال می‌کنیم. در آخر با استفاده از تبدیل فوریه و شرط مرزی دوره‌ای رابطه پاشندگی را به دست می‌آوریم.



شکل ۲: شکل طرحواره قسمتی از یک زنجیره دوره‌ای از پوسته‌های کروی نانوی فلزی.

در تقریب نزدیک‌ترین برهم‌کنش (شکل۲)، پتانسیل کل در ناحیه *(in)* پوسته کروی *(j)* عبارت است از

$$\phi_T^{(j)}(r,\varphi,\theta) = \phi_{II}^{(j-1)}(r,\varphi,\theta) + \phi_{in}^{(j)}(r,\varphi,\theta) + \phi_{II}^{(j+1)}(r,\varphi,\theta) \qquad (10)$$

از شرط صفر شدن مؤلفه شعاعی چگالی جریان روی سطح داخلی و خارجی پوسته کروی داریم

$$j_r|_{r=r_i} = 0 \rightarrow v_r|_{r=r_i} = 0 \rightarrow \qquad (11)$$

$$\left.\frac{\partial\phi_T^{(j)}(r,\varphi,\theta)}{\partial r}\right|_{r=r_i} = \frac{\beta^2}{n_0}\left.\frac{\partial n_{in}^{(j)}(r,\varphi,\theta)}{\partial r}\right|_{r=r_i}$$

$$r_i = a, b$$

با جایگذاری پتانسیل کل از معادله (۱۰) و چگالی الکترونی از معادله (۵) در معادله (۱۱) دو معادله به‌دست می‌آید. سپس در این معادلات از تبدیلات فوریه زیر برای دامنه چگالی‌های الکترونی در سطح‌های بیرونی و داخلی پوسته کروی نانو استفاده می‌کنیم

$$\Lambda_{l,m}^{(j)} = \sum_q \Lambda_{l,m}\,e^{i(jdq)} \qquad (12)$$

$$\Lambda_{l,m}^{(j\pm1)} = \sum_q \Lambda_{l,m}\,e^{id(j\pm1)q} \qquad , \qquad \Lambda = A, B$$

بعد از انجام محاسبات برای برانگیختگی‌های دو قطبی با قطبش طولی *l=1* دو معادله زیر را به‌دست می‌آوریم

$$a''1\,A_{1,0}(q)+b''1\,B_{1,0}(q)-\frac{\omega_p^2}{k^2}\left(e^{idq}+e^{-idq}\right)\left[\alpha(1,a,b)\,A_{1,0}(q)\;+\beta(1,a,b)\;B_{1,0}(q)\right]\frac{K_{1,2,0}\,b^2}{d^3}=0 \quad (13)$$

$$a''2\,A_{1,0}(q)+b''2\,B_{1,0}(q)-\frac{\omega_p^2}{k^2}\left(e^{idq}+e^{-idq}\right)\left[\alpha(1,a,b)\,A_{1,0}(q)\;+\beta(1,a,b)\;B_{1,0}(q)\right]\frac{K_{1,2,0}}{d^3}=0 \quad (14)$$

که دو معادله بالا ضرایب دامنه‌های $A_{1,0}(q)$ و $B_{1,0}(q)$ به شعاع‌های پوسته‌های کروی، فاصله بین آن‌ها، فرکانس پلاسما و ضریب میرائی بستگی دارند. همچنین روابط مشابهی برای برانگیختگی‌های دو قطبی عرضی در زنجیره‌ی دوره‌ای از پوسته‌های کروی نانوی فلزی به‌دست می‌آید.

نتایج

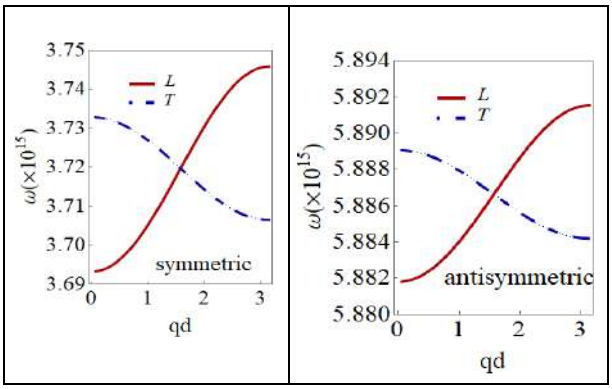
در این بخش با استفده از روابط پاشندگی معادلات (۱۳) و (۱۴) و همچنین روابط مشابه برای برانگیختگی‌های عرضی، نمودارهای پاشندگی پلاسمون‌های سطحی یک زنجیره‌ی دوره‌ای از پوسته‌های کروی نانوی طلا را به دست می‌آوریم.

پارامترهای سیستم عبارتند از $a= 5\ nm$ ، $b=12\ nm$، $d=75\ nm$ و $\omega_p = 6.79\times10^{15}\ rad/s$. در اینجا برای راحتی $\Gamma = 0$ می‌گیریم.

از شکل۳ مشاهده می‌شود که دو نوع نمودار پاشندگی داریم. نمودارهای پاشندگی مربوط به فرکانس‌های بالاتر که مربوط به برانگیختگی پادمتقارن سیستم هستند و نمودارهای مربوط به فرکانس‌های پایین‌تر مربوط به برانگیختگی‌های متقارن سیستم است. هر نوع برانگیختگی یک مد طولی *(L)* و یک مد عرضی*(T)* دارد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله با استفاده از روش هیدرودینامیکی درود، رابطه پاشندگی‌های پلاسمون‌های سطحی یک زنجیره دوره‌ای از پوسته‌های کروی نانوی فلزی را به دست آوردیم. سپس برای برانگیختگی‌های دوقطبی نمودارهای پاشندگی سیستم را رسم کردیم. مشاهده کردیم که این سیستم برای برانگیختگی‌های دوقطبی، دو نوع برانگیختگی متقارن و پادمتقارن دارد. که هر نوع برانگیختگی یک مد طولی و یک مد عرضی در دارد. همچنین دامنه فرکانس‌های متقارن بسیار بیشتر از دامنه فرکانس‌های پادمتقارن است.



شکل 3: نمودارهای پاشندگی پلاسمون‌های سطحی در زنجیره‌ای از پوسته‌های کروی نانو طلا برای برانگیختگی متقارن (ستون سمت راست) پادمتقارن (ستون سمت چپ).

مرجع‌ها

[1] S.A. Maier, Plasmonics: Fundamentals and Applications, Springer, Berlin, 2007.

[2] S. Y. Park and D. Stroud, Phys. Rev. B, Vol. 69, pp. 125418, 2004.

[3] J. M. McMahon, S. K. Gray, and G. C. Schatz, Phys. Rev. Lett. Vol. 103, pp. 097403, 2009.

[4] J. Kupersztych and M. Raynaud, J. Phys.: Condens. Matter, Vol. 6, pp. 10669-10682, 1994.

[5] J. Mahanty and M. T. Michalewicz, J. Phys. C: Solid State Phys. Vol. 19, pp. 5005-5018, 1986.

[۶] میر، مسلم (۱۴۰۱، شهریور). اثرات غیرموضعی روی فرکانس‌های پلاسمون های سطحی پوسته کروی نانو فلزی. کنفرانس فیزیک ایران سال ۱۴۰۱ در زاهدان (صص۳۲۳-۳۲۰).

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

بررسی ضریب شکست غیرخطی محلول‌های حاوی نانوساختار گرافن اکسید

سارا نوری[1*]، محمدرضا جعفری میلانی[2]، اکبر نظری گلشن[1]، محمدعلی حداد[3]

[1]گروه فیزیک دانشکده علوم پایه دانشگاه شاهد، تهران

[2]پژوهشکده فوتونیک و فناوری کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، تهران

[3]دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، یزد

چکیده – در این مقاله با استفاده از روش مدولاسیون خودفازی فضایی (SSPM) ضریب شکست غیرخطی محلول‌های حاوی نانو ساختار گرافن اکسید در حلال NMP ، در سه غلظت مختلف اندازه‌گیری شد. در این کار از لیزر پیو سته He-Ne با طول‌موج ۶۳۲/۸ نانومتر استفاده شد. نتایج اندازه‌گیری نشان داد که ضریب شکست غیرخطی محلول‌های ذکر شده از مرتبه $10^{-5}\ cm^2/W$ است.

کلید واژه- اپتیک غیر خطی، ضریب شکست غیرخطی ماده، گرافن اکسید، مدولاسیون خود فاز فضایی.

Investigating the nonlinear refractive index of solutions containing graphene oxide nanostructure

S. Nouri[1], M. R. J. Milani[2], A. N. Golshan[1] M. A. Haddad[3]

[1]Faculty of science, Shahed university, Tehran, Iran

[2]Photonics and Quantum Technology Institute, NSTRI, Tehran, Iran

[3]Department of Physics, Yazd University, Yazd, Iran

Abstract- In this article, the non-linear refractive index of solutions containing graphene oxide nanostructures in NMP solvent was measured in three different concentrations by using spatial self-phase modulation (SSPM) method. In this work, a continuous He-Ne laser with a wavelength of 632.8 nm was used. The measurement results showed that the nonlinear refractive index of the mentioned solutions is of the order of 10^{-5}.

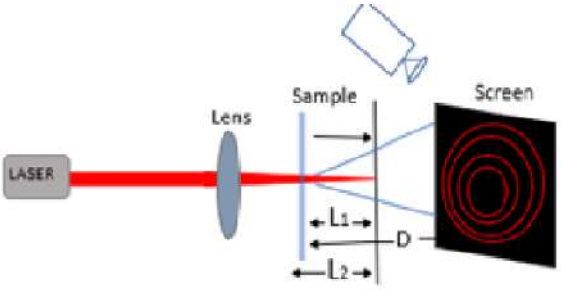
Keywords: Nonlinear Optical, Nonlinear Refractive Index, Graphene Oxide, Spatial Self Phase Modulation (SSPM)

مقدمه

مواد دو بعدی (2D) خواص نوری غیرخطی منحصر به فردی را نشان می‌دهند که منجر به توسعه دستگاه‌ها و ابزارهای نوری مختلف، مانند مدولاتور نوری غیرخطی، سوئیچ نوری، قطبش‌گر نوری، مبدل طول موج و غیره شده است. به طور خاص، مواد بدون شکاف باند مانند گرافن که رفتار جذب پهن باند را نشان می دهند، پاسخ غیرخطی خوبی در رژیم تراهرتز دارند. در سال های اخیر، مواد لایه‌ای دو بعدی (2D)، از جمله گرافن، فسفرسیاه، کربن نیتریدگرافیتی و...، به دلیل کاربرد بالقوه‌شان در زمینه‌های فیزیک، شیمی، بیولوژی و انرژی توجه ویژه‌ای را به خود جلب کرده‌اند[۱-۴]. غیرخطیت نوری برانگیخته شده توسط باریکه لیزر با پروفایل گاوسی در مواد دوبعدی (2D) یک پدیده نوری بدیع و خاصی است که کاربرد جدید و جالب بسیاری را در ابزارها و دستگاه‌های نوری غیرخطی نشان می دهد [۵]. یکی از مواد موثر برای این کار ماده گرافن و ترکیبات آن است. فوتونیک غیرخطی یکی از درخشان ترین زمینه ها در کاربرد مواد لایه‌ای است. به این دلیل که، از نظر فیزیکی، بیشتر مواد لایه‌ای دارای خواص نوری غیرخطی هستند[۶]. در این مقاله محلول حاوی نانوساختار گرافن اکسید در حلال نرمال متیل پیرولیدن NMP با غلظت‌های مختلف تهیه و برای مشخصه‌یابی نوری غیرخطی آن از روش مدولاسیون خودفازی فضایی SSPM[1] استفاده شده است.

تهیه نمونه و چیدمان تجربی

در این مقاله محلول حاوی نانوساختار گرافن اکسید در حلال نرمال متیل پیرولیدن (NMP[2]) با سه غلظت مختلف تهیه و برای مشخصه‌یابی نوری غیرخطی آن از روش(SSPM) استفاده شد. جهت انجام آزمایش محلول مورد نظر در ظرفی با جنس کوارتز با ضخامت ۵ میلی متر ریخته شده و در مقابل باریکه لیزرکه قطر باریکه آن معادل ۴۰۰میکرون است، قرار داده شد. برای انجام آزمایش از لیزر پیوسته He-Ne با طول‌موج ۶۳۲/۸ نانومتر با توان بیشینه۴۰ میلی وات استفاده شده است. چیدمان اصلی آزمایش برای برانگیزش SSPM در شکل(۱) نشان داده می-شود. از یک عدسی همگرا با فاصله کانونی ۸ سانتیمتر برای کانونی کردن باریکه لیزر روی نمونه‌ها استفاده شد. پرده یا صفحه نمایش در جلوی ظرف نمونه برای مشاهده و ثبت الگوهای حلقه‌های پراش نصب می‌شود. نمونه قبل از کانون عدسی قرار گرفته و فاصله پرده از دیواره جلویی ظرف (کووت) حدوداً ۳/۷ متر انتخاب شده بود.



شکل (۱) چیدمان آزمایش برای اندازه گیری پاسخ غیرخطی مواد دو بعدی از طریق SSPM

زمانی که یک لیزر با شدت بالا به یک محیط همگن برخورد می کند، یک الگوی پراش از واگرایی پرتو در فاصله مشاهده

[1] Spatial self-phase modulation

[2] N-Methylpyrrolidone

می شود و فاز آن توسط نور خود مدوله می شود. بعد از عبور باریکه‌ی لیزر از نمونه، طرح پراشی روی صفحه نمایش ظاهر میشود که تعداد حلقه‌ها متناسب با شدت فرودی است (شکل (۳)). تصاویر الگوهای حلقه‌های پراش توسط دوربین ثبت می شود. با توجه به شکل (۱) لیزر فرودی باعث تغییر ضریب شکست در محلول می‌شود و تغییر ضریب شکست در محیط منجر به تغییر فاز نور،که باعث برانگیخته شدن پدیده های غیر خطی شده. امواج نور پرتو گاوسی در تغییر فاز با شدت و جهت شعاعی در دو موقعیت متفاوت به دلیل توزیع بردار موج می توانند باهم تداخل داشته باشند. در این صورت تغییر فاز غیرخطی $\Delta\phi$ وابسته به شدت نور را می توان به صورت زیر نوشت:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi n_0}{\lambda}\int_0^L n_2 I(r,z)\,dz \qquad (۱)$$

n_2 ضریب شکست غیرخطی و I شدت باریکه است. تعداد حلقه‌ها N برای یک شدت معین برابر است با

$$\Delta\phi(0) - \Delta\phi(\infty) = 2\pi N \qquad (۲)$$

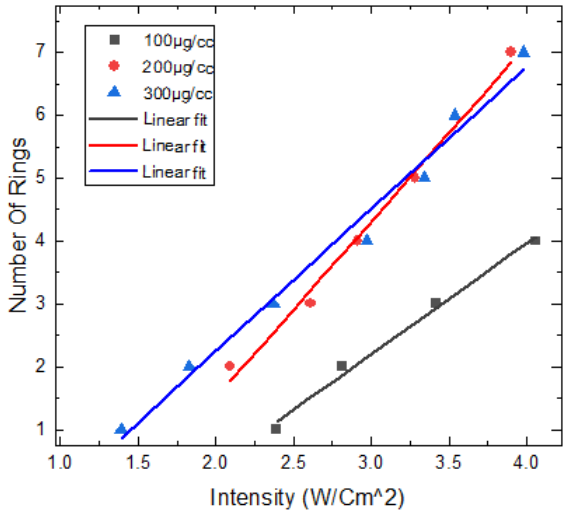
بنابراین با ثبت تعداد حلقه های پراش با دوربین، با توجه به رابطه (۱) و (۲)، n_2 که ضریب شکست غیرخطی هست از رابطه زیر قابل محاسبه خواهد بود[۷]:

$$n_2 = \frac{\lambda}{2n_0 L}\frac{N}{I} \qquad (۳)$$

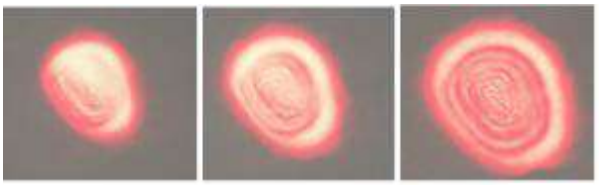
در این رابطه λ طول موج لیزر،n_0 ضریب شکست خطی حلال که در این آزمایش از ماده NMP استفاده شده است، L طول موثر ماده در زمان برهم‌کنش لیزر با ماده است.

مشاهدات تجربی

با توجه به آزمایش‌هایی که بر روی نمونه‌ها انجام شده است، تصاویر پراش محلول گرافن اکسید در حلال NMP ثبت شد. شکل (۲) نمودار تغییرات تعداد حلقه‌های متحدالمرکز ثبت شده بر حسب شدت نور فرودی لیزر را نشان می‌دهد. دیده می‌شود که با افزایش شدت لیزر، تعداد حلقه‌ها افزایش پیدا کرده است. در شکل (۳) تحول طرح پراش حلقه‌های متحدالمرکز برای محلول گرافن اکسید با غلظت $200\,\mu g/cc$ در زمان‌های مختلف به نمایش گذاشته شده است.



شکل (۲) نمودار تعداد حلقه ها بر حسب شدت نور فرودی



(الف) (ب) (ج)

شکل۳ : تحول حلقه‌های پراش با زمان، برای محلول نانو ساختار گرافن اکسید با غلظت ۲۰۰ میکروگرم بر سی سی. الف: ۰/۲ ثانیه، ب: ۰/۵ ثانیه، ج: ۱ ثانیه

در آخر مقادیر ضریب شکست غیرخطی n_2 محاسبه شده برای محلول‌های نانو ساختار گرافن اکسید در غلظت‌های متفاوت در حلال NMP در جدول (۱) به نشان داده شده

است. ملاحظه می‌شود با ازدیاد غلظت محلول، خواص اپتیکی غیرخطی آن نیز تغییر یافته است.

جدول شماره ۱) مقادیر ضریب شکست غیرخطی محلول

Concentration	n_2 (w/cm^2)
۱۰۰ $\mu g / cc$	۲/۲۲×۱۰$^{-۵}$
۲۰۰$\mu g / cc$	۴/۰۴× ۱۰$^{-۵}$
۳۰۰$\mu g / cc$	۳/۹۸×۱۰$^{-۵}$

نتیجه‌گیری

در این کار تجربی ابتدا محلول‌های نانوساختار گرافن اکسید در حلال NMP در سه غلظت متفاوت تهیه شد و با استفاده از لیزر پیوسته He-Ne با طول‌موج۶۳۲/۸ نانومتر با روش مدولاسیون خودفازی فضایی SSPM، ضریب شکست غیرخطی این محلول ها از مرتبه (w/cm^2) ۱۰$^{-۵}$ بدست آمد. با این روش می‌توان برای مشخصه‌یابی سایر مواد و همچنین در محیط‌های غیرخطی دیگر نیز بهره گرفت.

سپاسگزاری

نویسندگان مقاله از همکاری و کمک‌های آقای رضا نشاطی مسئول آزمایشگاه لیزر گاز کربنیک پژوهشکده فوتونیک و فناوری کوانتومی، صمیمانه قدردانی می‌کنند.

مراجع

[1] Nibu, A. G., et al. (2017). "Effect of viscosity on the far-field diffraction pattern of spatial self-phase modulation." Optica Applicata 47(4): 591-599.

