



بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۱۳۹۷ بهمن ۹-۱۱



بررسی تحریک و کنترل فعال امواج پلاسمونی در گرافن

مسعود قزلسفلو^۱، محمدکاظم مروج‌فرشی^۲ و سارا درباری^۳

^{۱،۲،۳} دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه تربیت مدرس

^۱masoud.ali110@gmail.com, ^۲moravvej@modares.ac.ir, ^۳s.darbari@modares.ac.ir

چکیده - در این نوشتار، ما یک افزاره فعال برای تحریک امواج پلاسمونی در گرافن پیشنهاد می‌دهیم. در ساختار پیشنهادی، امواج پلاسمونی شدیداً جایگزیده در گرافن از طریق یک توری ژرمانیومی تحریک می‌شوند. در طول موجی که معادله انطباق فاز برقرار می‌شود، دره‌های تیزی در طیف عبور موج دیده می‌شود که حاکی از تحریک پلاسمون‌های سطحی گرافن است. این ساختار می‌تواند به عنوان یک فیلتر نوری بسیار کوک‌پذیر یا یک مدولاتور پهن‌بند به کار رود زیرا با یک تغییر کوچک در سطح انرژی فرمی گرافن، طول موج تشدید حول طیف وسیعی از طول موج‌ها قابل تغییر است.

کلید واژه - اپتوالکترونیک، ادوات پلاسمونی فعال، پلاسمونیک گرافن، تحریک پلاسمون‌های سطحی گرافن

Investigation of Excitation and Active Control of Plasmonic Waves in Graphene

Masoud Ghezelsefloo^{1*}, Mohammad Kazem Moravvej-Farshi^{2*}, and Sara Darbari^{3*}

^{*}Faculty of Electrical and Computer Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran 1411713116, Iran

¹masoud.ali110@gmail.com, ²moravvej@modares.ac.ir, ³s.darbari@modares.ac.ir

Abstract- In this paper, we propose an active device for excitation of plasmonic waves in graphene. In the proposed structure, highly confined plasmonic waves in graphene are excited using a Germanium based grating. Sharp dips on the normal-incidence transmission spectra at the resonance wavelength confirms excitation of graphene surface plasmons. This structure can be used as a highly tunable optical filter or as a broadband modulator, because the resonant wavelength can be tuned over a wide wavelength range by a small change in the Fermi energy level of the graphene.

Keywords: active plasmonic devices, excitation of graphene surface plasmons, graphene plasmonics, optoelectronics

مقدمه

گرافن، تک لایه ای از اتم های کربن به علت خواص فوق العاده الکتریکی و نوری اش توجهات بسیاری را در سال های اخیر به خود معطوف داشته است [2], [1]. یکی از خواص جالب گرافن، جذب نوری پهن باند است که از نوع جذب بین بانندی می باشد و می توان آن را با یک گیت الکتریکی تغییر داد [3].

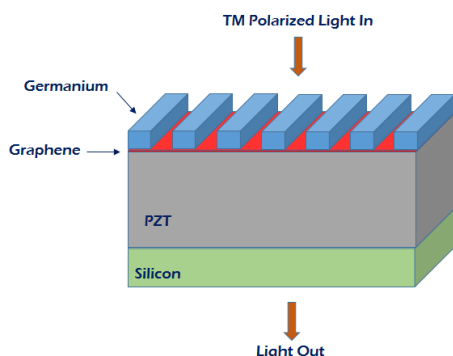
پلاسمونیک شاخه ای از علم ماده چگال نوری است که به پدیده های نوری در ابعاد نانو در ساختارهای فلزی مربوط می شود و با تولید، انتشار و آشکارسازی امواج پلاسمونی سر و کار دارد که همان تحریکات الکترونیکی تجمعی ایجاد شده توسط میدان الکترومغناطیسی در فصل مشترک فلز و دی الکتریک می باشد. گرافن به دلیل رفتار پلاسمونی کوک پذیر، محصورشدگی شدید میدان پلاسمونی و تلفات کم انتشار پلاسمون ها در قیاس با فلزات نجیب بسیار مورد توجه قرار گرفته است [7]-[4].

