



بررسی تاثیر زمان واهلش بر رفتار پلاسمون - پلاریتون ها در نانولایه‌ی گرافنی

فاطمه مولوی وردنجانی | ناصر هاتفی کرگان*

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان

چکیده: پلاسمون - پلاریتون ها باعث جایگزیدگی نور در ناحیه‌ای می‌شوند که ابعاد آن کسری از طول موج نور است. این امر برهم کنش نور با ماده را افزایش می‌دهد که برای کاربردهای حسگری مناسب است. بر این اساس در این مقاله پلاسمون - پلاریتون ها در یک نانولایه‌ی گرافنی در ناحیه طیفی فرورسرخ متوسط بررسی شدند. به دلیل اینکه بردار موج پلاسمون - پلاریتون ها در گرافن خیلی بزرگتر از بردار موج در فضای آزاد است، برای تحریک پلاسمون - پلاریتون ها در گرافن از توری پراش استفاده شد. برای بررسی تاثیر زمان واهلش الکترون ها روی پلاسمون - پلاریتون ها در گرافن زمان واهلش از $\tau = 1 \times 10^{-11}$ s تا $\tau = 1 \times 10^{-14}$ s تغییر داده شد و با حل معادله موج الکترومغناطیسی، تحریک پلاسمون - پلاریتون ها در گرافن شبیه سازی شد. نتایج نشان می‌دهند که با کاهش زمان واهلش جایگزیدگی و شدت پلاسمون - پلاریتون ها در گرافن کاهش می‌یابند ولی تغییر زمان واهلش تاثیری بر دوره‌ی تناوب پلاسمون - پلاریتون ها در گرافن ندارد. همچنین، بررسی طیف بازتاب، عبور و جذب نشان می‌دهد که شدت و محل قله‌های طیف بازتاب محک مناسبی برای برآورد کیفی جایگزیدگی و برآورد کمی طول موج تحریک پلاسمون - پلاریتون ها در گرافن است.

واژگان کلیدی: پلاسمون - پلاریتون، پلاسمون سطحی، گرافن، توری پراش، زمان واهلش.

*n.hatefi@phys.usb.ac.ir

در گرافن بستر مناسبی را برای برهم کنش نور با گرافن ایجاد می‌کند [۳]، چراکه این امر انرژی امواج طول موج بلند را به ابعاد نانو محدود می‌کند که برای تقویت برهم کنش نور با گرافن مناسب است [۴]. بخاطر ویژگی عالی گرافن، افزاره‌های نوری بسیاری بر پایه گرافن توسط گروه‌های تحقیقاتی متفاوت مطالعه شده‌اند که از جمله آن‌ها می‌توان به موجبر [۵، ۶]، پلاریزه کننده‌ی نوار پهن [۷]، مدوله کننده [۸]، سویچ، و گیت منطقی [۹]، آشکارساز [۱۰]، فیلتر [۱۱]، و حسگر [۱۲-۱۴] اشاره کرد.

برای تهیه افزاره‌های گرافنی نیاز به تحریک پلاسمون - پلاریتون ها در گرافن هست. سه نوع متفاوت پلاسمون - پلاریتون ها در گرافن قابل تحریک هستند: پلاسمون - پلاریتون های مدهای موجبری که در یک لایه‌ی گرافنی تحریک

۱- مقدمه

گرافن یک تک لایه از اتم‌های کربن است که این اتم‌ها در یک شبکه لانه زنبوری آرایش یافته‌اند [۱]. این ماده به لحاظ داشتن رسانایی گرمایی بالا، تحرک بالای حامل‌های الکتریکی، آستانه تخریب نوری بالا و ضریب غیر خطی مرتبه سوم بالا نسبت به نیم‌رسانای Si و نیم‌رساناهای گروه III-V عملکرد بهتری از خود نشان می‌دهد. همچنین، پلاسمون - پلاریتون ها در گرافن دارای محدود شدگی بالایی هستند و بخاطر کوک پذیری ضریب گذردهی الکتریکی گرافن، پلاسمون - پلاریتون ها در گرافن کوک‌پذیر هستند که این امر باعث برتری گرافن نسبت به فلزات نجیب می‌شود [۲]. محدود شدگی بالای پلاسمون - پلاریتون ها

$$\sigma(\omega) = \frac{2e^2 k_B T}{\pi \hbar^2} \frac{i}{\omega + i\tau^{-1}} \text{Ln}[2 \cosh(E_F/2k_B T)] + \frac{e^2}{4\hbar} [G(\omega/2) + \frac{2i\omega}{\pi} \int_0^\infty d\omega' \frac{G(\omega'/2) - G(\omega/2)}{\omega^2 - \omega'^2}] \quad (1)$$