[2] Wu, L. M., et al. (2020). "Recent Advances of Spatial Self-Phase Modulation in 2D Materials and Passive Photonic Device Applications." Small 16(35).

[3] Xin, C. G., et al. (2019). "Self-phase modulation in single CdTe nanowires." Optics Express 27(22): 31800-31809.

[4] Zhang, W. L. and H. J. Choi (2015). "Graphene/graphene oxide: A new material for electrorheological and magnetorheological applications." Journal of Intelligent Material Systems and Structures 26(14): 1826-1835.

[5] Chen, K. K., et al. (2019). "Graphene Adsorption and Separation Functional Materials." Chemical Engineering & Technology 42(2): 266-286.

[6]Liao, Y. L., et al. (2020). "Recent Advances in Spatial Self-Phase Modulation with 2D Materials and its Applications." Annalen Der Physik 532.

[7] Liu, H., et al. (2016). "Synthesis, Characterization, and Antibacterial Properties of Silver Nanoparticles-Graphene and Graphene Oxide Composites." Biotechnology and Bioprocess Engineering 21(1): 1-18.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

جداسازی گلبول‌های قرمز با استفاده از ریزکانال دی الکتروفورتیک

مصطفی الفت[۱]، دکتر عرفان کدیور[۱]

۱.شیراز، دانشگاه صنعتی شیراز، دانشکده فیزیک، erfan.kadivar@sutech.ac.ir

در این مطالعه، یک تراشه میکرو سیال دی‌الکتروفورز برای جدا سازی ذرات پیشنهاد می شود، که از خواص دی الکتریک برای انجام تقسیم بندی گلبول های قرمز و پلاکت ها بر اساس اندازه استفاده می کند. بر اساس متغیر های قابل کنترل، توزیع میدان الکتریکی در تراشه و مسیر ذرات در کانال میکروسیال؛ تحت شعاع‌های مختلف سلول و ولتاژ متفاوت با استفاده از نرم افزار کامسول محاسبه شده است .

کلید واژه: جداسازی سلولی، نیروی دی‌الکتروفورتیک، میدان الکتریکی، گلبول قرمز، پلاکت.

Red blood separation using the dielecterophoretic micro fluidic system

Mostafa Olfat[1], Dr.Erfan Kadivar[1]

1.Iran,Shiraz, University Of Technology Shiraz, Physics department, erfan.kadivar@sutech.ac.ir

In this study, we propose a dielectrophoresis microfluidic chip for particle separation, which uses dielectric properties to perform size-based fractionation of red blood cells and platelets. Based on the control variables, the distribution of the electric field in the chip and the trajectory of the particles in the microfluidic channel are calculated using COMSOL Multiphysics under different cell radii and voltages.

Keywords: Particle separation, Dielectrophoresis, Electeric field, RBC, Platelet.

مقدمه

عملکرد اصلی پلاکت‌ها، انعقاد و توقف خون‌ریزی و ترمیم بافت‌های فرسوده است. تغییر در غلظت و تعداد می‌تواند به طور مستقیم یا غیرمستقیم نشان دهنده تغییر در عملکرد اندام انسان یا بروز بیماری باشد. غلظت پایین پلاکت می تواند باعث خونریزی شود، درحالی که غلظت بالا می‌تواند باعث لخته شدن و عوارض ناشی از آن مانند حمله و سکته قلبی شود.[1] بنابراین، همیشه باید به تشخیص میزان غلظت توجه کنیم؛ تا اینکه درمان را از قبل آسان کنیم. در ابتدا نیاز است که پلاکت‌ها از خون جدا شود. با توسعه سریع فناوری‌های مرتبط با ریز سیال‌ها [2,3]، معمولاً روش‌های اصلی مورد استفاده برای جداسازی ذرات شامل فناوری سانتریفیوژ[4]، فناوری فلوئورسانس(FACS)[5]، فناوری مغناطیسی(MACS)[6] و فناوری جداسازی دی الکتروفورز(DEP)[7] هستند. تراشه میکروسیال مبتنی بر فناوری DEP به ابزار مهم دستکاری و جداسازی ذرات با مزیت‌هایی چون تلفات کم، یکپارچگی آسان، هزینه کم و جداسازی سریع[8-10] و کاربردهای عملی مهم تبدیل شده است. با استفاده از این حقیقت که پلاکت‌ها کوچکترین سلول های خون هستند، می توان از خواص دی الکتریک برای انجام تقسیم بندی بر اساس اندازه ذرات در خون استفاده کرد[11].

در این مقاله با استفاده از نیروی الکتروفورز و نیروی مقاومت سیال ویسکوز، اثر میدان الکتریکی را بر روی میزان انحراف گلبول‌های قرمز و فرآیند مرتب سازی بررسی می‌کنیم.

مدل فیزیکی

نیروی دی‌الکتروفورتیک به این دلیل ایجاد می‌شود که ذرات دی‌الکتریکی که در یک میدان الکتریکی غیریکنواخت قرار می‌گیرند، قطبیده می‌شوند تا بارهای القایی مشابهی را روی سطح ایجاد کنند[12]، که به نوبه خود گشتاورهای دوقطبی ایجاد می کند، و انتهای بارهای مثبت و منفی ذرات تحت تاثیر نیروی متغیر هستند، و حرکت مربوطه رخ می دهد. در این مقاله سازوکار جداسازی ذرات را با استفاده از نیروهای دی‌الکتروفورتیک منفی(دافعه) متفاوت از گلبول‌های قرمز و پلاکت ها تجزیه و تحلیل می‌کنیم، اندازه نیروی دی‌الکتروفورتیک را محاسبه می‌کنیم و عوامل اصلی موثر بر نیروی دی‌الکتروفورتیک را تحزیه و تحلیل می‌کنیم. DEP حرکت ذرات در یک میدان الکتریکی غیر یکنواخت به دلیل برهمکنش دوقطبی‌های القا شده ذرات با گرادیان بردار نرمال میدان الکتریکی است.

در یک میدان الکتریکی سینوسی (متغیر)، نیروی دی الکتروفورتیک به فرم زیر است[13]:

$$F_{DEP} = 2\pi R^3 \varepsilon_0 \varepsilon_m \,\mathrm{Re}[K(\omega)]\nabla E^2 \qquad (۱)$$

$$K(\omega) = \frac{\varepsilon_P^* - \varepsilon_m^*}{2\varepsilon_m^* + \varepsilon_p^*} \quad , \qquad \varepsilon^* = \varepsilon + \frac{\sigma}{i\omega} \qquad (۲)$$

که به ترتیب ε_0 و ε_m گذردهی خلاء و گذردهی سیال زمینه و ε_m^* و ε_P^* گذردهی مرکب سیال زمینه و گذردهی مرکب ذره هستند. E اندازه میدان الکتریکی و $\mathrm{Re}[K(\omega)]$ نشان دهنده بخش حقیقی فاکتور کلازیوس-موسوتی (CM) است. ω فرکانس میدان الکتریکی اعمالی و R شعاع ذره است. ε و σ به ترتیب گذردهی و رسانایی ماده هستند.

در این سیستم عمدتاً نیروی دی‌الکتروفورتیک و ویسکوزیته سیال هنگام بررسی نیروی حرکت ذرات مورد توجه قرار می‌گیرند.

مسیر مورد قیاس شده موجود به شرح زیر است[11]:

$$m\ddot{r}(t) + K_f \dot{r}(t) = F_{DEP}(r, E, t) \qquad (۳)$$

$$K_f \dot{r}(t) = 6\pi R \mu v \qquad (۴)$$

که m بیانگر جرم ذره و $r(t)$ مکان ذره در سیستم مختصات عمودی است. $K_f \dot{x}(t)$ مقاومت خطی ویسکوز است، μ بیان کننده ضریب ویسکوزینه دینامیکی است، و ν نسبت سرعت ذرات به سرعت سیال است.

روش عددی

در این مطالعه معادلات جفت شده (۳) و (۴) با استفاده از ماژول‌های CFD و AC/DC حل می‌گردد. در این راستا ماژول میدان الکتریکی با ماژول مکانیک سیالات جفت می‌شود و معادله دیفرانسیل جزیی جفت شده (۳) و (۴) حل می‌گردد.

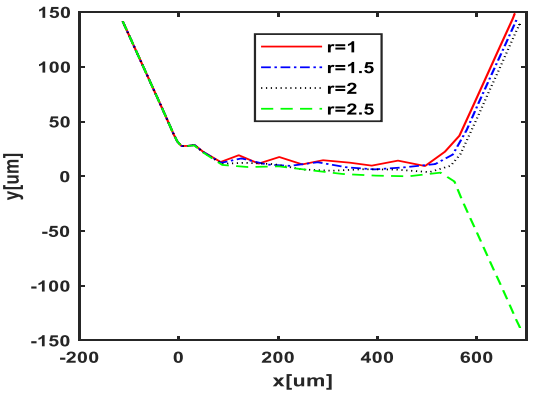
نتایج

شکل ۱ هندسه کانال و مسیر حرکت دو ذره پلاکت و گلبول قرمز در حضور پتانسیل الکتریکی دوره‌ای را نشان می‌دهد. مسیر حرکت یک ذره در میدان الکتریکی بواسطه عوامل متعددی همانند قدرت میدان الکتریکی، ثابت دی الکتریک، رسانندگی الکتریکی و اندازه ذرات کنترل می‌گردد. بررسی نقش هر یک از این عوامل در مسیر حرکت ذرات، می توانند کمک بسیار زیادی به محققین برای هدایت سلول های قرمز و پلاکت می کند.

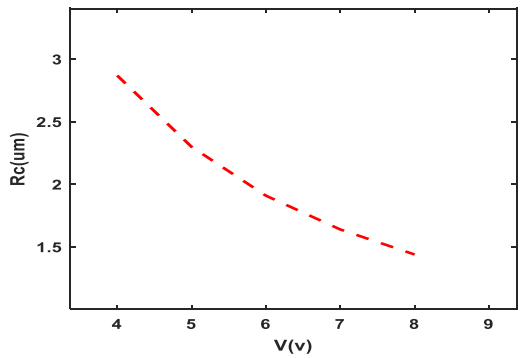
شکل ۲ مسیر حرکت ذرات بر حسب شعاع آنها را نشان می‌دهد. همانطور که در شکل ۲ نشان داده شده است، مسیر حرکت ذرات تابع قوی از اندازه ذرات می‌باشد. نتایج عددی نشان می دهد که با افزایش شعاع ذره، مسیر حرکت آنها تغییر کرده و احتمال شارش به سمت کانال پایین وجود دارد. برای بررسی دقیق‌تر وابستگی مسیر حرکت ذرات به شعاع آنها، مسیر حرکت ذرات برای شعاع های مختلف در شکل ۲ نشان داده شده است. نتایج به دست آمده در شکل ۲ نشان می دهد که با افزایش شعاع ذره مسیر حرکت ذره تغییر می کند. به ازای هر مقدار مشخص پتانسیل الکتریکی شعاع بحرانی برای ذرات وجود دارد که ذرات از کانال بالا به سمت کانال پایین تغییر جهت می دهند. شکل شماره۳ شعاع بحرانی ذره بر حسب پتانسیل الکتریکی را نشان می دهد. نتایج نشان می دهد با افزایش پتانسیل الکتریکی شعاع بحرانی کاهش می یابد. شکل۴ مسیر حرکت ذرات بر حسب شعاع آنها را نشان می‌دهد. همانطور که در شکل۴ نشان داده شده است، مسیر حرکت ذرات تابع قوی از ثابت دی‌الکتریک ذرات است به طوری که با افزایش ثابت دی الکتریک ذره احتمال انحراف ذره به کانال پایین وجود دارد.

نتیجه گیری

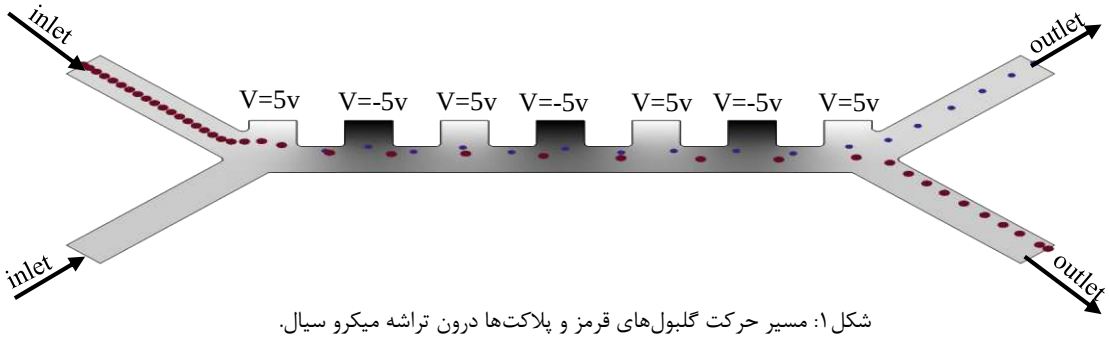
در این مطالعه مسیر حرکت ذرات گلبول قرمز و پلاکت در حضور نیروی الکتریکی دی‌الکتروفورز مطالعه و نتایج نشان می‌دهد که مسیر حرکت ذرات تابع قوی از ثابت دی‌الکتریک، پتانسیل الکتریکی اعمالی و شعاع ذرات می‌باشد.



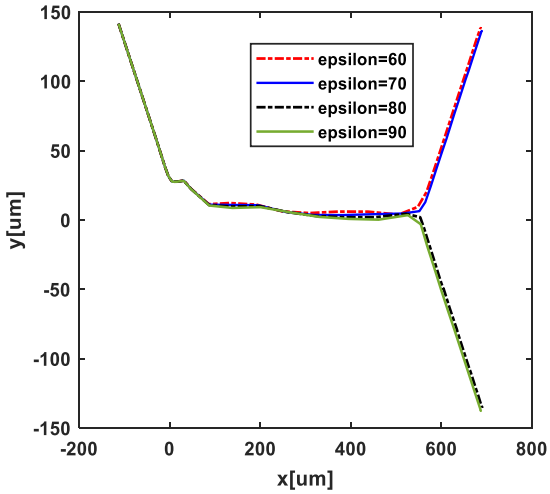
شکل۲: مسیر حرکت چند ذره با شعاع مختلف رسم شده است.



شکل۳: نمودار شعاع بحرانی ذره در پتانسیل های متفاوت.



شکل۱: مسیر حرکت گلبول‌های قرمز و پلاکت‌ها درون تراشه میکرو سیال.



شکل۴: مسیر حرکت چند ذره با شعاع $2\mu m$ و ثابت دی الکتریک متفاوت رسم شده است.

مرجع‌ها

[1] Stroncek DF, Rebulla P (2007) Platelet transfusions. The Lancet 370(9585):427–438

[2] Sajeesh P, Sen AK (2014) Particle separation and sorting in microfluidic devices: a review. Microfluid Nanofluid 17(1):1–52

[3] Han W, Chen X, Hu Z, Yang K (2018) Three-dimensional numerical simulation of a droplet generation in a double T-junction microchannel. J Micro/Nanolithography MEMS MOEMS17(2):025502

[4] Friedman SL, Roll FJ (1987) Isolation and culture of hepatic lipocytes, Kupffer cells, and sinusoidal endothelial cells by density gradient centrifugation with Stractan. Anal Biochem 161(1):207–218

[5] Raddatz MSL et al (2008) Enrichment of cell-targeting and population-specific aptamers by fluorescence-activated cell sorting. Angew Chem 120(28):5268–5271

[6] Schriebl K et al (2012) Selective removal of undifferentiated human embryonic stem cells using magnetic activated cell sorting followed by a cytotoxic antibody. Tissue Eng Part A 18(9–10):899–909

[7] Becker FF et al (1995) Separation of human breast cancer cells from blood by differential dielectric affinity. Proc Natl Acad Sci 92(3):860–864

[8] Hughes MP (2002) Strategies for dielectrophoretic separation in laboratory-on-a-chip systems. Electrophoresis 23(16):2569–2582

[9] Voldman J (2006) Electrical forces for microscale cell manipulation. Annu Rev Biomed Eng 8:425–454

[10] Das D, Biswas K, Das S (2014) A microfluidic device for continuous manipulation of biological cells using dielectrophoresis. Med Eng Phys 36(6):726–731

[11] Zhang, Y., Chen, X. Dielectrophoretic microfluidic device for separation of red blood cells and platelets: a model-based study. J Braz. Soc. Mech. Sci. Eng. 42, 89 (2020). https://doi.org/10.1007/s40430-020-2169-x

[12] Patki S et al (2012) Wireless EEG system with real time impedance monitoring and active electrodes. In: 2012 IEEE biomedical circuits and systems conference (BioCAS). IEEE

[13] Phol HA (1978) Dielectrophoresis: the behavior of neutral matter in nonuniform electric field. Cambridge University Press, Cambridge

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

بررسی حساسیت و ضریب شایستگی زیست حسگر نوسانگر دو حلقه‌ای

عبدالمحمد قلمبر دزفولی، ندا منصوری، زهرا صیدالی لیر و فاطمه مطرودی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران

چکیده – در این پژوهش یک تحقیق تئوری بر روی زیست حسگر گلوکز پلاسمونیکی برپایه موجبر فلز-عایق-فلز که به‌یک نانوحلقه تزویج شده است و حاوی نانوذرات نقره می‌باشد صورت گرفته است. نتایج نشان می‌دهد حضور نانو ذرات نقره در نانوحلقه تأثیر قابل توجهی برحساسیت و تنظیم پذیری دارد. ساختار پیشنهادی از طریق حل معادلات ماکسول و هلمهولتز به‌روش تفاضل محدودهٔ زمانی (FDTD) شبیه‌سازی و مورد مطالعه قرار گرفته و حسگر طراحی شده دارای حساسیت (nm/RIU) ۱۵۰۰ و (FOM) ۳۰٫۶۱ می‌باشد.

کلید واژه- «نانوذارت، زیست حسگر، نوسانگر حلقه‌ای، پلاسمونیک»

Investigating sensitivity of figure of merit two ring oscillator biosensor

Abdul Mohammad Ghalambor Dezfouli, Neda Mansouri, Zahra Seidalilir and Fatemeh Matroodi

Department of Physics, Faculty of Science, Shahid Chamran University of Ahvaz, Ahvaz, Iran

Abstract-In this search, a theoretical research has been done on a plasmonic glucose biosensor based on a matal-insolator-metal waveguide that is connected to a nanoring and contain silver nanoparticles. The results show that the presence of silver nanoparticles in the nanoring has a significant effect on the sensitivity and adjustability. The proposed structure has been simulated and studied by solving Maxwell's equations using Finit Difference Time Domain method(FDTD) and the designed sensor has a sensitivity of 1500(nm/RMU) and 30.61(FOM).

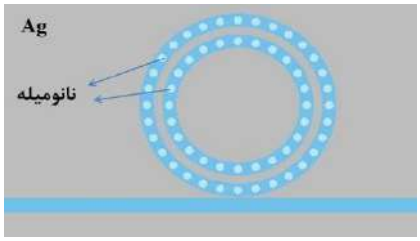
Keywords: Nanoperticles, BioSensor, Ring Osillator, Plasmonic.

