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

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

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

چکیده – در این نوشتار، ما یک افزاره فعال برای تحریک امواج پلاسمونی در گرافن پیشنهاد می‌دهیم. در ساختار پیشنهادی، امواج پلا سمونی شدیداً جایگزیده در گرافن از طریق یک توری ژرمانیومی تحریک می شوند. 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 پهن‌باند 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

[1]masoud.ali110@gmail.com, [2]moravvej@modares.ac.ir, [3]s.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 uses 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

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

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-02]

مقدمه

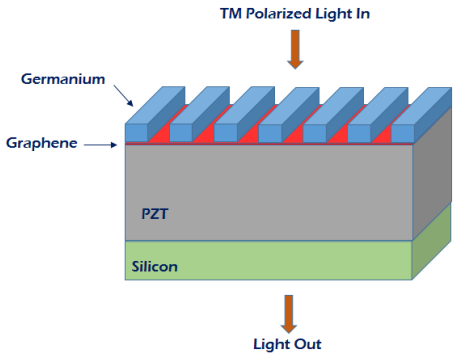
گرافن، تک لایه ای از اتم های کربن به علت خواص فوق العاده الکتریکی و نوری اش توجهات بسیاری را در سال های اخیر به خود معطوف داشته است[2] ,[1]. یکی از خواص جالب گرافن، جذب نوری پهن باند است که از نوع جذب بین باندی می‌باشد و می‌توان آن‌را با یک گیت الکتریکی تغییر داد[3].

پلاسمونیک شاخه‌ای از علم ماده چگال نوری است که به پدیده‌های نوری در ابعاد نانو در ساختارهای فلزی مربوط می‌شود 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 دی‌الکتریک می‌باشد. گرافن به دلیل رفتار پلاسمونی کوک‌پذیر، محصورشدگی شدید میدان پلاسمونی و تلفات کم انتشار پلاسمون‌ها در قیاس با فلزات نجیب بسیار مورد توجه قرار گرفته است[7]–[4].

علی‌رغم قابلیت‌های گفته شده، یک چالش کلیدی، تحریک بهینه امواج پلاسمونی می‌باشد که بردار موج بسیار بزرگتر از امواج در فضای آزاد دارند. در این نوشتار ما با استفاده از یک توری[1]، تشدید موج هدایت شده در لایه گرافن ایجاد کرده‌ایم. تشدید مد هدایت شونده، تابش امواج نوری عمودی را به امواج پلاسمونی انتشاری تزویج می‌کند و به این ترتیب تغییر شدیدی در عبور نور در فرکانس تشدید ایجاد می‌کند[8]. در ادامه نشان خواهیم داد که این ساختار به عنوان فیلتر نوری کوک پذیر عمل می‌کند که با یک تغییر کوچک در سطح فرمی گرافن، کوک می‌شود.

ساختار افزاره و نتایج شبیه‌سازی

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 پلاسمون‌های گرافن استفاده شده است.



شکل ۱: شماتیک پیشنهادی برای تحریک پلاسمون‌های گرافن

ابتدا به بررسی خواص نوری پلاسمون‌های سطحی در ساختار گرافن بر روی PZT می‌پردازیم. به این منظور، ضریب شکست موثر (n_{eff}) مد پلاسمونی موجبر گرافنی محاسبه شده است. در شبیه‌سازی‌ها گرافن به صورت یک لایه نازک با ضخامت $t=0.34nm$ و گذردهی الکتریکی $2.5+i\sigma/\varepsilon_0\omega t$ مدل شده است. دراینجا σ، ω و ε_0 به ترتیب رسانایی گرافن، فرکانس زاویه‌ای و گذردهی خلأ می‌باشند. رسانایی گرافن که با تابعی از تغییرات پتانسیل شیمیایی گرافن (μ_c) می‌باشد، از رابطه کوبو[2] به دست می‌آید[9]:

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

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

[1] Grating

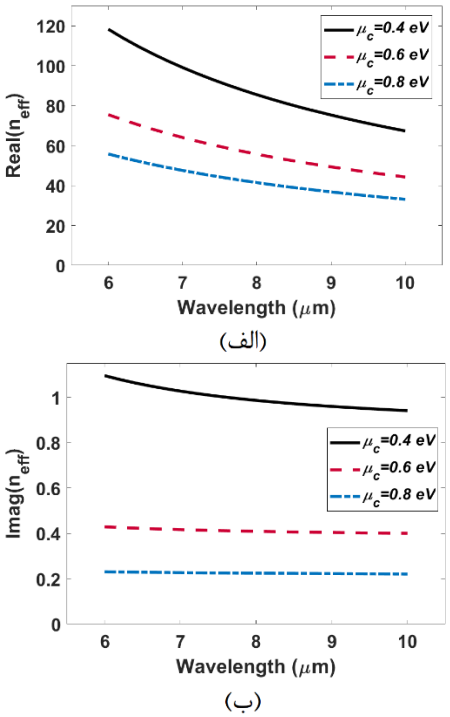
[2] Kubo

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

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-02]

فرمی-دیراک می‌باشند. در اینجا k_B ثابت بولتزمان و T برابر دما می‌باشد.