در رابطه‌ی (۱) اندازه بار الکتریکی الکترون، T دما بر حسب کلین، ω فرکانس زاویه‌ای، τ زمان واهلش، E_F تراز فرمی، k_B ثابت بولتزمن و \hbar ثابت پلانک کاهیده هست. $G(\omega)$ در رابطه‌ی (۲) نشان داده شده است.

$$G(\omega) = \frac{\sinh(\hbar\omega/k_B T)}{\cosh(E_F/k_B T) + \cosh(\hbar\omega/k_B T)} \quad (2)$$

با بکار بردن رابطه‌ی (۱) در رابطه‌ی (۳) می توان گذردهی الکتریکی نسبی گرافن را محاسبه کرد [۲۰].

$$\varepsilon(\omega) = 2.5 + \frac{i\sigma(\omega)}{\varepsilon_0 \omega t_g} \quad (3)$$

در رابطه‌ی (۳) ضخامت لایه‌ی گرافن و ε_0 گذردهی الکتریکی فضای آزاد است.

شکل ۱، نمودار رسانندگی گرافن به صورت تابعی از طول موج را برای مقادیر متفاوت زمان واهلش نشان می‌دهد که برای حالتی که $E_F = 0.6 \text{ eV}$ است رسم شده است.

همانطوریکه شکل ۱ نشان می‌دهد، قسمت موهمی رسانندگی گرافن در ناحیه کوچکی از طیف طول موجی دارای مقدار منفی و در بقیه طیف طول موجی دارای مقدار مثبت است. در ناحیه طیفی که قسمت موهمی رسانندگی منفی باشد پلاسمون-پلاریتون-های مد TE می‌توانند انتشار یابند و در بقیه طیف طول موجی که قسمت موهمی رسانندگی مثبت است پلاسمون-پلاریتون‌های مد TM می‌توانند انتشار یابند [۲۱]. در فلزات قسمت موهمی رسانندگی همیشه مثبت است و بنابراین در مرز فلز-دی‌الکتریک فقط پلاسمون-پلاریتون‌های مد TM می‌توانند انتشار یابند.

در گستره‌ی طیفی مورد بحث این مقاله، قسمت موهمی رسانندگی گرافن مثبت است. بنابراین، انتشار پلاسمون-پلاریتون‌های مد TM بررسی می‌شود. در یک لایه‌ی گرافن که

می‌شوند، پلاسمون پلاریتون‌های مدهای لبه‌ای که در لبه‌های نوارهای گرافنی تحریک می‌شوند و پلاسمون-پلاریتون‌های مدهای گوشه‌ای که در گوشه‌های نوارهای گرافنی با طول محدود تحریک می‌شوند [۱۵]. تابش مستقیم موج الکترومغناطیسی بر یک لایه‌ی گرافن نمی‌تواند پلاسمون-پلاریتون‌ها را تحریک کند، چراکه بردار موج پلاسمون-پلاریتون‌ها از بردار موج الکترومغناطیسی هم فرکانس خود در فضای آزاد بزرگتر است. بنابراین، جهت تحریک پلاسمون-پلاریتون‌ها در گرافن می‌توان اموج الکترومغناطیسی را با تاباندن بر یک نوک فلزی تیز پراکنده کرد، که امواج پراکنده شده از نوک فلزی می‌توانند پلاسمون-پلاریتون‌ها را تحریک کنند [۱۶]. همچنین، می‌توان با پراشیده کردن امواج الکترومغناطیسی با یک توری پراش [۱۷] و یا با استفاده از هندسه کریچمن [۱۸] این عمل را انجام داد.