مقدمه

با افزایش انواع بیماری‌ها و کشف مولکول‌های زیستی جدید، نیاز روزافزون به‌پیشرفت زیست حسگرها وجود دارد. یکی از راه‌کارهای مورد مطالعه و پژوهش به‌خصوص جهت افزایش قدرت تشخیص انواع مولکول‌های زیستی، از جمله کربوهیدارات‌هایی نظیر گلوکز استفاده از زیست حسگرهای نوری می‌باشد. در این میان، به‌کارگیری روش تشدید پلاسمون‌های سطحی و حسگرهای مبتنی بر فلز-عایق-فلز (MIM) بسیار مورد توجه قرار گرفته است. نتایج مطالعات نشان می‌دهد که نوسانگرهای نوری حلقه‌ای در حالت‌های MIM دارای ساختاری با بیشترین اثر متقابل بوده و گزینه مناسبی برای ساخت این نوع حسگرها می‌باشد [۵-۱].

روش انجام محاسبات

محاسبات از طریق حل معادلات ماکسول و هلمهولتز به‌کمک برنامه لومریکال به‌روش تفاضل محدوده زمانی(FDTD) انجام شده است. مدل شبیه‌سازی همان‌طور که در شکل (۱) نشان داده شده شامل یک موجبر MIM با پهنای W و دو نانوحلقه تزویج شده جانبی شامل چندین نانوذره نقره می‌باشد [۳]. در این ساختار عرض حلقه به‌کار گرفته شده و موجبر ۵۰nm، شعاع داخلی حلقه اول ۲۰nm و شکاف میان حلقه و موجبر ۱۰nm در نظر گرفته شده است. سپس حلقه دیگری با فاصله ۱۰nmدر داخل حلقه ساختار اصلی اضافه شده است. هم‌چنین، جنس نانوحلقه‌ها و نانومیله‌ها فلز نقره و مناطق آبی رنگ نشان‌دهنده هوا می‌باشند. مقادیر بهینه شعاع نانومیله‌های نقره ۱۵nm و تعداد بهینه نانومیله‌ها، ۳۲ نانو میله نقره در حلقه اول و ۲۴ نانو میله در حلقه دوم انتخاب شده است. آنالیت به‌صورت حل کردن نمونه در اندازه‌های نانو در آب تهیه شده است و غلظت آنالیت در محدوده‌ی ضریب شکست ۱٫۳ تا ۱٫۴ مورد بررسی قرار گرفته است. در این پژوهش از گلوکز اکسیدآز به‌عنوان گیرنده استفاده شده است و ضرایب شکست آنالیت نسبت به‌گلوکز اکسیدآز ارائه می‌شود.



شکل۱: شماتیک اصلاحی ساختار.

طبق تعریف، به‌نسبت تغییرات خروجی به‌تغییرات ورودی حساسیت می‌گویند. به‌عبارتی حساسیت همان شیب منحنی خروجی به‌ورودی بوده که برابر مقدار زیر است:

$$S_A = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n_a} \qquad (۱)$$

در رابطهٔ بالا، S حساسیت، $\Delta\lambda$ تغییرات طول موج تشدید و Δn_a تغییرات ضریب شکست می‌باشد. حساسیت این حسگر با افزودن نانوذرات نقره افزایش می‌یابد و پلاریتون‌های پلاسمون‌های سطحی(SPP) جدیدی را ایجاد می‌کند. موج SPP تزویج شده از نانوحلقه به‌موجبر می‌تواند هم‌چون یک تشدیدگر رفتار کند. اگر شرایط تشدید پلاسمونی نانوه حلقه کافی باشد؛ تشدید صورت می‌گیرد و λ_{res} براساس تئوری موج ایستاده بیان می‌شود :

$$\lambda_{res} = \frac{2L\,\mathrm{Re}(n_{eff})}{m - \frac{\varphi}{2\pi}} \qquad (۲)$$

در رابطه ۲، L محیط احاطه کننده نانوحلقه، $Re(n_{eff})$ قسمت حقیقی ضریب شکست مؤثر SPP و φ تغییر فاز بازتاب spp در موجبر مستقیم و نانوحلقه می‌باشد [۹-۶]. حضور نانوذرات نقره، ضریب شکست مؤثر را در نانوحلقه‌ها افزایش می‌دهد. هم‌چنین، وجود نانو ذرات نقره منجر به‌افزایش محیط احاطه کننده نانوحلقه (L) گردیده و افزایش n_{eff} و L باعث افزایش λ_{res} می‌شود. یک تغییر کوچک ضریب شکست منجر به λ_{res} قابل توجهی در مقایسه با موارد بدون حضور نانوذرات نقره می‌شود [۳]. هم‌چنین، هرچه جابجایی فرکانسی بیشتری داشته باشیم با توجه به‌رابطه ۱ حساسیت بالاتر می‌رود و در نتیجه طبق رابطهٔ زیر ضریب شایستگی بالاتری داریم؛ که در رابطه ۳، FOM ضریب شایستگی، S_A حساسیت و FWHM پهنای قله در نیمهٔ ارتفاع می‌باشد.

$$FOM = \frac{S_A}{FWHM} \qquad (۳)$$

بحث و نتایج

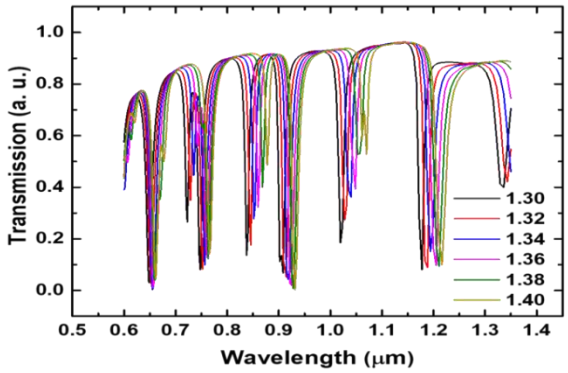
برای مقایسهٔ بهتر و مشاهدهٔ نقاط قوت و ضعف ساختار پیشنهادی، مقادیر FWHM، حساسیت حسگر و ضریب شایستگی ساختار پیشنهادی به‌دست می‌آید. مقدار FWHM نشان‌دهندهٔ پهنای داخلی (عرض) در نصف یا به‌عبارتی 3dB پایین‌تر از ماکزیمم توان است که با توجه به‌نمودار اندازه‌گیری می‌شود و با جایگذاری در فرمول‌های حساسیت و FOM مقادیر هر کدام مشخص می‌شود:

$$FWHM = 49nm \qquad (۴)$$

$$S_A = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n_a} = \frac{11450-11050}{0.02} = 1500 \qquad (۵)$$

$$FOM = \frac{S_A}{FWHM} = \frac{1500}{49} = 30.61 \qquad (۶)$$

در نمودار پاسخ طیفی شکل (۲)، منحنی مشکی، قرمز، آبی، صورتی، سبز و قهوه‌ای به‌ترتیب مربوط به‌آنالیت با ضریب شکست ۱٫۳، ۱٫۳۲، ۱٫۳۴، ۱٫۳۶، ۱٫۳۸ و ۱٫۴ می‌باشد. با توجه به‌حساسیت این ساختار به‌مواد خونی در ضریب شکست ۱٫۴-۱٫۳ و هم‌چنین به‌دلیل این‌که خون انسان بیشترین ضریب شکست را در محدودهٔ ۱٫۳۶-۱٫۳ دارد؛ کارایی آن در این ناحیه بیشتر می‌باشد. هم‌چنین، با تغییر ضریب شکست در ساختار ایجاد شده، تغییرات پاسخ فرکانسی به‌وضوح دیده می‌شود.



شکل۲: پاسخ طیفی ساختار نهایی به ازای اضافه نمودن آنالیت.

جدول۱: مقایسه مقادیر ساختار پیشنهادی با مقالات پیشین.

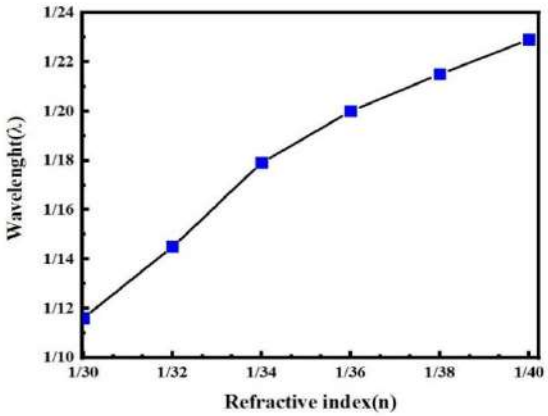
پارامتر محاسبه شده	مطالعه انجام شده [۳]	مطالعه انجام شده [۱۰]	ساختار پیشنهادی
FWMH	۸۹nm	۹۵nm	۴۹nm
FOM	۲۹٫۱	۲۶٫۱	۳۰٫۶۱
S_A	۲۰۸۰nm/RIU	۸۸۰nm/RIU	۱۵۰۰nm/RIU
نوع تشخیص	گاز	گاز	محلول گلوکز

نتایج به‌دست آمده در جدول (۱) با مطالعات پیشین مقایسه و گزارش شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود به‌علت باریک‌تر شدن طیف (FWHM کمتر) در ساختار پیشنهادی نیاز به‌فیلترینگ نمی‌باشد. با توجه به‌این‌که حساسیت در حسگرهای گازی بیشتر از زیست حسگرها می‌باشد؛ رقم به‌دست آمده برای حساسیت زیست حسگر قابل قبول می‌باشد. از طرفی افزایش مقدار ضریب

شایستگی مطلوب و مورد نظر ما می‌باشد. در شکل (۳)، نمودار تعداد نقاط انتخابی در ضرایب شکست ۱٫۳، ۱٫۳۲، ۱٫۳۴، ۱٫۳۶، ۱٫۳۸ و ۱٫۴ به‌ترتیب با احتساب تغییرات جابه‌جایی فرکانس، دارای طول موج‌های ۱٫۱۱۶، ۱٫۱۳، ۱٫۱۷۹، ۱٫۲، ۱٫۲۱۵ و ۱٫۲۲۹ می‌باشد. در این نمودار جابه‌جایی طول موج مد نظر بوده، به‌گونه‌ای که جهت مشخص کردن عدم تداخل در مدهای حسگر، از مقدار آستانهٔ انتقال استفاده می‌شود که مقادیر کمتر از آستانه نشانگر شناسایی آنالیت و مقدار بیشتر آستانه نشانگر تداخل بین مدها می‌باشد.

شکل۳: خاصیت خطی بودن ساختار.

نتیجه‌گیری



در ساختار پیشنهاد شده FWHM، حساسیت و ضریب شایستگی محاسبه شده است. مقدار FWHM=49nm و حساسیت ۱۵۰۰nm/RIU و رقم شایستگی ۳۰٫۶۱ به‌دست آمده است که نسبت به‌محاسبات پیشین رقم شایستگی بهبود پیدا کرده است. هم‌چنین، نتایج نشان می‌دهد حضور تشدیدگر حلقوی منجر به‌تقویت پلاسمونیک، کاهش اتلاف و افزایش حساسیت حسگر می‌شود.

مرجع‌ها

[1] L.J. Xu, Z. C. Lei, J. Li, C. Zong, C. J. Yang, B. Ren, "Label-free surface-enhanced Raman spectroscopy detection of DNA with single-base sensitivity", Chem. Soc., Vol. 137, ,pp. 5149-5154 2015.

[2] A. R. Sadrolhosseini, S. A. Rashid, N. Jamaludin, A. Noor, and A. M. Isloor, "Surface plasmon resonance sensor using polypyrrole-chitosan/graphene quantum dots layer for detection of sugar", Mat. Res. Exp, Vol. 6, No. 7, pp. 075028, 2019.

[3] C. T. Chou Chao, Y.F. Chou Chau, H. J. Huang, N. Kumara, M. R. R. Kooh, C. M. Lim, et al., "Highly sensitive and tunable plasmonic sensor based on a nanoring resonator with silver nanorods," Nano., Vol. 10, 1-14, 2020.

[4] Z. Guo, K. Wen, Q. Hu, W. Lai, J. Lin, and Y. Fang, "Plasmonic multichannel refractive index sensor based on subwavelength tangent-ring metal–insulator–metal waveguide", Sen., Vol. 18, pp. 1-9 , 2018.

[5] M. Shirani, H. Kalantari, M. J. Khodayar, M. Kouchak, and N. Rahbar, "A novel strategy for detection of small molecules based on aptamer/gold nanoparticles/graphitic carbon nitride nanosheets as fluorescent biosensor", Talan, Vol. 219, pp. 121235, 2020.

[6] C. Shu, T. Wu, Y. Liu, Z. Yu, Y. Peng, H. Ye, "The sensing characteristics of plasmonic waveguide with a ring resonator", Opt. Express., Vol. 22, pp. 7669–7677, 2014.

[7] Y. X. Huang, Y. Y. Xie, W. L. Zhao, H. L. Che, W. H. Xu, X. Li, J. Ch. Li, "A palsmonic refractive index sensor based on a MIM waveguide with a side-coupled nanodisk resonat", Com. Sys. App., pp. 1-5, 2014.

[8] S. B. Yan, L. Luo, C. Y. Xue, Z. D. Zhang, "A Refractive Index Sensor Based on a Metal-Insolator-Metal Waveguide Coupled Ring Resonator", Sen., Vol. 15 , pp. 29183-29191, 2015.

[9] T. Wu, Y. Liu, Z. Yu, H. Ye, Y. Peng, S. Shu, C. Yang, W. Zhang, H. He, "A nanometric temperature sensor based on plasmonic waveguide with an ethnol-sealed rectangular cavity", Opt. Commun., Vol. 339, pp. 1-6, 2015.

[10] Z. Zhang, J. Yang, X. He, J. Zhang, J. Huang, D. Chan, Y. Han, "Pelasmonic Refractive Index Sensor with High Figure of Merit Based on Concentric-Ring Resonator", Sen., Vol. 18 , pp. 1-14, 2018.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

امکان بررسی افزایش سطح قند خون با روش غیر تهاجمی به وسیله طیف سنجی مرئی

زهرا امینی[۱] ، حمید لطیفی[۱] ، عزالدین مهاجرانی[۱]

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

Email: e-mohajerani@sbu.ac.ir

چکیده - دیابت یک بیماری گسترده است که در آینده نه تنها برای کشورهای صنعتی بلکه برای مناطق در حال توسعه خطرناک است. به منظورکاهش خطرات و عوارض شدید قند خون از طرف شخص بیمار اقداماتی نظیر خود پایشی سطح گلوکز خون، برای ایجاد کنترل دقیق قند خون و لازم است صورت گیرد. پیشرفت فناوری‌های نوری، امروزه می‌تواند رویکردهای حسگری متفاوتی برای پایش مداوم قند خون ارائه دهد. در این مقاله با بررسی طیف های بدست آمده از حالت های ناشتا و غیر ناشتا، به روش طیف سنجی جذبی- عبوری(تهاجمی) و بازتابی پخشی(غیر تهاجمی) و مقایسه تفاوت در این دو طیف به بررسی تغییرات قند خون پرداخته شده است. همین ارتباط مستقیم میان تغییرات طیف بازتابی پخشی از روی پوست با نتایج حاصل از دستگاه گلوکومتر نشان دهنده ی آن است که می توان از این روش غیر تهاجمی پیشنهادی برای اندازه گیری و بررسی تغییرات قند خون استفاده نمود .

کلید واژه- طیف سنجی بازتابی پخشی، طیف سنجی جذبی- عبوری، گلوکز، هموگلوبین، هموگلوبین گلیکوزیله

The possibility of investigating the increase in blood sugar level with a non-invasive method by means of visible spectroscopy

Zahra amini[1], Hamid Latifi[1] , Ezeddin Mohajerani[1]

[1]Shahid Beheshti University, Laser & plasma Research Institute, Tehran, Iran.

Email: e-mohajerani@sbu.ac.ir

Abstract- Diabetes is a widespread disease that is dangerous in the future not only for industrialized countries but also for developing regions. In order to reduce the risks and severe complications of blood sugar on the part of the patient, it is necessary to take measures such as self-monitoring of blood glucose levels to establish accurate blood sugar control. Advances in optical technologies today can provide different sensing approaches for continuous blood glucose monitoring. In this article, by examining the spectra obtained from the fasting and non-fasting states, the absorption-transmission (invasive) and diffuse reflection (non-invasive) spectroscopy methods and comparing the difference in these two spectra have been used to investigate blood sugar changes. The same direct relationship between the changes in the reflected spectrum of the skin and the results of the glucometer indicates that this proposed non-invasive method can be used to measure and check blood sugar changes.

Keywords: Absorption-transmission spectroscopy, Diffuse reflectance spectroscopy, Glucose, Glycosylated hemoglobin, Hemoglobin

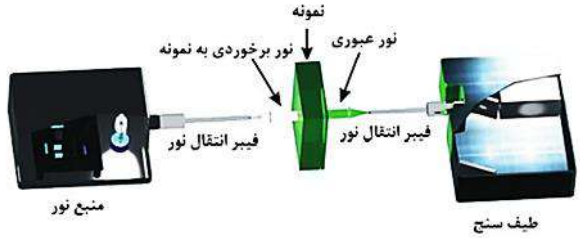
مقدمه

دیابت یک بیماری فراگیر در جوامع امروزی به حساب می-آید و کنترل آن از اهمیت ویژه‌ای برخوردار می‌باشد. پس مستلزم درجه بالایی از خود مدیریتی است. هموگلوبین A ، هموگلوبین اصلی در بالغین می‌باشد که وقتی به گلوکزاتصال یابد در نهایت منجر به ایجاد هموگلوبین گلیکوزیله می شود[1] . اگرشخص از لحاظ دیگر بیماری های زمینه‌ای در امان باشد، هرچه غلظت هموگلوبین گلیکوزیله بیشتر باشد، یک هشدار جدی برای ابتلای فرد به دیابت است[2] . به منظور بررسی تغییرات سطح قند خون در حالت ناشتا وغیر ناشتا به کمک طیف سنجی، دو دسته آزمایش انجام گرفته است. آزمایش های ابتدایی به منظور بررسی تغییرات سطح قند خون و تأثیرات آن بر روی طیف جذبی – عبوری خون صورت گرفته و سپس چیدمانی به منظور امکان بررسی تغییرات سطح قند خون از روی پوست با استفاده از روش بازتابی پخشی طراحی شد.

روش و مراحل آزمایش

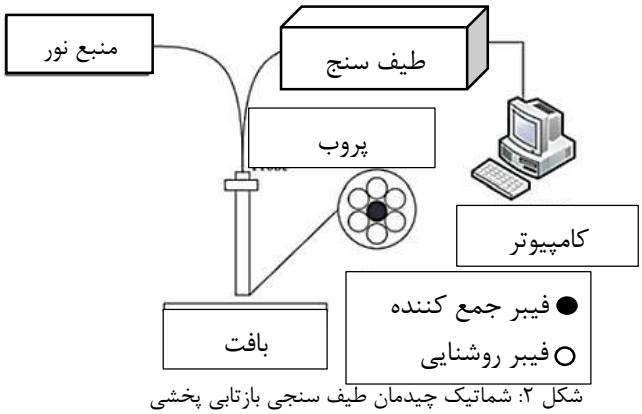
در روش طیف سنجی جذبی - عبوری نور توسط فیبر از منبع نور تنگستن-هالوژن مدل Ocean Optics LS-1 با گستره‌ی طیفی ۳۶۰ تا ۲۴۰۰ نانومتر به نمونه‌ی مورد نظر تابانده و از سمت دیگر نمونه، نور خروجی توسط فیبردیگری جمع‌آوری شده و به دستگاه اسپکترومتر **StarLineAvaSpec-ULS2048CL-EVO** فرستاده می‌شود. نمونه خون باید در محفظه‌ای ایمن جمع‌آوری و سپس برای طیف سنجی آماده شود. خاصیت مویینگی که به دلیل وجود نیروی چسبندگی سطحی است، می‌تواند قطره خون خارج شده از نوک انگشت را با توزیع یکنواخت در کپیلاری مسطح دو کاناله پخش کند و برای یکسان نگه داشتن غلظت نمونه در طول تمامی آزمایش‌ها مناسب باشد.