علی رغم قابلیت های گفته شده، یک چالش کلیدی، تحریک بهینه امواج پلاسمونی می باشد که بردار موج بسیار بزرگتر از امواج در فضای آزاد دارند. در این نوشتار ما با استفاده از یک توری^۱، تشدید موج هدایت شده در لایه گرافن ایجاد کرده ایم. تشدید مد هدایت شونده، تابش امواج نوری عمودی را به امواج پلاسمونی انتشاری تزویج می کند و به این ترتیب تغییر شدیدی در عبور نور در فرکانس تشدید ایجاد می کند [8]. در ادامه نشان خواهیم داد که این ساختار به عنوان فیلتر نوری کوک پذیر عمل می کند که با یک تغییر کوچک در سطح فرمی گرافن، کوک می شود.

ساختار افزاره و نتایج شبیه سازی

شماتیک ساختار پیشنهادی در شکل ۱ نشان داده شده است که گرافن به عنوان موجبر پلاسمونی بر روی یک بستر

از جنس PZT (Lead Zirconate Titanate) قرار گرفته است. بر روی گرافن، یک توری از جنس ژرمانیوم (Ge) به جهت تحریک پلاسمون های گرافن استفاده شده است.



شکل ۱: شماتیک پیشنهادی برای تحریک پلاسمون های گرافن

ابتدا به بررسی خواص نوری پلاسمون های سطحی در ساختار گرافن بر روی PZT می پردازیم. به این منظور، ضریب شکست موثر (n_{eff}) مد پلاسمونی موجبر گرافنی محاسبه شده است. در شبیه سازی ها گرافن به صورت یک لایه نازک با ضخامت $t = 0.34nm$ و گذردهی الکتریکی $2.5 + i\sigma/\epsilon_0\omega t$ مدل شده است. در اینجا σ ، ω و ϵ_0 به ترتیب رسانایی گرافن، فرکانس زاویه ای و گذردهی خلأ می باشند. رسانایی گرافن که با تابعی از تغییرات پتانسیل شیمیایی گرافن (μ_c) می باشد، از رابطه کوبو^۲ به دست می آید [9]:

$$\sigma = -\frac{ie^2(\omega + i2\Gamma)}{\pi\hbar} \times \left[\frac{1}{(\omega + i2\Gamma)^2} \int_0^\infty d\epsilon \left(\frac{\partial n_F(\epsilon)}{\partial \epsilon} - \frac{\partial n_F(-\epsilon)}{\partial \epsilon} \right) \epsilon \right. \\ \left. - \int_0^\infty d\epsilon \frac{n_F(-\epsilon) - n_F(\epsilon)}{(\omega + i2\Gamma)^2 - 4(\epsilon/\hbar)} \right] \quad (1)$$

که Γ ، $\hbar$ و $n_F(\epsilon) = [e^{E - \mu_c/k_B T} + 1]^{-1}$ به ترتیب برابر نرخ پراکندگی حامل، ثابت پلانک کاهش یافته و تابع توزیع

تحریک امواج پلاسمونی در گرافن با یک موج نوری فضای آزاد، نیازمند غلبه بر تفاوت زیاد بردار موج این دو می باشد. توری های نوری به طور گسترده ای برای جبران عدم تطابق بردار موج به کار می روند. برای تحریک پلاسمون ها به وسیله توری پیشنهادی در این نوشتار، معادله تطابق فاز باید برقرار باشد [10]:

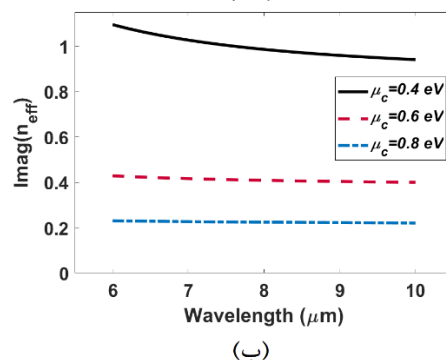
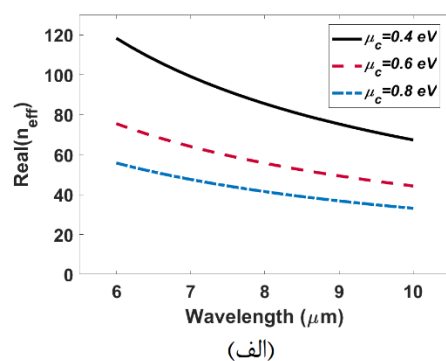
$$\text{Re}(\beta(\omega_0)) - \frac{\omega_0}{c} \sin \theta = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (2)$$

که c سرعت نور، θ زاویه تابش، $\frac{\omega_0}{c}$ بردار موج خلأ و $\beta(\omega_0)$ بردار موج پلاسمون ها در صفحه گرافن می باشد. در این پژوهش از نور فرودی عمود ($\theta = 0$) بهره گرفته شده است، بنابراین موج پلاسمون سطحی وقتی تحریک می شود که Λ برابر با دوره تناوب موج پلاسمونی ($2\pi/\text{Re}(\beta)$) شود.