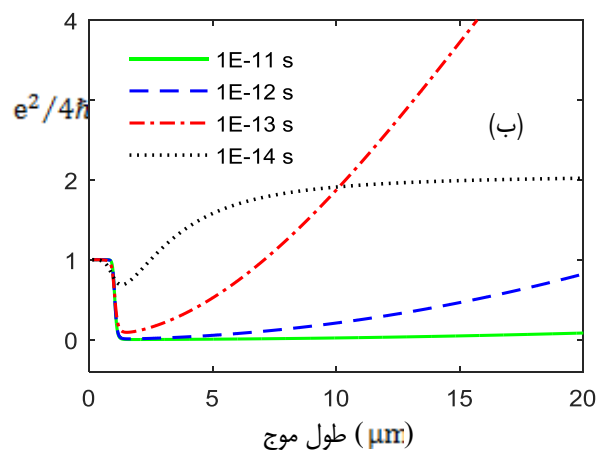
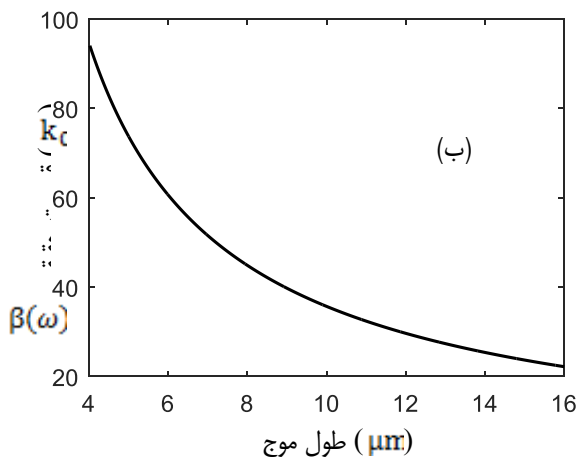
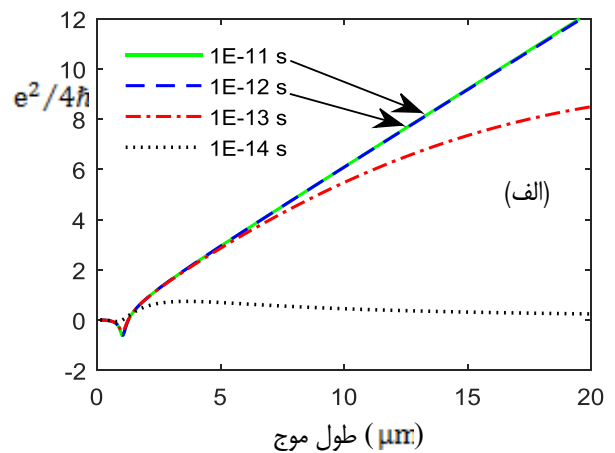
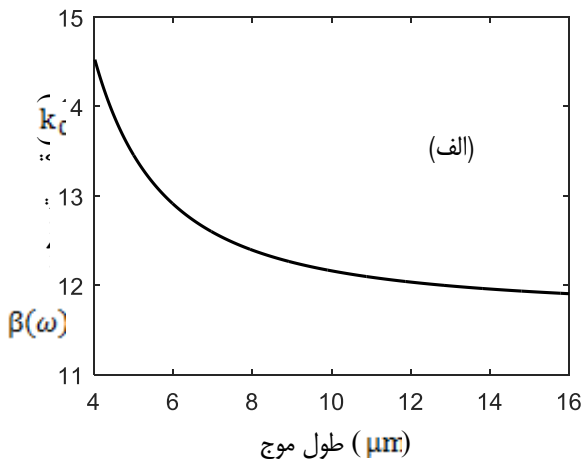
در این مقاله، مطالعه‌ی پلاسمون-پلاریتون‌های مدهای موجبری در ناحیه فرسرخ متوسط مد نظر هست که برای تحریک آن‌ها از روش توری پراش استفاده شده است. کیفیت لایه‌ی گرافن و برهمکنش آن با محیط اطراف باعث پراکندگی الکترون‌ها در لایه‌ی گرافن می‌شود که این امر بر تحریک پلاسمون-پلاریتون‌ها در گرافن تاثیر می‌گذارد. در این مقاله، مشخصات چنین پلاسمون-پلاریتون‌های تحریک شده در گرافن بررسی می‌شوند.