برای حالت جذبی- عبوری روش طیف گیری از مرجع به وسیله کپیلاری پر شده با خون ناشتا انجام گرفت که شماتیک چیدمان این آزمایش در شکل ۱ داده شده است .



شکل ۱. شماتیک چیدمان طیق سنجی عبوری مورد استفاده

در این قدم لازم است خون غیرناشتا در یک کانال دیگر از کپیلاری دوکاناله پر تا طیف خون غیر ناشتا ثبت شود.

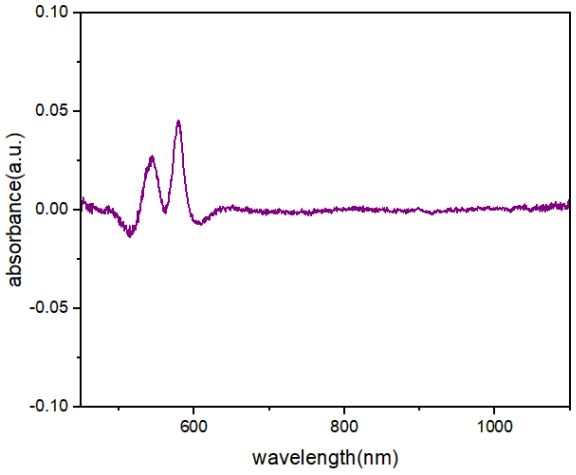


شکل ۲: شماتیک چیدمان طیف سنجی بازتابی پخشی

در طیف سنجی بازتابی پخشی، مطالعه‌ی پرتوهای بازتابی به صورت پخشـــی مطرح است نه بازتاب آینه‌ای از سطح. نور در حین انتشار درون بافت به اجزای پراکننده برخورد می‌کنـــد و دچار پراکندگی‌های متوالی می‌گردد و در نهایت از بافت خارج می‌شود. نور خارج شـــده از بافت حاوی اطلاعات ارزشمند طیفی می‌باشد که اغلب اطلاعات بیولوژیکی و بیوشیمی بافت را نیز دربردارد [3]. در این روش از پروب فیبر نوری برای طیف سنجی استفاده می‌شود. بدین گونه که یکی از فیبرها به منبع نور و دیگری به اسپکترومتر **VO-ULS2048CL-AvaSpec** وصل شده و انتهای هر دو فیبر با زاویه ۴۵ درجه در بالای نگه‌دارنده انگشت دست ثابت می‌شوند. در ادامه فرد در حالت ساکن دست خود را در زیر پروب فیبر نوری و در محل نگه‌دارنده‌ی انگشت قرار داده و از زمان صفر طیف های مد جذبی به طور مستمر تا ۴۵ دقیقه هر یک دقیقه یک‌بار ثبت می‌شوند. در کلیه‌ی آزمایش‌ها به منظور اعتبارسنجی و اطمینان پیدا کردن از نتایج طیف سنجی‌ها، با استفاده از دستگاه تست قند خون مدل آوان عدد قند خون یادداشت شده و میزان افزایش آن مورد بررسی قرار گرفته است.

نتایج

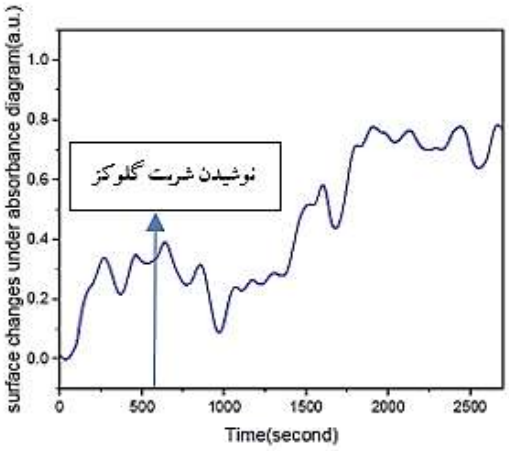
در این بخش طیف‌های حالت تهاجمی و غیر تهاجمی ارائه شده است. لازم به ذکر است مقصود از انجام چنین پژوهشی تنها رصد و مطالعه تغییرات قند خون در یک فرد در حالت ها و در زمان های مختلف بوده است. به هیچ وجه برخورد با چنین مسائلی از راه آماری مد نظر نبوده، چرا که هرچند جامعه آماری گسترده باشد اما به طور یقین افرادی هستند که شرایط جسمانی و فیزیولوژیکی متفاوت و منحصر به فرد خود را دارند. پس هر فرد نسبت به خودش در زمان های متفاوت مقایسه می‌شود. با این حال تمامی آزمایش‌ها برای اطمینان از تکرارپذیری و هم‌رفتار بودن بر روی ۳نفر در زمان‌های متفاوت انجام شد. همانطور که در شکل ۳مشاهده می‌شود با مرجع قرار دادن خون ناشتا و سپس طیف سنجی از خون غیر ناشتا افزایش ارتفاع پیک و سطح زیر منحنی قابل بررسی است . که به موازات آن تغییر عدد قند خون از۹۸ تا ۱۳۰ میلی گرم در دسی لیتر ثبت شده است. در ادامه طول موج های ۵۴۰ و ۵۷۵ نانومتر جهت بررسی های بعدی انتخاب گردید .



شکل۳: تغییرات مربوط به طیف جذبی خون در دو طول موج‌های شاخص هموگلوبین به روش تهاجمی با مرجع قرار دادن خون ناشتا

برای حالت طیف سنجی از روی پوست، از دقیقه صفر تا دقیقه ۴۵ام اطلاعات هر یک دقیقه ثبت شد. این اندازه‌گیری ها اختلاف سطح زیر نمودار جذب را در هر دقیقه با نمودارقبلی خود محاسبه کرده و نشان می‌دهد. به بیان دیگر با انتگرال گیری از سطح زیر نمودار در هر دقیقه مقدار اختلاف دقیقه n و n+1 را به گیرنده می‌فرستد. در

شکل ۴ این روند صعودی جذب در مدت ۴۵ دقیقه نشان داده شده است.



شکل۴: تغییرات مساحت زیر نمودار در هر یک دقیقه

بحث و نتیجه‌گیری

بعد از مصرف گلوکز نسبت به حالت ناشتا بسته به فیزیولوژیک بدن هر فرد در حدود ۱۰ الی ۱۵ دقیقه زمان می‌برد تا گراف طیف شروع به تغییر کند. مصرف شربت گلوکز باعث گلیکوزیله شدن هموگلوبین شده و این تغییر ساختار در طیف هم به صورت تهاجمی و هم غیر تهاجمی قابل مشاهده است. در روش جذبی- عبوری اختلاف بین حالت ناشتا و غیر ناشتا مشهودتر است اما با بررسی پیک های هموگلوبین در سه طول موج۴۲۰، ۵۴۰و ۵۷۵ نانومتر و به موازات آن ثبت عدد قند خون با دستگاه گلوکومتر روند صعودی طیف جذب قابل توجیه است و همین ارتباط مستقیم میان تغییرات طیف بازتابی پخشی از روی پوست با نتایج حاصل از دستگاه گلوکومتر نشان دهنده ی آن است که می توان از این روش غیر تهاجمی پیشنهادی برای اندازه گیری و بررسی تغییرات قند خون استفاده نمود .

مرجع‌ها

References

[1] B. HF, "Evaluation of glycosylated hemoglobin in diabetic patients," *diabetes*, pp. 613-616, 1981.

[2] S. C. C.-J. C. a. J.-T. L. Liu Tang, "Non-Invasive Blood Glucose Monitoring Technology," *sensors*, 2020.

[3] A. S. P. A. K. a. M. W. H. B. A. E. Karsten, "Diffuse reflectance spectroscopy as a tool to measure the absorption coefficient in skin: system calibration," *Lasers in Medical Science*, vol. 28, pp. 437-444, 2013.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

بررسی تاثیر اندازه کمره و واگرایی باریکه‌ها در ترکیب همدوس و ناهمدوس باریکه های لیزری با آرایش مربعی

ناصر سیاهوشی*

گروه فوتونیک، دانشکده و پژوهشکده شهید فخری زاده (علوم پایه)، دانشگاه جامع امام حسین(ع)، تهران، ایران

n-siahvashi@ihu.ac.ir*

چکیده – نحوه چینش هندسی باریکه‌ها در دهانه تابش به عنوان یکی از بخش‌های مهم در ترکیب باریکه‌های لیزری می باشد. از جمله مهمترین پارامترها در نحوه چینش هندسی باریکه‌ها در میدان نزدیک، تاثیر اندازه کمره باریکه‌ها، و نیز فاصله بین باریکه‌ها در دهانه تابش است. با استفاده از روش پهلو به پهلوی برای باریکه‌ها با آرایش مربعی و با فرض ثابت بودن فاکتور فضای خالی برای دهانه تابش، تاثیر تغییر اندازه کمره در میدان نزدیک بر ترکیب همدوس و ناهمدوس باریکه ها بررسی شده است. برای این منظور توزیع شدت میدان نزدیک و دور برای آرایش مربعی با اندازه کمره های۰/۶ ، ۰/۸ ، ۱/۲ و ۲/۴ میلیمتر، ارائه شده است. با ارائه نمودار توان در سبد، مقدار توان جایگزیده در مرکز صفحه مشاهده در میدان دور برای تمامی آرایش‌ها بررسی شده است. نتایج حاصل نشان می دهد که با فرض ثابت بودن فاکتور فضای خالی، با افزایش کمره باریکه‌ها مقدار توان در سبد بیش از دو مرتبه، افزایش و نیز پهنای توزیع شدت نیز دو مرتبه کاهش می یابد.

کلید واژه- آرایش مربعی، ترکیب همدوس و ناهمدوس باریکه ها، توان درسبد، توزیع شدت، کمره باریکه، واگرایی

Investigation the effect of beam waist and beam divergence in coherent and Incoherent laser beam combination with square arrangement

Naser Siahvashi*

Department of Photonics, Faculty and Research Institute of Basic Science, Imam Hossein Comprehensive University, Tehran, Iran

Abstract- The geometrical arrangement in array aperture is one of the most important part of laser beam combination. Beam waist and distance between beams in array aperture are the most important parameters in beam arrangement. Using side-by-side method for square beam arrangement and assuming constant value for vacancy factor in array aperture, the effect of changing in beam waist on coherent and incoherent beam combination has investigated .For this purpose the near and far field intensity distribution for square arrangement with 0.6, 0.8, 1.2 and 2.4 beam waist has presented. By using power in bucket graph the amount of localized power in center of observing plane in far field for all arrangement presented. The result show that for constant vacancy factor, by increasing the beam waist the amount of power in the bucket increases more than two order of magnitude, and the intensity distribution width decreases more than two order of magnitude

Keywords: square arrangement, coherent and incoherent beam combining, power in bucket. Intensity distribution, beam waist, beam divergence

مقدمه

امروزه استفاده از انواع لیزرها توان بالا با قابلیت ها و کاربرد های مختلف، به عنوان یک ابزار جدید در صنایع گوناگون مشهود است. در سال‌های اخیر، لیزرهای فیبری به دلیل ویژگی های منحصر به فرد نسبت به سایر لیزرها مورد توجه قرار گرفته‌اند[۱]. اما افزایش توان در این نوع لیزرها، به دلیل ظهور اثرات گرمایی و بروز اثرات غیر خطی با مشکل مواجه شده است. برای دستیابی به توان های بالا و نیز غلبه بر این محدودیت ها، ترکیب باریکه های لیزری به عنوان یک روش عملیاتی معرفی شده است. استفاده از چندین لیزر با توان کم و ترکیب آن ها امکان دستیابی به توان و شدت بالا را فراهم نموده است[۲،۳]. در سال‌های گذشته روش‌های متعددی برای ترکیب باریکه‌های لیزری ارائه شده است. همچنین تلاش های فراوانی برای دستیابی به باریکه ترکیبی با توان و کیفیت بالا انجام شده است. در میان این تلاش ها، نحوه چینش باریکه ها یکی از مهمترین فاکتورها به منظور دست یابی به باریکه ترکیبی با توان و کیفیت مناسب می باشد. در سال ۲۰۰۸ زوو و همکارانش با بکارگیری آرایش حلقوی باریکه های لیزری، میزان توان در سبد را شبیه سازی نمودند[۴]. همچنین در سال ۲۰۱۲ هوو کانگ و همکارانش به بررسی اثرات نوع آرایش در افزایش توان در سبد پرداخته و آرایش های متفاوتی را بکار گرفتند[۵]. در ادامه در سال ۲۰۱۹ جان‌کی و همکارانش به بررسی اثر نوع پروفایل روی عملکرد ترکیب پهلو به پهلوی باریکه های لیزری پرداخته اند[۶]. ازجمله پارامتر های مهم در چینش هندسی باریکه ها در میدان نزدیک به روش پهلو به پهلو، مکان قرار گیری باریکه ها (نوع آرایش)، فاصله بین باریکه ها و اندازه کمره هر باریکه در دهانه تابش است. در این مقاله با در نظر گرفتن آرایش پهلو به پهلو مربعی، تاثیر اندازه کمره بر ترکیب همدوس و ناهمدوس باریکه ها، بررسی شده است. برای این منظور توزیع شدت میدان نزدیک و دور برای هر آرایش ارائه شده تا بتوان با بررسی پهنای توزیع شدت، مقایسه ای بین آرایش های مختلف با اندازه کمره متفاوت ارائه نمود. همچنین با ارائه نمودار توان در سبد، مقدار توان در محل هدف برای تمامی آرایش ها بررسی شده است.

اصول و تئوری

برای محاسبه توزیع شدت حاصل از ترکیب باریکه ها در محل هدف، میدان اپتیکی هر باریکه به صورت زیر در نظر گرفته شده است:

$$E_n(x.y.z)=A_n(x.y.z)\times \exp\left[-ikz+i\phi_n(x.y.z)\right] \qquad (1)$$

که $A_n(r)$ توزیع دامنه میدان، $\phi_n(r)$ توزیع فاز مربوط به هر باریکه پیرامحوری می باشد. توزیع شدت باریکه ترکیبی در محل هدف به صورت زیر داده می شود:

$$I(x.y.z)=\left(\sum E_n(x.y.z)\right)\times\left(\sum E_n(x.y.z)\right)^* \qquad (2)$$

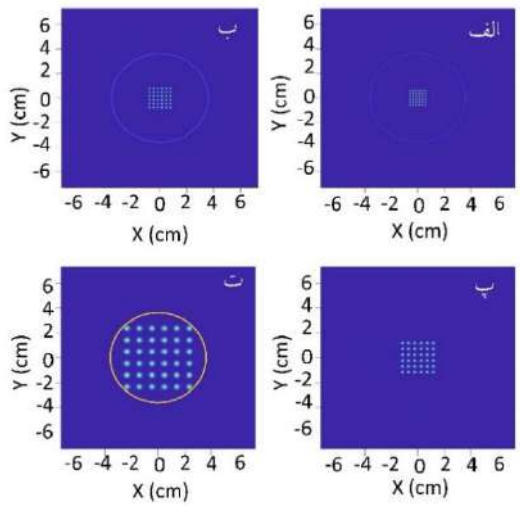
همچنین به منظور بررسی کیفیت و توان باریکه ترکیبی از پارامتر توان در سبد (PIB) استفاده شده است که به صورت رابطه زیر تعریف می شود[۷]:

$$P=\int_0^{2\pi}\int_0^{R_B} I(x.y.z)\,dA \qquad (3)$$

که در این جا R_B شعاع سبد و I توزیع شدت باریکه در صفحه مشاهده است.

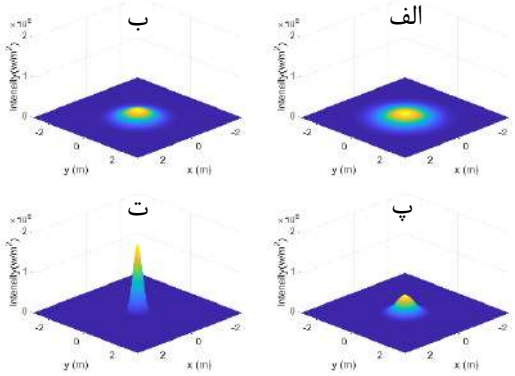
شبیه سازی و نتایج

در ترکیب باریکه‌های لیزری به روش پهلو به پهلو، آرایش باریکه‌ها، فاصله بین باریکه‌ها و اندازه کمره هر باریکه در دهانه تابش، روی شدت باریکه ترکیبی بسیار مؤثر است. به منظور بررسی تاثیر اندازه کمره باریکه ها در دهانه تابش، ۳۶ باریکه لیزر فیبری ۱ کیلووات در آرایش مربعی شبیه سازی شده است. شبیه سازی های انجام شده با فرض ثابت بودن فاکتور فضای خالی (V) برای همه آرایش ها انجام شده است. توزیع شدت میدان نزدیک برای این آرایش ها 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 ، ۱/۲ و ۲/۴ میلیمتر می باشد. همانطور که از شکل مشخص است، 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

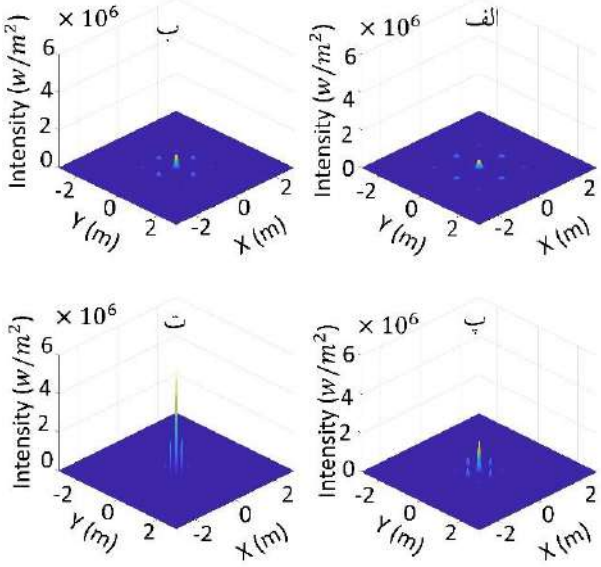
توزیع شدت میدان دور برای دو حالت ترکیب همدوس و ناهمدوس برای فاصله ۲/۵ کیلومتری صفحه مشاهده از دهانه تابش و برای آرایش‌ها با اندازه کمره‌های ذکر شده، شبیه سازی شده است. در شکل (۲) توزیع شدت میدان دور برای ترکیب ناهمدوس این آرایش‌ها ارائه شده است.