برای بررسی عمیق این افزاره، به صورت همزمان اثر تغییرات هر دو پارامتر دوره تناوب توری ژرمانیومی و پتانسیل شیمیایی گرافن بررسی شده است که نتایج در شکل ۳ نشان داده شده است. یک موج تخت به صورت عمود به بالای ساختار که شامل توری ژرمانیومی با ارتفاع ۱۰۰ نانومتر و ۱۰ دوره تناوب می باشد، تابیده شده و عبور این موج در پایین ساختار محاسبه شده است. مطابق شکل، با اعمال ولتاژ به زیرلایه PZT و تغییر قطبش این ماده، می توان چگالی حامل و در نتیجه پتانسیل شیمیایی گرافن را تغییر داد. با افزایش μ_c به سمت طول موج های کمتر انتقال می یابد. توجه این پدیده با توجه به رفتار n_{eff} بر حسب μ_c در شکل ۲(الف) و معادله (۲) قابل بیان است، به این صورت که با افزایش μ_c و در نتیجه کاهش n_{eff} برای برقراری معادله (۲) باید طول موج تحریک کاهش یابد. همچنین عمق دره ها با افزایش μ_c افزایش می یابد که به علت کاهش قسمت موهومی n_{eff} و در نتیجه کاهش تلفات پلاسمون های سطحی در اثر این تغییر است.

فرمی-دیراک می باشند. در اینجا k_B ثابت بولتزمن و T برابر دما می باشد.

در شکل ۲، مقادیر قسمت حقیقی و موهومی ضریب شکست موثر (n_{eff}) پلاسمون ها در گرافن برای مقادیر مختلف μ_c که به روش تفاضل محدود (FEM) محاسبه شده، رسم شده است. مطابق شکل ۲(الف)، با کاهش μ_c ، قسمت حقیقی n_{eff} افزایش می یابد که به معنی کاهش جایگزیدگی میدان پلاسمونی است. علاوه بر این، قسمت موهومی n_{eff} با کاهش μ_c و در نتیجه کاهش چگالی حامل در گرافن، افزایش می یابد. از آنجا که پلاسمون های سطحی نوسانات تجمعی حامل های آزاد هستند، کاهش چگالی حامل منجر به افزایش تلفات انتشاری پلاسمون های سطحی در گرافن می شود. بنابراین طبق شکل ۲، مقادیر زیاد μ_c منجر به مقادیر کم قسمت حقیقی و موهومی n_{eff} می شود که مربوط به مصالحه ذاتی بین جایگزیدگی میدان و تلفات انتشاری پلاسمون های سطحی در گرافن است.



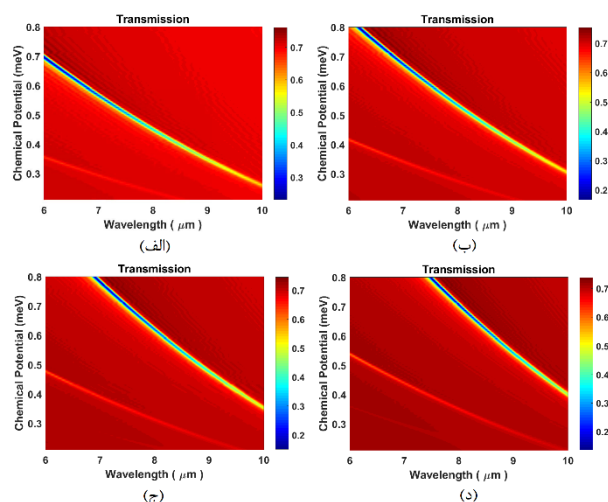
شکل ۲: (الف) قسمت حقیقی و (ب) قسمت موهومی ضریب شکست موثر پلاسمون های سطحی گرافن بر روی PZT

نتیجه گیری

در این نوشتار ساختار جدیدی برای تحریک امواج پلاسمونی شدیداً جایگزیده در تک لایه گرافن پیشنهاد داده شد. این ساختار علاوه بر اینکه بینشی بر ادوات پلاسمونی فعال مبتنی بر گرافن فراهم می کند، می تواند همچنین به عنوان یک فیلتر کوک پذیر مبتنی بر گرافن به کار رود.