۲- پلاسمون-پلاریتون‌ها در گرافن

نوار ظرفیت و نوار هدایت گرافن در یک نقطه موسوم به نقطه‌ی دیراک به هم می‌رسند. نزدیک نقطه‌ی دیراک وابستگی انرژی الکترونی در نوارها نسبت به بردار موج الکترونی خطی است. این ساختار نواری ویژه گرافن باعث بروز ویژگی الکتریکی و نوری ویژه‌ای در گرافن می‌شود. رسانندگی گرافن، $\sigma(\omega)$ ، را می‌توان با بکار بردن روش تقریب فاز تصادفی (RPA) محاسبه کرد که در رابطه‌ی (۱) نشان داده شده است [۱۹، ۲۰].

روش نیوتن-رافسون بایستی طرفین رابطه‌ی (۴) را در حاصل-ضرب مخرج‌ها ضرب کرد. در شکل ۲ نمودار قسمت حقیقی و موهومی $\beta(\omega)$ به صورت تابعی از طول موج نشان داده شده است.

بین دو لایه‌ی دی‌الکتریک با گذرده‌ی‌های الکتریکی نسبی ϵ_{r1} و ϵ_{r2} قرار دارد، ثابت انتشار پلاسمون-پلاریتون‌های مد TM، $\beta(\omega)$ ، در امتداد موازی سطح گرافن با رابطه‌ی (۴) داده می‌شود [۲۲].



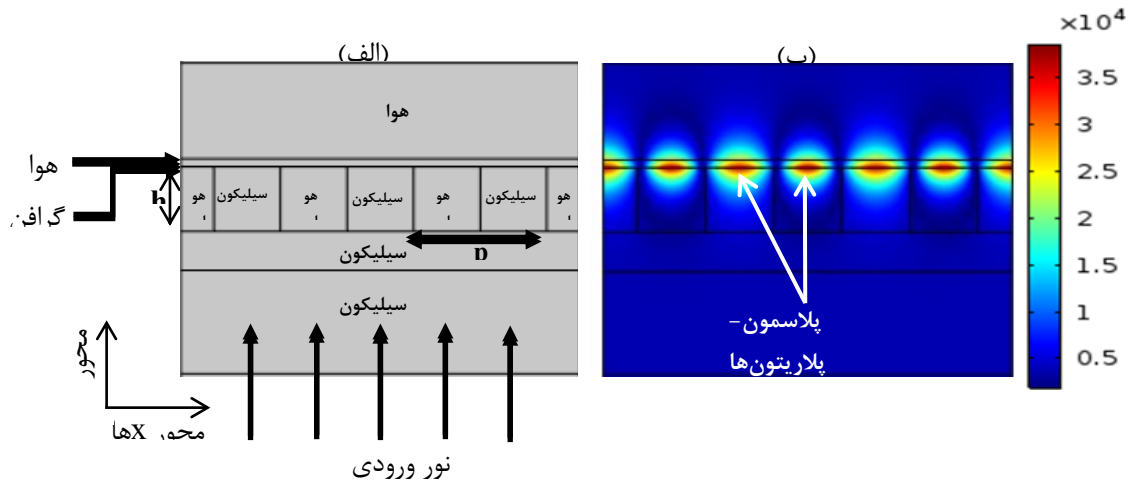
شکل ۲. نمودار تغییر ثابت انتشار پلاسمون-پلاریتون‌ها در گرافن نسبت به طول موج ($E_F = 0.6 \text{ eV}$, $\tau = 1 \times 10^{-13} \text{ s}$): (الف) بخش موهومی ثابت انتشار پلاسمون-پلاریتون‌ها، (ب) بخش حقیقی ثابت انتشار پلاسمون-پلاریتون‌ها. k_0 عدد موج در فضای آزاد است.

شکل ۱. نمودار تغییر رسانندگی گرافن نسبت به طول موج ($E_F = 0.6 \text{ eV}$): (الف) قسمت موهومی رسانندگی گرافن، (ب) قسمت حقیقی رسانندگی گرافن. در هر دو شکل خط ممتد، خط چین، نقطه خط و نقطه چین به ترتیب برای زمان‌های واهلش $\tau = 1 \times 10^{-11} \text{ s}$ ، $\tau = 1 \times 10^{-12} \text{ s}$ ، $\tau = 1 \times 10^{-13} \text{ s}$ و $\tau = 1 \times 10^{-14} \text{ s}$ هستند.