شکل ۲: توزیع شدت میدان دور برای ترکیب ناهمدوس آرایش های مربعی با اندازه کمره الف:۰/۶ ب: ۰/۸ پ: ۱/۲ ت: ۲/۴ میلیمتر

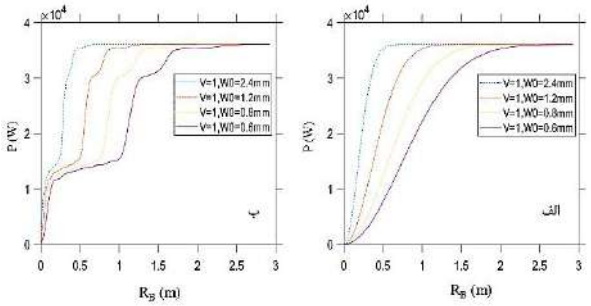
مطابق شکل (۲)، توزیع شدت برای آرایش‌ها با اندازه کمره های ۰/۶ ، ۰/۸ ، ۱/۲ و ۲/۴ میلیمتر، به ترتیب شکل‌های (الف-ت) به صورت باریکه گاوسی می‌باشد. پهنای توزیع شدت برای این آرایش‌ها به ترتیب برابر ۱۶۹، ۸۹، ۵۶ و ۳۷ سانتیمتر می‌باشد. نتایج نشان می هد که برای دهانه‌های تابش با فاکتور فضای خالی ثابت، با تغییر اندازه کمره باریکه ها، پهنای توزیع شدت میدان دور کاهش می‌یابد. زیرا با توجه به رابطه عکس بین اندازه کمره و واگرایی باریکه، هرچه که اندازه کمره بزرگتر گردد، میزان واگرایی باریکه ها کاهش می‌یابد. بنابراین واگرایی باریکه حاصل از ترکیب نیز کم‌تر خواهد شد. همچنین مطابق شکل، با افزایش اندازه کمره باریکه‌ها در دهانه تابش، اندازه قله شدت نیز افزایش یافته به گونه‌ای که برای آرایش با اندازه کمره ۲/۴ میلیمتر، قله شدت حداقل یک مرتبه بزرگتر از سایر آرایش‌ها است.

شکل (۳) توزیع شدت میدان دور برای ترکیب همدوس این آرایش‌ها را نشان می‌دهد. توزیع شدت باریکه نهایی دارای یک قله مرکزی بلند و چندین 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 آن‌ها است. رفتار نمودارها برای این حالت، مشابه ترکیب ناهمدوس می باشد یعنی، برای آرایش با اندازه کمره‌های۰/۶ ، ۰/۸ ، ۱/۲ و ۲/۴ میلیمتر (شکل های الف-ت) پهنای توزیع شدت رو به کاهش و قله شدتی رو به افزایش است. با این تفاوت که در ترکیب همدوس اندازه قله مرکزی و پهنای آن به ترتیب حداقل یک مرتبه بزرگتر و دو مرتبه کوچکتر از حالت مشابه در ترکیب نا همدوس است. مقایسه توزیع شدت ها در حالت ترکیب همدوس نشان می‌دهد که اندازه قله شدت و پهنای آن در آرایش شکل ت به ترتیب حداقل یک مرتبه بزرگتر و دو مرتبه کوچکتر از شکل الف می‌باشد.



شکل ۳ توزیع شدت میدان دور برای ترکیب همدوس آرایش‌های مربعی با اندازه کمره الف:۰/۶ ب: ۰/۸ پ: ۱/۲ ت: ۲/۴ میلیمتر

در ادامه به منظور بررسی تاثیر اندازه کمره باریکه در دهانه تابش، بر میزان توان در سبد، تغییرات توان باریکه ترکیبی بر حسب تغییرات شعاع سبد برای آرایش ها با اندازه کمره های ۰/۶ ، ۰/۸ ، ۱/۲و ۲/۴ میلیمتر و برای دو حالت همدوس و ناهمدوس در قسمت های (الف و ب) شکل (۴) رسم شده است.



شکل۴: تغییرات توان بر حسب شعاع سبد برای آرایش مربعی با اندازه کمره ۰/۶ ، ۰/۸ ، ۱/۲ و ۲/۴ میلیمتر الف: ترکیب نا همدوس، ب: ترکیب همدوس

در نمودارهای مربوط به حالت ناهمدوس مقدار توان با افزایش شعاع سبد به صورت یکنواخت افزایش می یابد تا نهایتا به یک مقدار ثابت میل کنند، اما در نمودارهای مربوط به حالت همدوس با افزایش شعاع سبد، ابتدا یک افزایش توان با شیب زیاد ناشی از قله مرکزی، در ادامه ثابت ماندن توان به علت ناحیه تهی از توان و مجدداً افزایش توان ناشی از قله های کناری مشاهده می شود. نکته مهم این است که شروع ناحیه تخت و ناحیه افزایش مجدد توان (نمودارهای پله ای شکل شکل ب) برای نمودار خط چین، در شعاع بسیار کمتری نسبت به سایر نمودار ها رخ می دهد و این نشان دهنده توزیع شدت با پهنای کمتر در آرایش با کمره ۲/۴ میلیمتر در مقایسه با سایر آرایش ها است. همچنین مقدار توان در سبد در نمودارهای فوق به ازای سه شعاع سبد ۵، ۱۰ و ۲۰ سانتیمتر در جدول زیر خلاصه شده است.

جدول ۱: مقدار توان در سبد برای سه شعاع سبد و برای آرایش مربعی با اندازه کمره ۰/۶ ، ۰/۸ ، ۱/۲ و ۲/۴ میلیمتر

اندازه کمره(mm)	PIB (w) R_B= ۵ cm	PIB (w) R_B= ۱۰ cm	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

همانطور که نتایج نشان می دهد، برای آرایش هندسی مربعی با مقدار ثابت فاکتور فضای خالی، هرچه اندازه کمره افزایش می یابد، مقدار توان در سبد نیز در حال افزایش است. 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.

نتیجه‌گیری

چینش هندسی باریکه ها در دهانه تابش به عنوان یکی از بخش های مهم در ترکیب باریکه های لیزری محسوب می شود. از جمله مهمترین پارامترها در نحوه چینش هندسی باریکه ها در میدان نزدیک، تاثیر اندازه کمره باریکه ها، و نیز فاصله بین باریکه ها در دهانه تابش است. با فرض ثابت بودن فاکتور فضای خالی، برای آرایش هندسی مربعی، تاثیر این تغییر اندازه کمره در میدان نزدیک بر ترکیب همدوس و ناهمدوس باریکه ها بررسی شده است. برای این منظور توزیع شدت میدان نزدیک و دور برای آرایش مربعی با اندازه کمره های۰/۶ ، ۰/۸ ، ۱/۲ و ۲/۴ میلیمتر، 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 جایگزیده در مرکز صفحه مشاهده در میدان دور برای تمامی آرایش ها بررسی شده است. نتایج حاصل نشان می دهد که برای دهانه تابش با اندازه معین فاکتور فضای خالی، با افزایش کمره باریکه ها مقدار توان در سبد افزایش و نیز پهنای توزیع شده کاهش می یابد.

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 2009/Laser Science XXV*, 2009.

[3] Z. Liu, et al "Coherent beam combining of high power fiber lasers: Progress and prospect," Science China Technological Sciences, vol. 56, no. 7, pp. 1597–1606, 2013.

[4] 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.

[5] L. Hou-Kang, *et al.*, "The improved power of the central lobe in the beam combination and high power output," *Chinese Physics Letters* ,vol. 29, no. 4, p. 044204, 2012

[6] Jan K. et al .Effect of beam profile and partial coherence on coherent beam combining performance Optics Communications 442 (2019) 40–45.

[7] A. E. Siegman, "*How to (maybe) measure laser beam quality*," in Diode Pumped Solid State Lasers: Applications and Issues, p. MQ1, Optical Society of America,1998

The 29th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2023), and the 15th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2023).
Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran,
Jun. 31-Feb. 2, 2023

بررسی میزان نور استخراج شده از ساختار دیود نورگسیل پروسکایتی تخت

مرتضی یاراحمدی[۱]، الناز یزدانی[۲]، محمدکاظم مروج فرشی[*۱]

[۱] گروه الکترونیک، دانشکده مهندسی برق دانشگاه تربیت مدرس، تهران، ایران

[۲] گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، ایران

چکیده- در این مقاله، با استفاده از روش عددی عنصر متناهی، یک ساختار دیود نورگسیل تخت، مبتنی بر پروسکایت $CH_3NH_3PbBr_3$ در طول موج 530 nm شبیه‌سازی شده است. مطالعه تغییرات ضخامت ناحیه فعال دیود نشان می‌دهد که تنها عامل محدود کننده بازده کوانتومی خارجی دیود، اختلاف بین ضرایب شکست لایه‌های انتقال‌دهنده حامل و لایه پروسکایت نیست بلکه ضخامت ناحیه فعال (پروسکایت) نیز نقش تعیین کننده‌ای در این مورد دارد. نشان داده شده است که با بهینه‌سازی ضخامت این لایه می‌توان بدون ایجاد پیچیدگی در ساختار، مقدار افزایش مناسبی در مقدار نور استخراجی از دیود ایجاد کرد.

کلید واژه- پروسکایت، دیود نورگسیل، بازده نور استخراجی

Numerical investigation of the light Extraction of the planar perovskite light emitting diode (P-PeLED)

M. Yarahmadi[1], E. Yazdani[2], M. K. Moravvej-Farshi[1]

[1] Dept. of Electronics, Faculty of ECE, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran.

[2] Dept. of Physics, Faculty of Basic Sciences, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran.

Abstract- Using the finite element numerical method, we have simulated a planar light emitting diode (LED) based on $CH_3NH_3PbBr_3$ perovskite material at 530 nm wavelength. The study of the changes in the thickness of the active area of the diode indicates that the only limiting factor of the external quantum efficiency (EQE) of the diode is not the difference between the refractive indices of the carrier transfer layers and the perovskite layer, the thickness of the active region (perovskite) also plays a decisive role. It has been shown that by optimizing the thickness of the layer, it is possible to create a suitable increase in the o light extraction efficiency (LEE) amount of the diode without creating complexity in the structure.

Keywords: Perovskite; Light emitting diode (LED); Light extraction efficiency

[1] moravvej@modres.ac.ir
m.yarahmadi@modares.ac.ir
elnaz.yazdani@modares.ac.ir

1. Introduction

Halogen perovskites were proposed firstly by Dieter Weber in 1978. Also, German researchers Mitzi and Miura investigated the optoelectronic properties of perovskites in 1991 [1], [2], and they made the first perovskite device in 1997 [3], [4]. In 1991, the first perovskite light emitting diodes with electroluminescence capability at room temperature were made. However, fabrication of those diodes was stopped due to the low external quantum efficiency (EQE) and light purity in comparison to the quantum dot light-emitting diodes and organic light-emitting diodes [5]. In 2012, $CH_3NH_3PbBr_3$ nanoparticles in porous alumina were reported as the first bulk perovskite, which emitted light to resume research on perovskite light-emitting diodes [6]. Tan and his colleagues presented the first light-emitting perovskite diode with external and internal quantum efficiency of 0.76% and.4%, respectively in the infrared spectrum [7]. Then, they changed the halogen composition of the perovskite material to increase its energy bandgap. The presented material was able to emit high purity green light with external and internal quantum efficiency of 0.1% and 0.4%, respectively. In the continuation of the work, Hui and his colleagues improved the efficiency of the device by investigating the problems of the F8 material and replacing it with metal oxide ZnO as an electron transfer layer (ETL) [8]. Since 2012, which was a milestone in the research of perovskite light-emitting diodes (PeLEDs), extensive studies were carried out on the improvement of the performance of the device. Despite the appropriate amount of internal quantum efficiency of halogen perovskite light emitting diodes in recent reports [9-11], their light extraction efficiency (LEE) is not satisfactory. Subsequently, achieving to the halogen PeLED with high EQE remains a serious challenge for the future works in the field. Hence, it is necessary to identify and eliminate the limiting factors. Through our previous research, we introduce the effect of large deference between materials indices of halogen PeLED on efficiency of the device [12]. In this work, we have investigated the effect of the active layer thickness on LEE of the PeLED and presented it as an important parameter which has remarkable effect on the device performance.

2. Simulation Results

In this article, the planar perovskite light-emitting diode (P-PeLED) with the Ag/TPBi/$CH_3NH_3PbBr_3$/PEDOT:PSS/ITO/Glass layer structure is simulated to investigate the LEE amount of the device. The Ag and ITO are cathode and anode electrodes, and TPBi and PEDOT:PSS are electron and hole transfer layers, respectively. Also, $CH_3NH_3PbBr_3$ perovskite is considered as the active area of the P-PeLED, Light extraction efficiency (LEE) is defined as the ratio of the number of photons reaching the free space per second to number of photons emitted from the emitter region (perovskite) per second. The LEE diagram of the device versus the perovskite thickness varies from 20 nm to 100 nm is shown in Figure 1.

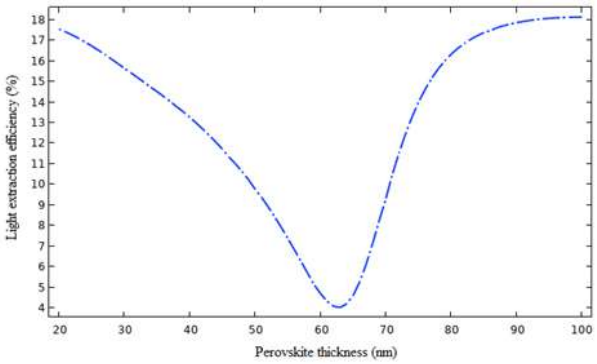


Fig. 1: The LEE of the P-PeLED structure according to the perovskite layer thickness changes

As seen in the figure, the thickness of the emitter layer plays an important role in the LEE amount of the P-PeLED. For the thicknesses larger than 90 nm, the maximum value of LEE is obtained about 18% and in the thickness of 63 nm, the minimum amount is calculated nearly 4%. In fact, by increasing of less than 30 nm in the thickness of the perovskite layer (63 nm to 90 nm), the LEE of the diode increases more than 4 times. The subject shows the necessity

of optimizing the active region thickness to achieve the proper P-PeLED efficiency.

The electric field magnitude profile of the P-PeLED structure surrounded with air for the minimum and maximum states of the LEE in the thicknesses of 63 and 90 nm of the perovskite layer are depicted in the Figures 2 and 3, respectively. According to Figure 2, in the thickness of 63 nm, the major portion of the field is confined in the structure and cannot couple to the free space (air).

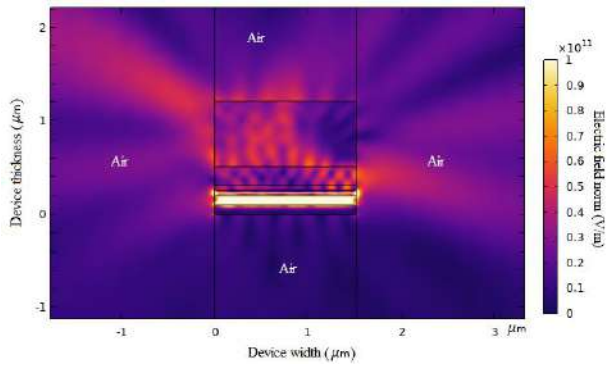


Fig. 2: The electric field magnitude profile of the P-PeLED for 63 nm perovskite layer thicknesses

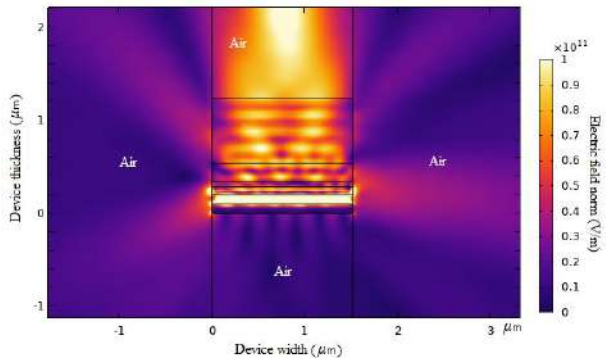


Fig. 3: The electric field magnitude profile of the P-PeLED for 90 nm perovskite layer thicknesses

Moreover, the reduction of the electric field confinement is obvious from Figure 3 where the emitter layer thickness is 90 nm. However, the maximum amount of the P-PeLED is 18%, which indicates the high photon confinement in the device. In fact, it is desirable that the photons produced in the active region can be coupled to the output of the PeLED, but what the simulations result represents is that this does not happen. As previously mentioned, one of the reasons for this phenomenon is the difference between the refractive index of the electron transfer layer (ETL) (TPBi) and hole transfer layer (HTL) (PEDOT:PSS) with the perovskite ($CH_3NH_3PbBr_3$) layer. The difference causes the generated photons to be trapped in the structure and not propagate transversely towards the transparent electrode. Also, absorption losses mechanisms such as plasmonic absorption of the metallic cathode electrode (Ag) are the other reasons for the reduction of the P-PeLED LEE. Finally, decreasing of the difference between the refractive indexes by replacing the other materials, or geometrical engineering in a way that increase the amount of propagation modes scattering in the structure can help to improve the PeLED LEE.

3. Conclusion

In the paper, using the finite element method, the design and simulation of the P-PeLED based on $CH_3NH_3PbBr_3$ perovskite has been done. The simulations result indicates that the optimization of the emitter region thickness of the PeLED plays a crucial role on the device LEE amount. Moreover, it was shown that the generated photons confinement in the middle layers is an important limiting factor for the LEE. In addition, the absorption loss mechanisms are the other destructive factors on the P-PeLED LEE. Hence, in order to achieve the appropriate amount of efficiency in planar perovskite light emitting diodes, it is necessary to pay special attention to eliminate the challenges in future work.

References

[1] Mitzi, David B., C. A. Feild, W. T. A. Harrison, and A. M. Guloy, "Conducting tin halides with a layered organic-based perovskite structure," Nature, vol. 369, pp. 467-469, 1994.

[2] Tanaka, Kenichiro, Takayuki Takahashi, Takashi Kondo, Kenichi Umeda, Kazuhiro Ema, Tsutomu Umebayashi, Keisuke Asai, Kazuhito Uchida, and Noboru Miura, "Electronic and excitonic structures of inorganic–organic perovskite-type quantum-well crystal (C4H9NH3) 2PbBr4," JJAP, vol. 44, pp. 5923, 2005.

[3] Kagan, Cherie R., David B. Mitzi, and Christos D. Dimitrakopoulos, "Organic-inorganic hybrid materials as semiconducting channels in thin-film

field-effect transistors," Science, vol. 286, pp. 945-947, 1999.

[4] Liang, Kangning, David B. Mitzi, and Michael T. Prikas, "Synthesis and characterization of organic–inorganic perovskite thin films prepared using a versatile two-step dipping technique," Chem. Mater., vol 10, pp. 403-411, 1998.

[5] Chondroudis, Konstantinos, and David B. Mitzi, "Electroluminescence from an organic– inorganic perovskite incorporating a quaterthiophene dye within lead halide perovskite layers," Chem. Mater., vol. 11, pp. 3028-3030, 1999.

[6] Kojima, Akihiro, Masashi Ikegami, Kenjiro Teshima, and Tsutomu Miyasaka, "Highly luminescent lead bromide perovskite nanoparticles synthesized with porous alumina media," Chem. Lett., vol. 41, pp. 397-399, 2012.

[7] Tan, Zhi-Kuang, Reza Saberi Moghaddam, May Ling Lai, Pablo Docampo, Ruben Higler, Felix Deschler, Michael Price et al, "Bright light-emitting diodes based on organometal halide perovskite," Nat. nanotechnol., vol. 9, pp. 687-692, 2014.

[8] Hoye, Robert LZ, Matthew R. Chua, Kevin P. Musselman, Guangru Li, May-Ling Lai, Zhi-Kuang Tan, Neil C. Greenham, Judith L. MacManus-Driscoll, Richard H. Friend, and Dan Credgington, "Enhanced performance in fluorene-free organometal halide perovskite light-emitting diodes using tunable, low electron affinity oxide electron injectors," Adv. Mater., vol. 27, pp. 1414-1419, 2015.