در شکل ۲، مقادیر قسمت حقیقی و موهومی ضریب شکست موثر (n_{eff}) پلاسمون‌ها 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 می‌یابد که به معنی کاهش جایگزیدگی میدان پلاسمونی است. علاوه بر این، قسمت موهومی n_{eff} با کاهش μ_c و درنتیجه کاهش چگالی حامل در گرافن، افزایش می‌یابد. از آنجا که پلاسمون‌های سطحی نوسانات تجمعی حامل‌های آزاد هستند، کاهش چگالی حامل منجر به افزایش تلفات انتشاری پلاسمون‌های سطحی در گرافن می‌شود. بنابراین طبق شکل ۲، مقادیر زیاد μ_c منجر به مقادیر کم قسمت حقیقی و موهومی n_{eff} می‌شود که مربوط به مصالحه ذاتی بین جایگزیدگی میدان و تلفات انتشاری پلاسمون‌های سطحی در گرافن است.



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

تحریک امواج پلاسمونی در گرافن با یک موج نوری فضای آزاد، نیازمند غلبه بر تفاوت زیاد بردار موج این دو می‌باشد. توری‌های نوری به طور گسترده‌ای برای جبران عدم تطابق بردار موج به کار می‌روند. برای تحریک پلاسمون‌ها به وسیله توری پیشنهادی در این نوشتار، معادله تطابق فاز باید برقرار باشد[10]:

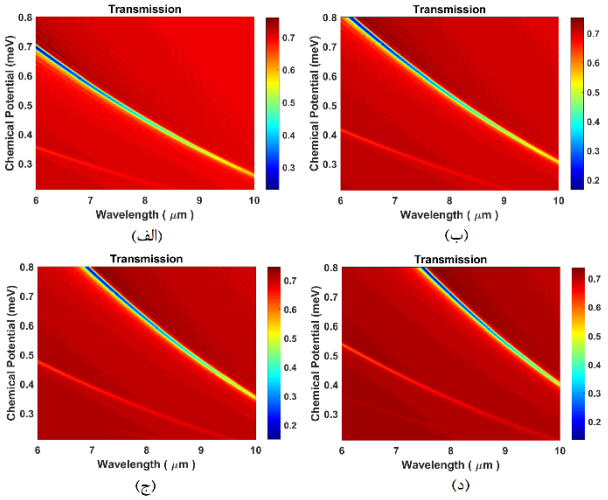
$$\mathrm{Re}(\beta(\omega_0))-\frac{\omega_0}{c}\sin\theta=\frac{2\pi}{\Lambda} \qquad (۲)$$

که c سرعت نور، θ زاویه تابش، $\frac{\omega_0}{c}$ بردارموج خلأ و $\beta(\omega_0)$ بردارموج پلاسمون‌ها در صفحه گرافن می‌باشد. در این پژوهش از نور فرودی عمود ($\theta=0$) بهره گرفته شده است، بنابراین موج پلاسمون سطحی وقتی تحریک می‌شود که Λ برابر با دوره تناوب موج پلاسمونی ($2\pi/\mathrm{Re}(\beta)$) 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 می‌باشد، 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، می‌توان چگالی حامل و درنتیجه پتانسیل شیمیایی گرافن را تغییر داد. با افزایش μ_c به سمت طول موج‌های کمتر انتقال می‌یابد. توجیه این پدیده با توجه به رفتار n_{eff} برحسب μ_c در شکل ۲(الف) و معادله (۲) قابل بیان است، به این صورت که با افزایش μ_c و درنتیجه کاهش n_{eff}، برای برقراری معادله (۲) باید طول موج تحریک کاهش یابد. همچنین عمق دره‌ها با افزایش μ_c افزایش می‌یابد که به علت کاهش قسمت موهومی n_{eff} و درنتیجه کاهش تلفات پلاسمون‌های سطحی در اثر این تغییر است.

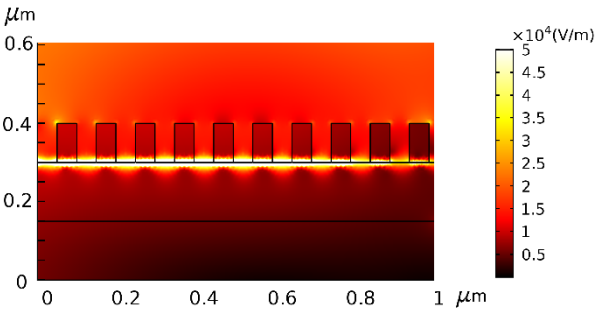
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-02]



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 می‌یابد که با توجه به معادله (۲) قابل توجیه است. بنابراین، به علت ثابت بودن n_{eff} پلاسمون‌های گرافن، با افزایش دوره تناوب توری برای برقراری معادله (۲)، باید طول موج تحریک هم افزایش یابد.



شکل ۵: پروفایل میدان الکتریکی پلاسمون‌های 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 پلاسمون‌های 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 درنظر گرفته شده است.

نتیجه‌گیری

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 می‌کند، می‌تواند همچنین به عنوان یک فیلتر کوک‌پذیر مبتنی بر گرافن به کار رود.

مرجع‌ها

[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.

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-02]

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