همانطوریکه شکل ۲ نشان می‌دهد، قسمت حقیقی ثابت انتشار پلاسمون-پلاریتون‌ها در گرافن در ناحیه طیفی فروسرخ متوسط خیلی بزرگتر از ثابت انتشار امواج الکترومغناطیسی در فضای آزاد است. بنابراین با روش کریچمن نمی‌توان در ناحیه‌ی طیفی فروسرخ متوسط پلاسمون-پلاریتون‌ها را در گرافن تحریک کرد. به این دلیل، در این مقاله برای تحریک پلاسمون پلاریتون‌ها در گرافن از روش توری پراش استفاده شده است.

$$\frac{\epsilon_{r1}}{\sqrt{\beta(\omega)^2 - \frac{\epsilon_{r1}\omega^2}{c^2}}} + \frac{\epsilon_{r2}}{\sqrt{\beta(\omega)^2 - \frac{\epsilon_{r2}\omega^2}{c^2}}} = -\frac{\sigma(\omega)i}{\omega\epsilon_0} \quad (۴)$$

با بکار بردن روش عددی نیوتن-رافسون، می‌توان $\beta(\omega)$ را با استفاده از رابطه‌ی (۴) بدست آورد. جهت ایجاد همگرایی لازم در



شکل ۳. الف) طرحواره‌ی ساختار شامل توری پراش را نشان می‌دهد که یک لایه‌ی گرافن روی توری پراش نیم‌رسانا (سیلیکون- هوا) قرار دارد. زیرلایه‌ی این ساختار از جنس سیلیکون است. پارامتر h عمق شیارهای توری پراش و پارامتر p دوره‌ی تناوب توری پراش هست، ب) توزیع میدان الکتریکی وقتی که طول موج نور ورودی $\lambda/2$ میکرومتر است؛ که باعث تحریک پلاسمون- پلاریتون‌ها در گرافن شده است.

هستند. شکل ۳-ب، نیمرخ میدان الکتریکی را در طول موجی که پلاسمون- پلاریتون‌ها تحریک شده‌اند نشان می‌دهد.

۴- نتایج حاصل از شبیه‌سازی

شکل ۴-الف، برای حالتی که پلاسمون- پلاریتون‌ها در گرافن تحریک شده‌اند، توزیع اندازه‌ی میدان الکتریکی در لایه‌ی گرافن را در امتداد لایه‌ی گرافن (امتداد محور x ها) نشان می‌دهد. همانطوریکه شکل مذکور نشان می‌دهد، زمان واهلش تأثیری در دوره‌ی تناوب پلاسمون- پلاریتون‌های تحریک شده ندارد، ولی بزرگی میدان الکتریکی با کاهش زمان واهلش کاهش می‌یابد و بالاخره محو می‌شود. کاهش زمان واهلش بیانگر افزایش اتلاف موج الکترومغناطیسی در لایه‌ی گرافن است که این امر باعث اتلاف سریع پلاسمون- پلاریتون‌ها می‌شود و پلاسمون- پلاریتون‌ها تحریک نمی‌شوند. شکل ۴-ب توزیع میدان الکتریکی در امتداد عمود بر لایه‌ی گرافن (امتداد محور y ها) را نشان می‌دهد که بیانگر این موضوع است که میدان الکترومغناطیسی در لایه‌ی گرافن جایگزیده شده و بیشینه مقدار آن در لایه‌ی گرافن است.

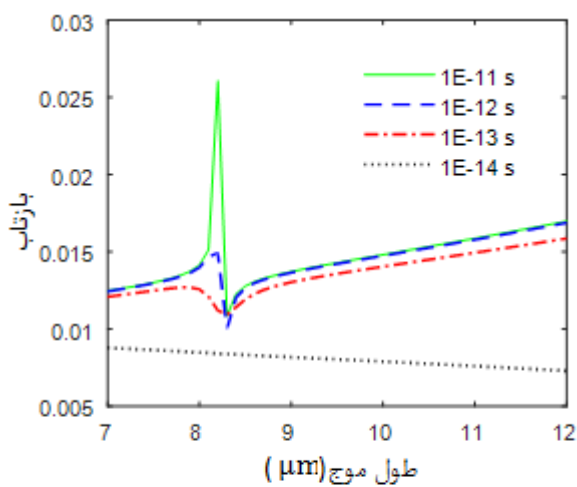
۳- شبیه‌سازی تحریک پلاسمون- پلاریتون‌ها در گرافن