[9] Ma, Dongxin, Kebin Lin, Yitong Dong, Hitarth Choubisa, Andrew H. Proppe, Dan Wu, Ya-Kun Wang, "Distribution control enables efficient reduced-dimensional perovskite LEDs," Nature, vol. 599, pp. 594-598, 2021.

[10] Kim, Young-Hoon, Sungjin Kim, Arvin Kakekhani, Jinwoo Park, Jaehyeok Park, Yong-Hee Lee, Hengxing Xu, "Comprehensive defect suppression in perovskite nanocrystals for high-efficiency light-emitting diode," Nat. Photon., vol. 15, pp. 148-155, 2021.

[11] Jiang, Yuanzhi, Minghuan Cui, Saisai Li, Changjiu Sun, Yanmin Huang, Junli Wei, Li Zhang, "Reducing the impact of Auger recombination in quasi-2D perovskite light-emitting diodes," Nat. commun., vol. 12, pp. 1-10, 2021.

[12] M. Yarahmadi, E. Yazdani and M. K. Moravvej-Farshi, "Numerical Investigation of the propagation modes in the perovskite light emitting diode," presented at the INPHO. University of Sistan and Baluchestan, October 1–3, 2020.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

استخراج نقشه‌های مولکولی با استفاده ازاندازه‌گیری داده‌های فراطیفی رامان توسط سامانه ترکیبی طیف‌سنجی پراکندگی غیرخطی رامان و میکروسکوپ کانفوکال نوری و پیاده‌سازی الگوریتم‌های نظارت‌نشده یادگیری ماشین

امین صفایی[۱]، مرجان جعفری[۲]، حمید نادگران[۳]

بخش فیریک، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز، ایران

آزمایشگاه مرکزی مطالعات پیشرفته، پردیس ارم، دانشگاه شیراز، شیراز، ایران

[۱]Amin.safaie@shirazu.ac.ir, [۲]Marjan.jafari@shirazu.ac.ir, [۳]Nadgaran@shirazu.ac.ir

چکیده – در این مقاله، از یک چیدمان اپتیکی ترکیبی متشکل از یک میکروسکوپ کانفوکال نوری و یک سامانه‌ی طیف‌سنجی رامان HORIBA استفاده شده است. با استفاده از این چیدمان و بهره گیری از لیزر ۵۳۲نانومتر، سطح یک نمونه‌ی دو پلیمری با توزیع ناهمگن به تعداد ۳۹۰۰ نقطه جاروب شده و طیف پراکندگی غیرخطی رامان نمونه در نقاط مختلف به ثبت ر سیده ا ست. از تجمیع داده‌های خام طیفی تهیه شده و مخت صات فضایی هر طیف، تصاویری موسوم به تصاویر فراطیفی (HS) دوبعدی تهیه شده که در آن هر پیکسل حاوی یک بازه‌ی طیفی از پراکندگی غیرخطی رامان است. سپس با استفاده از روش‌های آماری پیشرفته در حوزه‌ی یادگیری ماشین، اطلاعات مربوط به نحوه‌ی توزیع مولکولی و فازهای شیمیایی نمونه‌ی مزبور با حساسیت و دقت بالا استخراج گردیده است. این روش ترکیبی به همراه روش‌های نظری مذکور، به خوبی می‌تواند مجموعه داده‌های پیچیده و بزرگ تصویر HS را تحلیل و اطلاعات نمونه‌های طیف‌نگاری شده را به دست دهد.

کلید واژه- میکروسکوپ کانفوکال رامان، تصاویر فراطیفی (HS)، یادگیری ماشین، پراکندگی غیرخطی رامان، الگوریتم‌های نظارت‌نشده، PCA.

Molecular Maps Extraction by Measuring Raman Hyperspectral Data Using Non-Linear Raman Spectrometer Coupled with an Optical Confocal Microscope and Implementing Unsupervised Machine Learning Algorithms

Amin safaie[1], Marjan Jafari[2], Hamid Nadgaran[3]

Physics Department, Shiraz University, Shiraz 71454, Iran

Central Lab of Advanced Studies, Eram Paradise, Shiraz University, Shiraz, Iran

[1]Amin.safaie@shirazu.ac.ir, [2]Marjan.jafari@shirazu.ac.ir, [3]Nadgaran@shirazu.ac.ir

Abstract- In this work, an optical confocal microscope coupled with a HORIBA Raman spectrometer has been used. The surface of a two-fold polymer specimen with inhomogeneous distribution has been scanned, using a green 532nm laser to obtain its non-linear Raman scattering data. By integrating this specimen spectral data with their spatial characteristics, a so-called non-linear Raman-based hyperspectral (HS) image was recorded. This HS image was then analyzed using advanced statistical methods of machine learning in order to extract high-sensitive and high-precision information of the sample molecular distribution and its chemical phases. We have shown that this optical and statistical combination method is a very much reliable tool for various physical and chemical sample analysis.

Keywords: Raman Hyperspectral Imaging, Unsupervised Machine Learning, PCA, HCA, K-median.

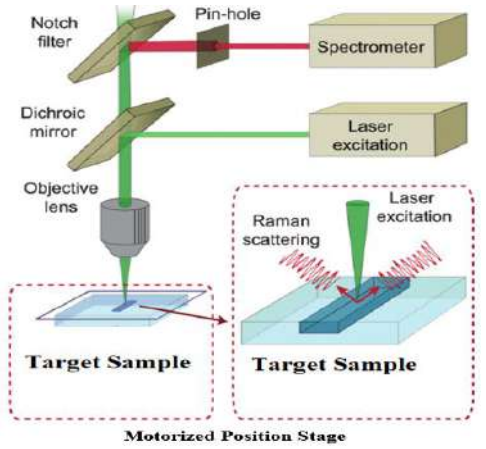
مقدمه

پراکندگی غیر خطی رامان، یک نوع پراکندگی غیرکشسان است که از برهم‌کنش فوتون‌ها با مولکول‌ها ناشی می‌شود؛ به طوری‌که در این پدیده‌ی اپتیکی غیر خطی، فوتون‌های فرودی موجب برانگیختگی مدهای ارتعاشی مولکول و در نتیجه گذارهای انرژی ارتعاشی درون مولکولی می‌گردد. این گذارهای ارتعاشی، به طور مستقیم اثراتی روی انرژی فوتون‌های پراکنده شده می‌گذازند و با اندازه‌گیری و مطالعه‌ی میزان تغییرات حاصل شده در انرژی فوتون‌های پراکنده شده نسبت به فوتون‌های فرودی می‌توان به اطلاعات ترازهای ارتعاشی مولکولی به منظور آشکارسازی و شناسایی دقیق تک-مولکول‌ها دست یافت. در واقع، این داده‌های طیف پراکندگی غیرخطی رامان حاوی حجم بالایی از اطلاعات ارزشمند مربوط به اثرانگشت مولکول‌ها، فازهای مختلف حاضر در ساختار، وضعیت تنش‌ها[۱]و کرنش‌های[۲]مولکولی در مولکول-های تشکیل‌دهنده‌ی نمونه‌ی هدف می‌باشد. در این تحقیق، پس از ثبت تصویر فراطیفی توسط فوتون‌های پراکنده‌شده‌ی غیرخطی رامان از یک قرص پلیمری ناهمگن، الگوریتم‌های آماری نظارت‌نشده بر مبنای یادگیری ماشین روی داده‌های خام فراطیفی اعمال شده و در نهایت، نقشه‌ی مولکولی از نحوه‌ی توزیع پلیمرها در این قرص استخراج می‌گردد.

اصول تصویربرداری فراطیفی پراکندگی غیرخطی رامان

به طور کلی، هنگامی که یک مولکول تحت تابش امواج الکترومغناطیسی قرار می‌گیرد، توزیع بار الکترونی مولکول تحت تاثیر نوسانات سریع میدان الکتریکی مختل شده و بنابراین به دلیل جابه‌جایی الکترون‌ها نسبت به هسته‌ها با بار مثبت، یک ممان دوقطبی الکتریکی در مولکول القا می‌شود. این ممان دوقطبی القایی نوسانی، به عنوان یک منشأ برای تولید میدان‌های الکترومغناطیسی تابشی ثانویه عمل می‌کند؛ به طوری که این میدان ثانویه، معیاری از نور پراکنده‌شده توسط مولکول می‌باشد. تغییرات زمانی این ممان دوقطبی القایی و رابطه‌ی آن با بسامد نور فرودی (ω_0) و همچنین بسامد ویژه مدهای ارتعاشی مولکول (ω_q) در رابطه‌ی (۱) بیان شده است [1]. همان‌گونه که در رابطه‌ی (۱) ملاحظه می‌شود، دوقطبی القایی ایجاد شده در مولکول، می‌تواند عامل پراکندگی‌های کشسان و غیرکشسان گردد: پراکندگی کشسان رایلی ($\mu^{Rayleigh}(t,\omega_0)$) که هیچ‌گونه اطلاعاتی را در رابطه با ساختار مولکولی در بر نداشته و همچنین پراکندگی‌های غیرکشسان استوکس و آنتی استوکس رامان ($\mu^{Stokes/Anti-Stokes\ Raman}(t,\omega_0 \pm \omega_q)$) که حاوی اطلاعات ترازهای ارتعاشی مولکولی می‌باشند.

$$\mu^{Stimulated}(t) = \mu^{Rayleigh}(t,\omega_0) + \mu^{Stokes\ Raman}(t,\omega_0-\omega_q) + \mu^{Anti-Stokes\ Raman}(t,\omega_0+\omega_q) \quad (۱)$$



شکل ۱: چیدمان اپتیکی سیستم ترکیبی میکروسکوپ کانفوکال و طیف‌سنج رامان

شکل (۱)، چیدمان اپتیکی یک سیستم ترکیبی متشکل از میکروسکوپ نوری کانفوکال و طیف‌سنج رامان را نمایش می‌دهد به‌طوری که چیدمان اپتیکی میکروسکوپ، نقش هدایت‌کننده‌ی نور لیزر بر روی نمونه و سپس جمع‌کننده‌ی فوتون‌های پراکندگی توسط مولکول‌ها را بازی می‌کند. ،پرتوهای جمع‌آوری شده به منظور حذف فوتون‌های پراکنده شده‌ی رایلی از آن‌ها، از فیلترهای مناسب عبور نموده و در نهایت، این پرتوها در مسیر هدایت به سمت طیف‌سنج، به منظور ثبت طیف نقطه‌ای پراکندگی رامان، درست از مرکز لکه‌ی کانونی پرتو لیزر، از یک شکاف با پهنای قابل تنظیم عبور داده می‌شوند (میکروسکوپ کانفوکال[۳]. با توسعه‌ی این چیدمان اپتیکی بدین صورت که جایگاه قرارگیری نمونه زیر میکروسکوپ به یک استپ موتور با دقت بالا تجهیز شده و بنابراین حرکت نمونه در سه راستای X-

[۱] Stress
[۲] Strain
[۳] Confocal Microscope

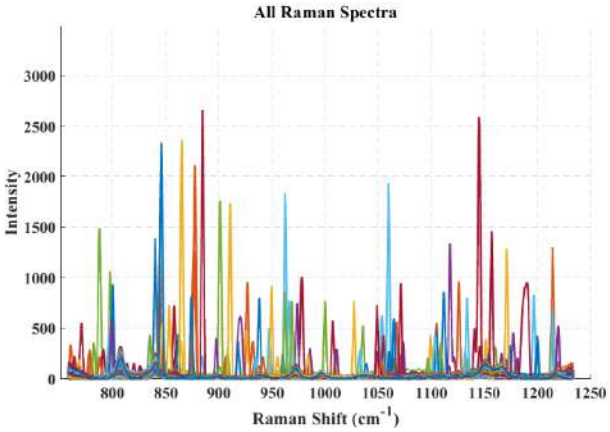
Y-Z را میسر کند، در این صورت این امکان فراهم می‌شود که که بتوان سطح نمونه‌ی تحت بررسی را به صورت نقطه به نقطه با گام‌های فضایی قابل کنترل در سه راستای فضایی X-Y-Z جاروب کرده و طیف پراکندگی غیرخطی رامان هر نقطه را ثبت نمود[1,2]؛ به تجمیع این داده‌های طیفی خام (شدت پراکندگی و جابه‌جایی رامان) با مختصات فضایی، که در آن به ازای هر پیکسل از تصویر، یک بازه‌ی طیفی از پراکندگی غیرخطی رامان ثبت شده است، تصویربرداری فراطیفی[۴](HS) و غیرخطی رامان می‌گویند.[3] تصاویر HS غیرخطی دو بعدی و یا سه بعدی حاصل شده، حاوی اطلاعاتی خام در مورد گونه‌های مختلف مولکولی موجود در نمونه با تفکیک فضایی بالا می‌باشد. از این رو، استخراج این مجموعه اطلاعات مولکولی، تنها منوط به تجزیه و تحلیل صحیح و سریع افت‌وخیزهای موجود در اطلاعات طیفی ثبت شده می‌باشد.

الگوریتم‌های آماری یادگیری ماشین

به طور کلی، مبنای عملکرد روش‌های هوشمند تحلیل آماری مبتنی بر یادگیری ماشین در حوزه‌ی تفسیر مجموعه‌ی داده‌های نظارت‌نشده،[۵]بدین صورت می‌باشد که در آن‌ها از طریق ارزیابی مجموعه داده‌ها، الگوهای پیچیده‌ای که بین داده‌ها وجود دارد، استخراج شده و در نهایت یک طبقه‌بندی از داده‌ها بدون دانش قبلی ارائه می‌گردد. از جمله روش‌هایی که در این دسته قرار می‌گیرند، می‌توان به الگوریتم‌های خوشه‌بندی سلسله‌مراتبی[۶] (HCA) و k-میانه (K-Median) اشاره نمود [4]. اساس عملکرد HCA این است که بر اساس یک معیار، که در اینجا فاصله‌ی اقلیدسی میان داده‌ها می‌باشد، شروع به خوشه‌بندی داده‌ها نموده به گونه‌ای که هر خوشه، می‌تواند زیرمجموعه‌ای از خوشه-های بزرگتر باشد. در این رهیافت می‌توان بسته به نیاز، داده‌ها را به k دسته‌ی معین دسته‌بندی نمود. از سوی دیگز، الگوریتم خوشه‌بندیK-Median این هدف را دنبال می‌کند که مرکزهای k خوشه به نحوی جستجو شوند که فاصله‌ی داده‌های قرار گرفته در هر کدام تا مراکز آن‌ها، کمینه مقدار را به خود اختصاص دهد. لازم به ذکر است که به منظور سرعت بخشیدن و بهینه کردن عملکرد الگوریتم‌های خوشه‌بندی، نیاز است محاسبات در فضایی انجام پذیرند که در آن بیشترین انحراف از معیار میان داده‌ها وجود داشته باشد. جهت دست‌یابی به چنین فضای محاسباتی با ابعاد کاهش‌یافته، از الگوریتم تحلیل مولفه‌های اساسی[۷](**PCA**) استفاده می‌شود. این الگوریتم، محاسبات را به فضای ویژه برداری ماتریس همبستگی داده‌ها انتقال داده و ویژه بردارها با بیشترین انحراف از معیار میان داده‌ها را، معیار محاسبات قرار می‌دهد.

بحث وبررسی نتایج

در این تحقیق، ابتدا یک قرص متشکل از دو پلیمر پلی‌اتیلن (PE) و پلی‌اتیلن گلایکل (PEG) که به صورت غیریکنواخت و ناهمگن ترکیب شده‌اند، تهیه گردیده است. سپس، یک سطح مقطع از قرص به ابعاد ۱۳۰ در ۱۳۰ میکرومتر که شامل ۳۹۰۰ نقطه با گام فضایی ۲ میکرومتری جهت تصویربرداری HS انتخاب گردید. این تصویربرداری توسط میکروسکوپ کانفوکال رامان HORIBA با توری پراش $1800\,^{groove}/_{mm}$ صورت پذیرفته است.

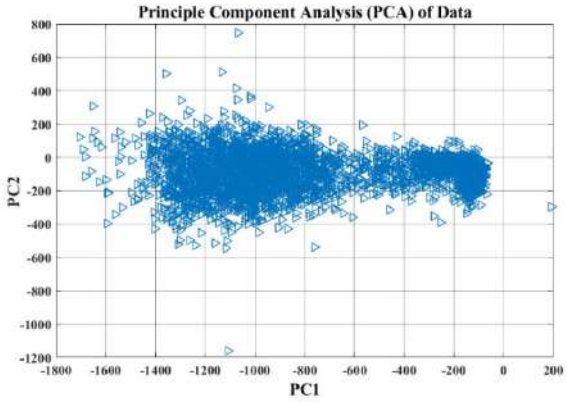


شکل ۲: داده‌های تجمیع شده‌ی طیفی حاصل از ۳۹۰۰ طیف پراکندگی رامان

مدت زمان ۰/۵ ثانیه جهت ثبت طیف هر نقطه در نظر گرفته شده است. شکل (۲) داده‌های تجمیع شده‌ی خام طیفی ثبت شده از ۳۹۰۰ طیف پراکندگی رامان در ناحیه‌ی طیفی $750\ cm^{-1}$ تا $1250\ cm^{-1}$ را نمایش می‌دهد. باید توجه شود که طیف رامان به ازای هر نقطه در این بازه‌ی طیفی شامل ۱۰۲۴ جابه‌جایی رامان (Raman Shift) بوده، به طوری که میزان شدت در هر جابه‌جایی رامان، دربردارنده‌ی اطلاعات مولکولی نقطه‌ی مورد بررسی می‌باشد. با توجه به دشوار بودن تحلیل داده‌های طیفی ۳۹۰۰ نقطه در این فضای ۱۰۲۴ بعدی، از الگوریتم آماری

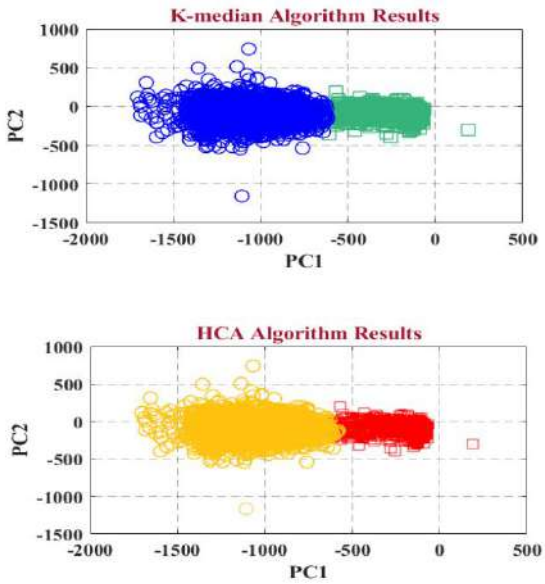
---

[۴] Hyperspectral (HS) Imaging
[۵] Unsupervised
[۶] Hierarchical Clustering Analysis (HCA)
[۷] Principle Component Analysis (PCA)



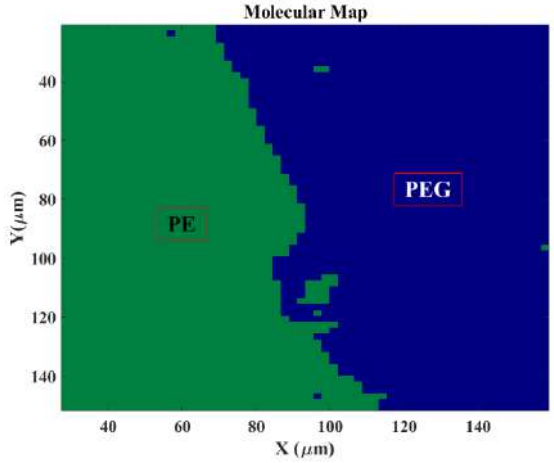
شکل ۳: نمایش داده‌ها در فضا با ابعاد کاهش‌یافته‌ی PC1 و PC2

PCA بهره گرفته شده است تا بتوان ابعاد فضای ۱۰۲۴ بعدی را به ۲بعد با بیشترین میزان انحراف از معیار میان داده‌ها کاهش داد (شکل (۳)). همان‌گونه که در شکل (۳) مشهود است، داده‌ها



شکل ۴: نتایج خوشه‌بندی داده‌های طیفی با دو روش HCA و K-median

در دو ناحیه با چگالی بالا متمرکز شده‌اند که نشان از حضور دو دسته با ساختار مولکولی متفاوت می‌باشد. در گام بعد، به منظور ارائه‌ی یک خوشه‌بندی از داده‌ها و با هدف شناسایی نقاط با خصوصیات طیفی مشابه و سپس دسته‌بندی آن‌ها در گروه‌های یکسان، دو الگوریتم K-median و HCA به طور هم‌زمان بر روی داده‌ها در فضای دو بعدی PC1 و PC2 پیاده‌سازی شده است. نتایج این مرحله در شکل (۴) نمایش داده شده است. همان‌گونه که ملاحظه می‌شود، هر دو الگوریتم، دسته‌بندی‌های یکسانی را برای این مجموعه داده‌ی طیفی پیش‌بینی می‌کنند که نشان از تفکیک‌پذیری مناسب داده‌ها در فضای محاسباتی پیشنهادی توسط PCA می‌باشد. در ادامه، با ترکیب اطلاعات حاصل شده از دسته‌بندی داده‌ها و موقعیت فضایی ثبت‌شده به ازای هر طیف (داده‌های فراطیفی(HS) رامان)، نقشه‌ی توزیع ساختار مولکولی این قرص پلیمری مطابق شکل (۵) استخراج گردیده است. این نقشه‌ی مولکولی، غیریکنواختی توزیع مولکولی دو پلیمر PE و PEG را در این قرص تایید می‌نماید. در نهایت نتایج حاصل از استخراج نقشه‌ی مولکولی، با مقایسه‌ی طیف هر ناحیه با طیف رامان نمونه‌های استاندارد هر پلیمر اعتبارسنجی گردیده است.