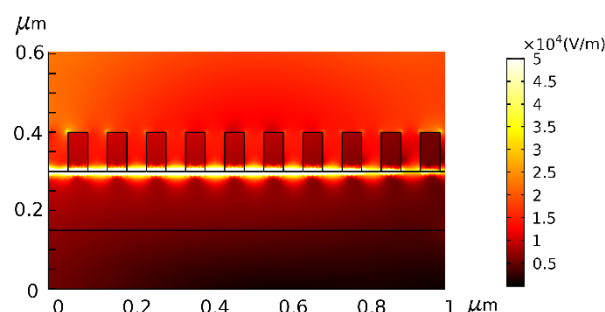
مرجع ها

- [1] A. K. Geim and K. S. Novoselov, "The rise of graphene," *Nat. Mater.*, vol. 6, no. 3, pp. 183–191, 2007.
- [2] F. Bonaccorso, Z. Sun, T. Hasan, and A. C. Ferrari, "Graphene photonics and optoelectronics," *Nat. Photonics*, vol. 4, no. 9, pp. 611–622, Aug. 2010.
- [3] F. Wang *et al.*, "Gate-variable optical transitions in graphene," *Science*, vol. 320, no. 5873, pp. 206–9, Apr. 2008.
- [4] D. K. Gramotnev and S. I. Bozhevolnyi, "Plasmonics beyond the diffraction limit," *Nat. Photonics*, vol. 4, no. 2, pp. 83–91, 2010.
- [5] P. Avouris and M. Freitag, "Graphene photonics, plasmonics, and optoelectronics," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 20, no. 1, 2014.
- [6] A. N. Grigorenko, M. Polini, and K. S. Novoselov, "Graphene plasmonics," *Nat. Photonics*, vol. 6, no. 11, pp. 749–758, Nov. 2012.
- [7] M. Jablan, H. Buljan, and M. Soljačić, "Plasmonics in graphene at infrared frequencies," *Phys. Rev. B*, vol. 80, no. 24, p. 245435, Dec. 2009.
- [8] A. Sharon, S. Glasberg, D. Rosenblatt, and A. A. Friesem, "Metal-based resonant grating waveguide structures," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 14, no. 3, p. 588, Mar. 1997.
- [9] V. P. Gusynin, S. G. Sharapov, and J. P. Carbotte, "Magneto-optical conductivity in graphene," *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 19, no. 2, p. 26222, Jan. 2007.
- [10] W. Gao, J. Shu, C. Qiu, and Q. Xu, "Excitation of plasmonic waves in graphene by guided-mode resonances," *ACS Nano*, vol. 6, no. 9, pp. 7806–13, Sep. 2012.



شکل ۳: عبور نوری عمودی در ساختار پیشنهادی برحسب طول موج و پتانسیل شیمیایی گرافن برای توری با دوره تناوب (الف) ۱۰۰ نانومتر (ب) ۱۲۰ نانومتر (ج) ۱۴۰ نانومتر (د) ۱۶۰ نانومتر

مطابق شکل ۳، با افزایش دوره تناوب توری، طول موج تحریک برای μ_c ثابت افزایش می یابد که با توجه به معادله (۲) قابل توجیه است. بنابراین، به علت ثابت بودن n_{eff} پلاسمون های گرافن، با افزایش دوره تناوب توری برای برقراری معادله (۲)، باید طول موج تحریک هم افزایش یابد.



شکل ۴: پروفایل میدان الکتریکی پلاسمون های سطحی تحریک شده در لایه گرافن برای توری با دوره تناوب ۱۰۰ نانومتر و پتانسیل شیمیایی ۰/۶۵ الکترون ولت در طول موج ۷ میکرومتر

در شکل ۴، پروفایل میدان الکتریکی پلاسمون های سطحی تحریک شده در گرافن در طول موج ۷ میکرومتر نشان داده شده است. پتانسیل شیمیایی گرافن برابر ۰/۶۵ الکترون ولت، دوره تناوب توری ۱۰۰ نانومتر و ۱۰ عدد تناوب برای توری در نظر گرفته شده است.