شکل ۳-الف، ساختاری شامل توری پراش را نشان می‌دهد که در این مقاله برای تحریک پلاسمون- پلاریتون‌ها در گرافن استفاده شده است. این ساختار چندلایه روی یک زیرلایه‌ی سیلیکونی قرار گرفته است. یک لایه‌ی گرافن که دارای ضخامت بسیار کوچکی است، $t_g = 0.34 \text{ nm}$ ، بین توری پراش و هوا قرار دارد. عمق شیارهای توری پراش h و دوره‌ی تناوب آن p در نظر گرفته شده‌اند و نور از پایین می‌تابد. این ساختار می‌تواند برای ساخت حسگرهای زیستی استفاده شود. همچنین شاید برای ساخت آشکارسازهای نوری هم مناسب باشد. برای شبیه‌سازی تحریک پلاسمون- پلاریتون‌ها در ساختار مذکور، معادله موج الکترومغناطیسی که در رابطه‌ی (۵) نشان داده شده است، با استفاده از نرم‌افزار کامسول با در نظر گرفتن میدان الکتریکی به صورت $\vec{E}(x,y,z) = \vec{E}(x,y)e^{-ik_z z}$ حل شد.

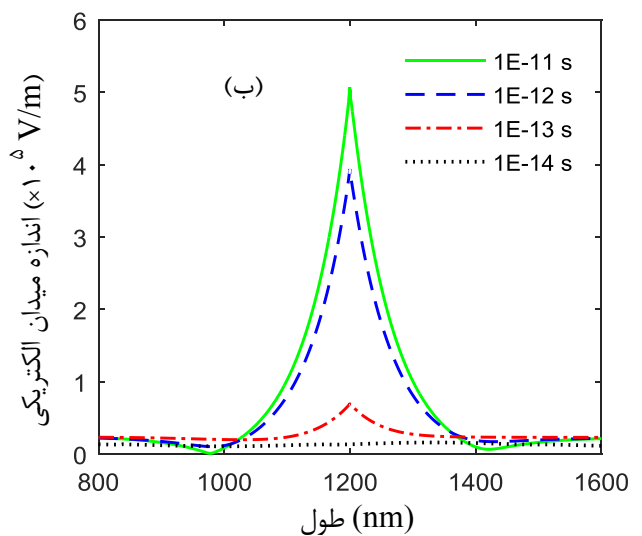
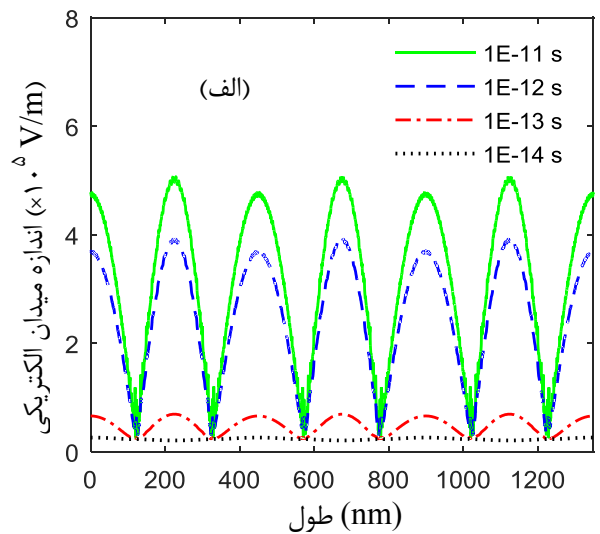
$$\vec{\nabla} \times \mu_r^{-1}(\vec{\nabla} \times \vec{E}) - k_0^2 \left(\epsilon_r - \frac{i\sigma(\omega)}{\omega\epsilon_0} \right) \vec{E} = 0 \quad (5)$$

در رابطه‌ی (۵)، ω فرکانس زاویه‌ای موج الکترومغناطیسی، k_0 عدد موج در فضای آزاد، ϵ_0 گذردهی الکتریکی فضای آزاد، μ_r تراوایی مغناطیسی نسبی محیط، ϵ_r گذردهی الکتریکی نسبی محیط و $\sigma(\omega)$ رسانایی الکتریکی محیط ناشی از حامل‌های آزاد