شکل ۵: نقشه‌ی توزیع ساختار مولکولی قرص دو-پلیمری استخراج‌شده از طریق اعمال تحلیل آماری پیشرفته‌ی HCA و K-Median بر روی داده‌های فراطیفی (HS) رامان ثبت‌شده

نتیجه‌گیری

در این تحقیق، از یک قرص حاوی دو پلیمر مختلف با توزیع غیرهمگن، با استفاده از میکروسکوپ کانفوکال رامان، یک تصویر HS شامل ۳۹۰۰ نقطه ثبت گردیده است. با به کارگیری الگوریتم کاهش فضای PCA و اعمال روش‌های خوشه‌بندی HCA و K-median، نوع پلیمرها شناسایی شده و در نهایت نقشه‌ی مولکولی از نحوه‌ی توزیع آن‌ها در این قرص استخراج شده است.

مرجع‌ها

1. J. Dieing, T., Hollricher, O., & Toporski, *Confocal Raman Microscopy Second Edition* (2018), **66**.
2. K. N. Prajapati, A. A. Nair, S. R. P. Silva, and J. Mitra, "Hyperspectral imaging with Raman scattered photons: A new paradigm in Raman analysis," (2021).
3. G. Deka, C. K. Sun, K. Fujita, and S. W. Chu, "Nonlinear plasmonic imaging techniques and their biological applications," Nanophotonics **6**(1), 31–49 (2017).
4. L. Pan, P. Zhang, C. Daengngam, S. Peng, and M. Chongcheawchamnan, "A review of artificial intelligence methods combined with Raman spectroscopy to identify the composition of substances," J. Raman Spectrosc. **53**(1), 6–19 (2022).

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

تاثیر پارامترهای ساختاری و هندسی بر سطح مقطع خاموشی نانو ذرات فلزی در محیط خون کامل

الناز اسدی نژاد ، محمد جواد کریمی ، حامد رحیمی

e.asadinejad@sutech.ac.ir , karimi@sutech.ac.ir , h.rahimi@sutech.ac.ir

پیشرفت های اخیر در فناوری نانو به توسعه طیف گسترده‌ای از نانوساختارها برای استفاده به عنوان حسگرهای زیستی نانو پلاسمونیک کمک کرده است. حسگرهای زیستی نانو پلاسمونیک می‌توانند نشانگرهای زیستی و عوامل بیماری‌زا را با استفاده از عناصر تشخیص زیست شناختی، بر روی سطوح نانو ساختار شناسایی کنند. این موضوع سرعت، دقت و انتخاب های گسترده را برای تجویز راهکارهای درمانی مناسب به همراه دارد. در این مقاله به بررسی سطح مقطع خاموشی چند ساختار در دو بعد می‌پردازیم و مقادیر سطح مقطع خاموشی این ساختارها را در محدوده طول موج ۳۰۰ تا ۱۰۰۰ نانومتر، در محیط زیستی خون مورد بحث قرار می دهیم. نتایج نشان می‌دهد که ساختارهای شامل پوسته فلز-هسته شیشه، برای استفاده در ساخت زیست حسگرهای کاربردی نسبت به سایر ساختارها گزینه مناسب تری هستند.

کلید واژه- پلاسمونیک، حسگرهای زیستی، درمان‌های حرارتی، سطح مقطع خاموشی، نانو ذرات.

The effect of structural and geometrical parameters on the extinction cross section of metal nanoparticles in whole blood media

Elnaz Asadi Nejad , Mohammad Javad Karimi , Hamed Rahimi

e.asadinejad@sutech.ac.ir , karimi@sutech.ac.ir , h.rahimi@sutech.ac.ir

Recent advances in nanotechnology have helped to develop a wide range of nanostructures for use as nano-plasmonic biosensors. Nano-plasmonic biosensors can identify biomarkers and pathogens on nanostructured surfaces using biological detection elements. This brings speed, accuracy and extensive choices for prescribing appropriate treatment strategies. In this paper, we investigate the extinction cross section of multistructures in two dimensions and discuss the values of the extinction cross section of these structures in the range of 300 to 1000 nm in the blood environment. The results show that structures including metal-glass core-shells are more suitable for use in the manufacture of functional biosensors than other structures.

Keywords: Biosensors, Extinction cross-section, Heat therapy, Nanoparticles, Plasmonic.

مقدمه

نانوذرات فلزی یکی از محبوب ترین نانومواد هستند که توسط نور فرودی تحریک می‌شوند تا طیف گسترده‌ای از کاربردها را برای عملکردهای مختلف ایجاد کنند[۱]. به دلیل برهم‌کنش این نانوساختارهای فلزی با نور فرودی، نوسان جمعی الکترون‌های آزاد به نام پلاسمون غالب می‌شود و تشدید پلاسمون سطحی را ایجاد می‌کند. تعداد زیادی از این الکترون‌ها که در تشدید پلاسمون سطحی شرکت می‌کنند، باعث جذب و پراکندگی قوی و همچنین افزایش میدان نزدیک در فرکانس طبیعی پلاسمون می‌شوند[۲]. نانوساختارهایی که چگالی بار بر روی سطح آن‌ها توسط برهمکنش امواج الکترومغناطیس با الکترون‌های فلز یا دی‌الکتریک تشکیل می‌شود را نانوساختار پلاسمونیک می‌گویند[۳]. نانوساختارهای پلاسمونیک در توسعه فناوری‌های زیست پزشکی، انرژی و اطلاعات (مانند تصویربرداری زیستی، حسگر زیستی، نانو جراحی، فوتوکاتالیز و ذخیره سازی داده‌ها) کاربرد فراوانی دارند[۴]. سطح مقطع جذب نانوذرات پلاسمونیک به طور چشمگیری جذب انرژی موضعی را افزایش می‌دهد و مستقیماً پدیده‌های حرارتی مرتبط با پلاسمون سطحی را ایجاد می‌کند. جذب قوی نانوذرات پلاسمونیک اثرات جالب متفاوتی مثل افزایش دمای موضعی را ایجاد می کند[۵]. هایپرترمیا (Hyperthermia) روندی است که در آن تابش نانوذرات پلاسمونیک در طول موج تشدید آن‌ها می‌تواند باعث افزایش دمای موضعی مناسب شود[۶]. برای طیف وسیعی از درمان‌ها، هایپرترمیا یک رویکرد غیر تهاجمی است که موجب ایجاد یک اثر حرارتی محدود در اطراف نانوذرات، ناشی از نور تابیده شده می‌شود. با این رویکرد نانوذرات می‌توانند به طور انتخابی سلول‌های غیر طبیعی خاص را هدف قرار دهند و یک گرادیان حرارتی موثر بر روی سلول‌ها ایجاد کنند تا بر فعالیت و یکپارچگی سلولی تأثیر بگذارند. با تابش نور لیزر و افزایش دمای نانوذرات متصل شده به سلول، غشاء سلول‌های هدف ذوب و اسکلت سلولی تخریب می‌شود و در پی آن هسته از بین می‌رود که این امر باعث آزادسازی دارو داخل سلول مولکول‌های زیستی می‌شود[۴]. این موضوع کاربرد مهمی در درمان سلول‌های سرطانی بدون آسیب دیدن بافت‌های مجاور در بدن دارد. برای کاهش آسیب بافت‌های سالم در اطراف سلول‌های سرطانی از طول موج‌های لیزری خاص که اصطلاحاً در محدوده پنجره زیست شناختی قرار دارند استفاده می‌شود. پنجره زیست شناختی اول در بازه ۷۰۰ تا ۹۸۰ نانومتر و پنجره زیست شناختی دوم در بازه ۱۰۰۰ تا ۱۴۰۰ نانومتر قرار می‌گیرند [۷].

مدل فیزیکی

به دلیل اهمیت و کاربردهای فراوان نانوساختارهای پلاسمونیکی، ما در این مقاله سطح مقطع خاموشی (σ_{ext}) نانوساختارهای حاوی نانوذرات طلا و نقره را بررسی می‌کنیم. رابطه بین سطح مقطع جذب (σ_{abs}) و پراکندگی (σ_{sca}) با سطح مقطع خاموشی به صورت زیر است[۴].

$$\sigma_{ext} = \sigma_{abs} + \sigma_{sca} \qquad (۱)$$

برای بدست آوردن سطح مقطع‌های جذب و پراکندگی و انجام شبیه سازی‌ها از تئوری مای استفاده می‌کنیم که در مرجع [۹] بطور مبسوط و به تفسیر همراه با جزئیات پیاده سازی آن در محیط نرم افزار کامسول، شرح داده شده است.

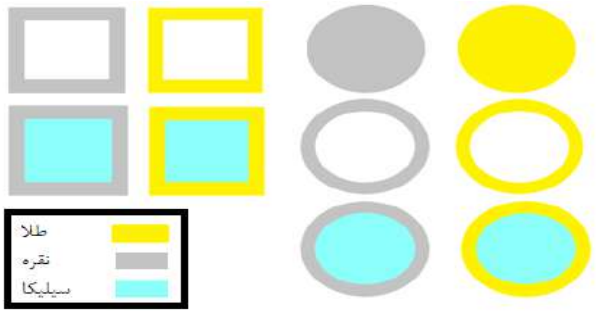
در این مقاله نانوساختارهای دو بعدی با هندسه های دایروی، حلقوی و مربعی که در شکل ۱ نمایش داده شده‌اند را با استفاده از نرم‌افزارهای کامسول و متلب شبیه سازی می‌کنیم و سطح مقطع خاموشی آن‌ها را در محیط خون کامل و در بازه طول موجی ۳۰۰ تا ۱۰۰۰ نانومتر بدست می‌آوریم. ضریب شکست خون کامل از معادله سلمایر زیر محاسبه می‌شود[۸].

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{A_1\lambda^2}{\lambda^2 - B_1} + \frac{A_2\lambda^2}{\lambda^2 - B_2} \qquad (۲)$$

که ضرایب معادله در جدول (۱) آمده است.

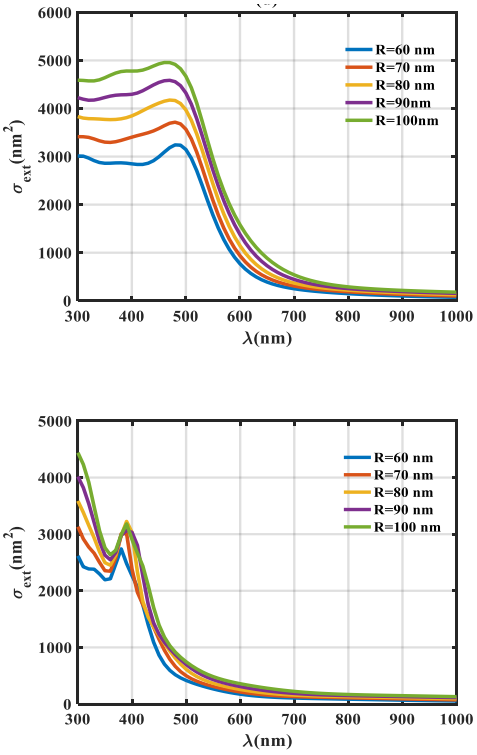
جدول ۱. ضرایب معادله سلمایر خون کامل [۸].

$B_2\ (nm)^2$	$B_1\ (nm)^2$	A_2	A_1
-7.8301×10^5	1.0772×10^4	5.1819	0.7960



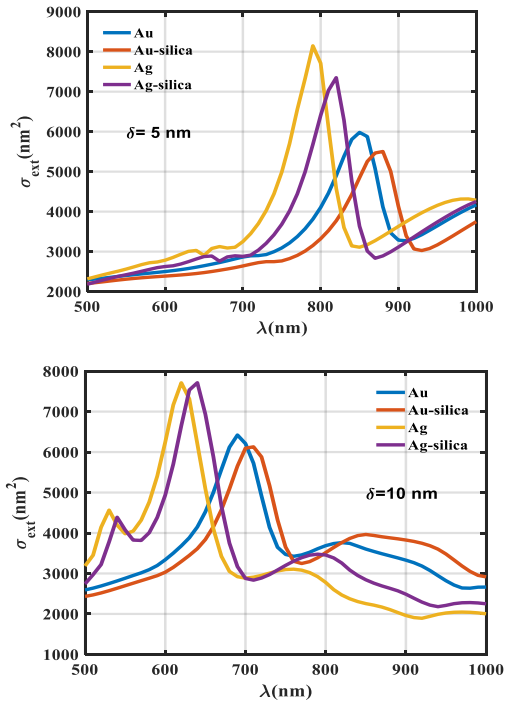
شکل۱: طرحواره‌ای از نانوساختارهای شبیه سازی شده.

در شکل ۲ تغییرات سطح مقطع خاموشی نانو صفحه دایروی با شعاع‌های مختلف نشان داده شده است.



شکل۲: سطح مقطع خاموشی نانو صفحه دایروی مبتنی بر فلز طلا در نمودار بالا و فلز نقره در نمودار پایین با شعاع‌های مختلف در محیط خون.

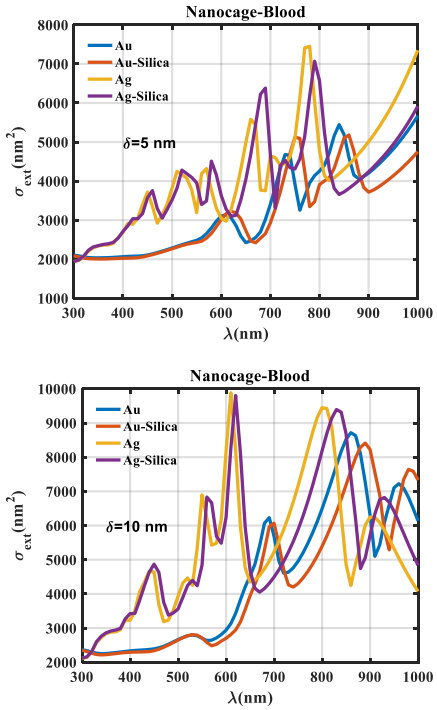
همانطور که می‌بینیم، با افزایش شعاع قرص سطح مقطع خاموشی افزایش پیدا می‌کند. برای فلز طلا بیشترین مقدار سطح مقطع خاموشی در بازه ۴۰۰ تا ۵۰۰ نانومتر رخ می‌دهد. اما، اوج سطح مقطع خاموشی برای فلز نقره در حدود ۴۰۰ نانومتر اتفاق می‌افتد. همچنین دیده می‌شود که مقادیر سطح مقطع خاموشی ساختار حاوی فلز طلا بیشتر است. در شکل ۳ سطح مقطع خاموشی حلقه توخالی و حلقه پوسته (فلز)-هسته (سیلیکا) با شعاع داخلی ۶۰ نانومتر و با ضخامت‌های مختلف (δ) رسم شده است.



شکل۳: مقایسه سطح مقطع خاموشی نانو حلقه مبتنی بر دو فلز طلا و نقره درمحیط خون.

می‌بینم که حضور سیلیکا باعث کاهش مقادیر سطح مقطع خاموشی می‌شود، اما قله نمودارها به سمت طول موج‌های بیشتر منتقل می‌شود. این ساختارها برای ضخامت ۵ نانومتر در محدوده پنجره زیست شناختی اول قرار دارند. اما قله نمودارهای سطح مقطع خاموشی برای ساختار پوسته نقره-هسته سیلیکا با ضخامت ۱۰ نانومتر اصلا وارد محدوده پنجره زیست شناختی اول نمی‌شوند. همچنین دیده می‌شود که سطح مقطع خاموشی ساختارهای حاوی فلز نقره مقدار بیشتری دارد. در ادامه حلقه مربعی از جنس های

فلز طلا و نقره با طول داخلی ۵۰ نانومتر و ضخامت های ۵ و ۱۰ نانومتر را در نظر گرفتیم. تغییرات مقادیر سطح مقطع خاموشی بر حسب طول موج آنها را در حضور و عدم حضور هسته سیلیکا در محیط خون در شکل ۴ رسم شده است. با وجود مقادیر بالای سطح مقطع خاموشی ساختارهای حاوی فلز نقره، دیده می شود که برای کار با لیزرهای در محدوده ۸۰۰ تا ۹۰۰ نانومتر استفاده از فلز طلا در این ساختارها مناسب است زیرا قله آن‌ها در این بازه از طول موج نمایان می‌شود. البته سطح مقطع خاموشی نانوذرات مربعی قله‌های نامنظمی دارد که در استفاده عملی از آن‌ها تاثیر بسیار زیادی خواهد داشت.



شکل۴: مقایسه سطح مقطع خاموشی حلقه مربعی توخالی و حلقه مربعی پوسته فلز- هسته سیلیکا با ضخامت های ۵ و ۱۰ نانومتر.

نتیجه‌گیری

حضور شیشه در هسته ساختارها اگر چه موجب مقدار کمی افت در مقادیر سطح مقطع خاموشی می شود اما قله نمودار سطح مقطع خاموشی را وارد محدوده طول موجی پنجره زیست شناختی اول می‌کند. بطور کلی انتخاب ساختار مناسب، به نوع درمان و طول موج لیزر مورد استفاده بستگی دارد. برای مثال برای استفاده از لیزری با طول موج ۸۰۸ نانومتر [۴] ساختار حلقوی پوسته نقره-هسته سیلیکا به دلیل مقادیر سطح مقطع خاموشی بالاتر و مقرون به صرفه تر بودن نسبت به استفاده از فلز طلا، مناسب‌تر می‌باشد.

مرجع‌ها

[1] U. Kreibig , M.Vollmer , "Optical Properties of Metal Clusters" , Springer Science & Business Media, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg 2013; Hartland G. V., Chem. Rev. **111**, 3858, 2011.

[2] L. Jauffred , A.Samadi , H. Klingberg , P. Bendix , L.B. Oddershede , "Gold-based Inorganic Nanohybrids for Nanomedicine Applications", Chem. Rev. **119**, 8087, 2019.

[3] Y.J. Liu , Y. Si , E.S. Leong , B. Wang , A.J. Danner , X.C. Yuan , and J.H. Teng , "Optically tunable plasmonic color filters.", Appl. Phys. A , **107**, 49-54, 2012.

[4] Lu Wang, Morteza Hasanzadeh Kafshgari, Michel Meunier , "Optical properties and applications of plasmonic-metal nanoparticles", Adv .Func . Mater. **30**(51), 2005400, 2020.

[5] P.K. Jain , X.H. Huang , I.H. El-Sayed I., M.A. El-Sayed , "Gold nanoparticles: Optical properties and implementations in cancer diagnosis and photothermal therapy", Acc.Chem.Res. **41**,1578, 2008.

[6] A. Bucharskaya , G. Maslyakova , G. Terentyuk , A. Yakunin , N. Khlebtsov , V. Tuchin ," Towards Effective Photothermal/Photodynamic Treatment Using Plasmonic Gold Nanoparticles", Int. J. Mol. Sci. **17**, 1295, 2016.

[7] J.T. Lin , “Design aspects of medical laser devices”, Med. Devices Diagn Eng., **2**, 75–77, 2017.

[8] S. Liu , Z. Deng , J. Li , J. Wang , N. Huang , R. Cui , Q. Zhang , J. Mei , W. Zhou , C. Zhang , and Q. Ye , “Measurement of the refractive index of whole blood and its components for a continuous spectral region”, J. Biomed. Opt., **24**(3), 035003, 2019.

[9] S.Yushanov, J.S. Crompton , K.C. Koppenhoefer, “Mie scattering of electromagnetic waves”, InProceedings of the COMSOL Conference., (Vol. 116), Oct 2013.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

درهم‌تنیدگی سه‌جزئی ذاتی در یک سامانه اپتومکانیکی با گذارهای چندفوتونی

حکیمه مرادی، حمیدرضا باغشاهی، سید یحیی میرافضلی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ولی‌عصر(عج) رفسنجان، رفسنجان

h.moradi@stu.vru.ac.ir, baghshahi@vru.ac.ir, y.mirafzali@vru.ac.ir.

چکیده – در این مقاله سامانه‌ای شامل یک اتم دو ترازی در برهم‌کنش با یک میدان تک مد با گذارهای چند فوتونی در یک کاواک اپتومکانیکی در نظر گرفته شده است. با استفاده از هامیلتونی مؤثر و تحت شرایط اولیه برای اتم، میدان کاواک و آینه متحرک، برار حالت کل سامانه به صورت تحلیلی به دست می‌آید. سپس درهم‌تنیدگی چندجزئی ذاتی محاسبه می‌شود. نتایج نشان می‌دهند که درهم‌تنیدگی سه‌جزئی ذاتی با پارامترهای گذارهای چند فوتونی و جفت‌شدگی اپتومکانیکی قابل کنترل است.

کلید واژه- درهم‌تنیدگی سه‌جزئی ذاتی، سامانه اپتومکانیکی، گذارهای چندفوتونی، هامیلتونی مؤثر

Genuine three-partite entanglement in the optomechanical system with multi-photon transitions

Hakimeh Moradi, Hamid Reza Baghshahi, Sayyed Yahya Mirafzali

Department of Physics, Faculty of Science, Vali-e-Asr University of Rafsanjan, Rafsanjan

Abstract- In this paper, a system consisting of a two-level atom intracting with a single- mode field with multi-photon transitions in the optomechanical cavity is considered. Using the effective Hamiltonian and under intitial conditions for atom, cavity field and moving mirror, the state vector of the entire system is analytically obtained. Then, the genuine three-partite entanglement (GTE) is evaluated. The results show that GTE can be controlled by multi-photon transitions and optomechanical coupling parameters.

Keywords: Geniune multipartite entanglemant, Optomechanical system, Multi-photon transitions, Effective Hamiltonian.

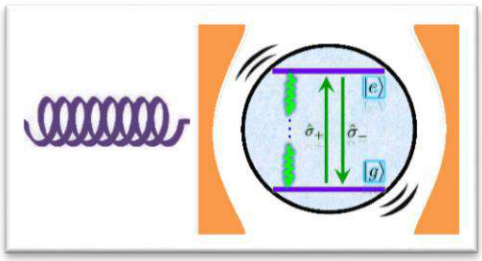
مقدمه

یکی از ویژگی‌های برجسته مکانیک کوانتومی، همبستگی کوانتومی بین بخش‌های مختلف یک سامانه است. یکی از انواع همبستگی درهم‌تنیدگی می‌باشد که مشابه کلاسیکی برای آن وجود ندارد. شناخت ما از درهم‌تنیدگی در سامانه‌های چندجزئی، بسیار کمتر از درهم‌تنیدگی موجود در سامانه‌های دوجزئی می‌باشد. این به دلیل وجود جنبه‌ها و جلوه‌های متعدد و متمایز درهم‌تنیدگی در سامانه‌های چندجزئی است که بررسی آن را پیچیده‌تر و دشوارمی‌سازد [۱ و ۲]. برای سامانه‌های خالص n جزئی درهم‌تنیدگی چندجزئی ذاتی به صورت تعریف $C_{GME}(|\psi>)=\min\sqrt{2(1-Tr(\rho_{\gamma_i}^2))}$ می‌شود، به طوری که $\gamma=\{\gamma_i\}$ تمام حالت‌های دوجزئی ممکن از سامانه چندجزئی را نشان می‌دهد [۳].

با توجه به اهمیت سامانه‌های اپتومکانیکی و این که درهم‌تنیدگی چندجزئی ذاتی در این سامانه‌ها کمتر مورد توجه قرار گرفته است،در این مقاله به بررسی درهم‌تنیدگی سه‌جزئی ذاتی در یک سامانه اپتومکانیکی شامل یک اتم دوترازی در برهم‌کنش با یک میدان تک‌مد با در نظرگرفتن گذارهای چندفوتونی پرداخته خواهد شد.

مدل فیزیکی

یک سامانه اپتومکانیکی سه بخشی شامل یک اتم دوترازی، یک میدان تک‌مد و مد مکانیکی مربوط به آینه متحرک در نظر گرفته شده است (شکل ۱). برهم‌کنش اتم و میدان، با گذارهای k فوتونی فرض شده است.



شکل ۱. طرح واره برهم‌کنش یک اتم دوترازی با میدان تک مد با گذارهای k فوتونی در یک کاواک اپتومکانیکی

است. هامیلتونی کل برای چنین سامانه‌ای با فرض رژیم جفت‌شدگی قوی و صرفنظر از اتلاف‌های سامانه، به صورت زیر می‌باشد:

(۱)

$$\mathrm{H}=\hbar\omega a^{\dagger}a+\hbar\omega_m b^{\dagger}b+\frac{\hbar\omega_0}{2}\sigma_z -\hbar G a^{\dagger}a(b^{\dagger}+b)+\hbar\Omega(a^{k}\sigma_{+}+a^{\dagger k}\sigma_{-}),$$

به طوری که $a^{\dagger}$ (a) و $b^{\dagger}$ (b) به ترتیب عملگرهای خلق (نابودی) برای حالت کاواک با فرکانس ω و آینه با فرکانس ω_m هستند، $G=\frac{\omega}{L}\sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_m}}$ ضریب جفت‌شدگی اپتومکانیکی است که در آن L و m به ترتیب طول کاواک و جرم آینه ارتعاشی هستند. σ_z، σ_{+} و σ_{-} عملگرهای پائولی اتمی، ω_0 فرکانس گذار اتمی و Ω ثابت جفت‌شدگی بین میدان و اتم است. با در نظر گرفتن شرایط تشدید $k\,\omega=\omega_0+\omega_m$ هامیلتونی بالا در تصویر برهم‌کنش به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\mathrm{H}_I=\hbar G a^{\dagger}a(b\exp(-i\omega t)+b^{\dagger}\exp(+i\omega t)) +\hbar\Omega(a^{k}\sigma_{+}\exp(-i\omega t)+a^{\dagger k}\sigma_{-}\exp(+i\omega t)). \quad (۲)$$

حال با توجه به تئوری، هامیلتونی مؤثر[۴]، هامیلتونی مؤثر سامانه به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$H_{eff} = \frac{\hbar G\Omega}{\omega_m}(a^{\dagger k} b\sigma_- + a^k b^\dagger \sigma_+) - \frac{\hbar G^2}{\omega_m}(a^\dagger a)^2 - \frac{\hbar\Omega^2}{\omega_m}(a^\dagger a\sigma_z + \sigma_+\sigma_-). \quad (۳)$$

با فرض این که اتم در ابتدا در برهم‌نهی از حالت‌های پایه و برانگیخته ($|g>$ و $|e>$)، میدان کاواک در حالت $|n+k>$ و آینه متحرک در حالت $|0\rangle$ باشد، حالت اولیه سامانه به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$|\psi(0)\rangle = \cos\theta|n+k,0,e\rangle + \sin\theta|n+k,0,g\rangle, \quad (۴)$$

با داشتن هامیلتونی مؤثر و حالت اولیه سامانه بردار حالت کل سیستم در هر لحظه دلخواه t را می‌توان به صورت زیر فرض کرد:

$$|\psi(t)\rangle = M_1(t)|n+k,0,e\rangle + M_2(t)|n+k,0,g\rangle + M_3(t)|n,1,e\rangle \quad (۵)$$

که در آن $M_i(i=1,2,3)$ ضرایب معرف دامنه احتمال هستند که با در نظر گرفتن هامیلتونی (۳) و حالت اولیه (۴) و حل معادله شرودینگر وابسته به زمان به صورت زیر به دست می‌آیند:

(۶)

$$M_1(t) = \cos\theta\exp(i(\frac{G^2}{\omega_m}(n+k)^2 + \frac{\Omega^2}{\omega_m}(n+k))t),$$

$$M_2(t) = \frac{\sin\theta}{R}(i(\frac{G^2}{\omega_m}((n+k)^2 - n^2) - \frac{\Omega^2}{\omega_m}(2n+k+1))\sin(\frac{Rt}{2}) + \cos(\frac{Rt}{2}))\times\exp(-i(2\frac{G^2}{\omega_m}((n+k)^2+n^2) + \frac{\Omega^2}{\omega_m}(k-1))t),$$

$$M_3(t) = -i\sqrt{\frac{(n+k)!}{n!}}\frac{G\Omega}{\omega_m}\frac{\sin\theta}{R}\sin(\frac{Rt}{2}) \times\exp(-i(2\frac{G^2}{\omega_m}((n+k)^2+n^2) + \frac{\Omega^2}{\omega_m}(k-1))t),$$

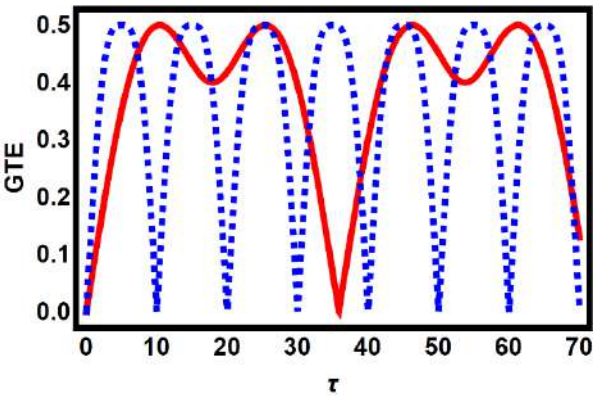
$$R = \sqrt{4\frac{G^2\Omega^2}{\omega_m^2}(n+k) + (\frac{G^2}{\omega_m}((n+k)^2+n^2) + \frac{\Omega^2}{\omega_m}(1-k))^2}.$$

درهم‌تنیدگی چندجزئی ذاتی

سامانه مورد بررسی در این مقاله یک سامانه سه‌جزئی شامل یک اتم، مد میدان و مد مکانیکی آینه متحرک می‌باشد، بنابراین درهم‌تنیدگی سه‌جزئی ذاتی به صورت زیر محاسبه می‌شود:

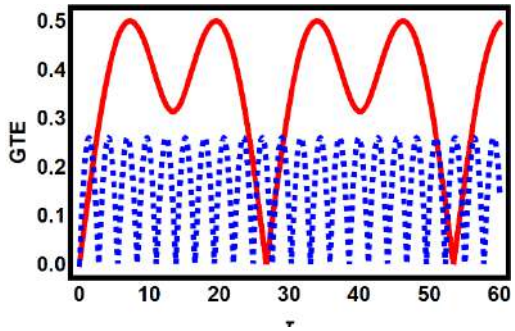
$$C_{GME} = \min\{C_1, C_2, C_3\}$$
$$C_1 = \sqrt{2(1-Tr(\rho_A^2))},$$
$$C_2 = \sqrt{2(1-Tr(\rho_f^2))},$$
$$C_3 = \sqrt{2(1-Tr(\rho_M^2))}. \quad (۷)$$

که در آن ρ_A، ρ_f و ρ_M ماتریس‌های چگالی کاهش یافته مربوط به اتم دوترازی، مد اپتیکی کاواک و مد مکانیکی آینه متحرک است. با داشتن بردار حالت (۵) و محاسبه ماتریس چگالی $\rho_{AfM} = |\psi\rangle|\psi\rangle$ و در نتیجه آن ماتریس‌های چگالی کاهش یافته بالا می‌توان درهم‌تنیدگی سه‌جزئی ذاتی در این سامانه را مورد بررسی قرار داد.



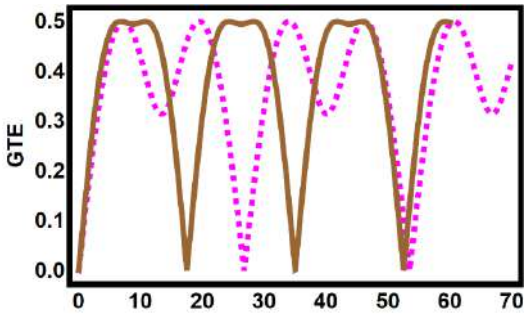
شکل۲. نمودار درهم‌تنیدگی سه‌جزئی ذاتی بر حسب تابع مشخصه‌ی $\tau = \omega_m t$ و برای مقادیر $\theta = \frac{\pi}{4}$، $n = 0$، $k = 1$، $\Omega = 0.28$. همچنین $G = 0.28$ (نمودار توپر قرمز) و $G = 0.78$ (نمودار خط‌چین آبی).

در شکل ۲ تغییرات زمانی درهم‌تنیدگی سه‌جزئی بر حسب زمان مشخصه‌ی $\tau = \omega_m t$ برای گذارهای تک فوتونی و مقادیر متفاوت جفت‌شدگی اپتومکانیکی [۵] رسم شده است. همان طور که از نمودار مشخص است رفتار GTE برای مقادیر متفاوت G رفتار تناوبی است، ولی افزایش G باعث کاهش دوره تناوب نوسانات می‌شود.



شکل ۳: نمودار درهم‌تنیدگی سه‌جزئی ذاتی بر حسب تابع مشخصه‌ی $\tau=\omega_m t$ با مقادیر مشابه با شکل ۲ و $k=2$.

در شکل ۳ رفتار درهم‌تنیدگی سه‌جزئی بر حسب زمان مشخصه‌ی $\tau=\omega_m t$ برای گذارهای دو فوتونی بررسی شده است. با توجه به شکل مشخص است که رفتار GTE مشابه با گذارهای تک‌فوتونی نوسانی است. همچنین در مورد گذارهای دو فوتونی با افزایش ثابت جفت‌شدگی اپتومکانیکی علاوه بر کاهش دوره تناوب، بیشینه مقدار GTE نیز کاهش پیدا می‌کند.



شکل ۴: نمودار درهم‌تنیدگی سه‌جزئی ذاتی بر حسب تابع مشخصه‌ی $\tau=\omega_m t$ با مقادیر مشابه با شکل ۲، $G=0.28$ و $n=1$. $k=1$ (نمودار خط‌چین بنفش) و $k=2$ (نمودار توپر قهوه‌ای).

شکل ۴ تأثیر حالت اولیه میدان کاواک بر درهم‌تنیدگی سه‌جزئی ذاتی را نشان می‌دهد. همان‌طور که از شکل مشخص است برای تعداد فوتون‌های برابر یک میدان ($n=1$) برای گذارهای تک‌فوتونی و دوفوتونی بیشینه مقدار GTE یکسان است، ولی دوره تناوب رفتار نوسانی GTE برای گذارهای دوفوتونی کمتر از گذارهای تک‌فوتونی است. همچنین مقایسه این شکل با شکل‌های ۲ و ۳ نشان می‌دهد که با افزایش n برای گذارهای تک‌فوتونی و دوفوتونی بیشینه مقدار درهم‌تنیدگی سه جزئی ثابت ولی دوره تناوب کاهش پیدا می‌کند.

نتیجه‌گیری

در این مقاله برهم‌کنش بین دو اتم دوترازی با یک میدان تک‌مد با گذارهای چندفوتونی در داخل یک کاواک اپتومکانیک مورد بررسی قرار گرفت. با محاسبه ماتریس چگالی کاهش یافته اتم دو ترازی و استفاده از سنجه تلاقی، درهم‌تنیدگی سه جزئی ذاتی محاسبه و مورد مطالعه قرار گرفت. نتایج نشان می‌دهد که در برهم‌کنش اتم با میدان با گذارهای تک‌فوتونی، تغییرات ثابت جفت‌شدگی اپتومکانیکی بیشینه درهم‌تنیدگی سه جزئی را کاهش نمی‌دهد ولی برای گذارهای دوفوتونی مقدار این درهم‌تنیدگی با افزایش ثابت جفت‌شدگی اپتومکانیکی کاهش پیدا می‌کند. همچنین حالت‌های متفاوت میدان کاواک منجر به رفتارهای متفاوت از درهم‌تنیدگی سه جزئی ذاتی می‌شود.

مرجع‌ها

[1] D. T. Pope, G. J. Milburn, Multipartite entanglement and quantum state exchange. Phys. Rev. A 67, 052107 (2003).

[2] Z. H. Ma, Z. H. Chen, J. L. Chen, , C. Spengler, , A. Gabriel, M. Huber, Measure of genuine multipartite entanglement with computable lower bounds. Phys. Rev. A, 83(6), 062325 (2011).

[3] S. M. Hashemi Rafsanjani, M. Huber, C. J. Broadbent, J. H. Eberly, Genuinely multipartite concurrrence of N-qubit X matrices. Phys. Rev. A 86, 062303 (2012).

[4] D. F. V. James, J. Jerke, Effective Hamiltonian theory and its applications in quantum information Can. J. Phys.85, 625–32 (2007).

[5] F. Lecocq, *et al*., Resolving the vacuum fluctuations of an optomechanical system using an artificial atom, Nat. Phys. 11, 635-639 (2015).