پلاسمون-پلاریتون‌ها در گرافن با کاهش زمان واهلش است. با کاهش مقدار بازتاب مجموع عبور و جذب مطابق شکل‌های ۶ و ۷ افزایش می‌یابد. بنابراین با مقایسه‌ی شکل‌های ۵-۷ می‌توان دریافت که مطالعه‌ی طیف بازتاب گزینه‌ی مناسبی برای بررسی کیفیت و تحریک پلاسمون-پلاریتون‌ها در این ساختار است. به طوریکه در طول موجی که بازتاب دارای قله باشد، در آنجا پلاسمون-پلاریتون‌ها تحریک می‌شوند و هر چه این قله شدیدتر باشد کیفیت پلاسمون-پلاریتون‌ها از لحاظ شدت و جایگزیدگی بهتر است.



شکل ۵. طیف بازتابی ساختار در ناحیه فروسرخ متوسط: خط ممتد، خط چین، نقطه خط و نقطه چین به ترتیب برای زمان‌های واهلش، $\tau = 1 \times 10^{-13}$ s و $\tau = 1 \times 10^{-14}$ s هستند.



شکل ۴. الف) نمودار توزیع اندازه‌ی میدان الکتریکی در امتداد لایه‌ی گرافن (محور xها)، ب) نمودار توزیع اندازه‌ی میدان الکتریکی در امتداد عمود بر لایه‌ی گرافن (محور yها). در هر دو شکل خط ممتد، خط چین، نقطه خط و نقطه چین به ترتیب برای زمان‌های واهلش $\tau = 1 \times 10^{-11}$ s، $\tau = 1 \times 10^{-12}$ s، $\tau = 1 \times 10^{-13}$ s و $\tau = 1 \times 10^{-14}$ s هستند.

شکل‌های ۵-۷، برای حالتی که دوره‌ی تناوب توری پراش $p = 450 \text{ nm}$ و عمق شیارهای آن $h = 250 \text{ nm}$ هستند، طیف‌های بازتاب، عبور و جذب را نشان می‌دهند. همانطوریکه شکل ۵، نشان می‌دهد بازتاب در طول موج $\lambda = 8.2 \mu\text{m}$ دارای بیشترین مقدار است که این امر بدلیل تحریک پلاسمون-پلاریتون‌ها در این طول موج است. با کاهش زمان واهلش مقدار بازتاب در طول موج $\lambda = 8.2 \mu\text{m}$ کاهش می‌یابد که این امر با توجه به شکل ۴-ب، به دلیل کاهش شدت و جایگزیدگی

۴- نتیجه گیری

در این مقاله پلاسمون-پلاریتون‌های مدهای موجبری در یک نانولایه‌ی گرافنی بررسی شدند. نتایج نشان می‌دهند که بدلیل اینکه بردار موج پلاسمون-پلاریتون‌ها در گرافن در ناحیه طیفی فرسوخ متوسط از بردار موج الکترومغناطیسی هم فرکانس آن در فضای آزاد خیلی بزرگتر است، جهت تحریک پلاسمون-پلاریتون‌ها در گرافن بایستی از توری پراش استفاده کرد. همچنین، نتایج حاکی از آن هستند که با کاهش زمان واهلش شدت و جایگزیدگی پلاسمون-پلاریتون‌ها در گرافن کاهش می‌یابند. تغییر زمان واهلش تاثیری بر دوره‌ی تناوب پلاسمون-پلاریتون‌ها در گرافن ندارد. طیف بازتابی ساختار نشان می‌دهد که محل قله طیف بازتاب، بیانگر طول موجی است که در آن طول موج پلاسمون-پلاریتون‌های گرافن تحریک می‌شوند. هر چه شدت قله بازتاب بیشتر باشد بیانگر شدت بیشتر و جایگزیدگی بهتر پلاسمون-پلاریتون‌های تحریک شده در لایه‌ی گرافن است. بنابراین، محل قله‌های طیف بازتاب محک مناسبی برای برآورد کیفی جایگزیدگی و برآورد کمی طول موج تحریک پلاسمون-پلاریتون‌ها در گرافن است.

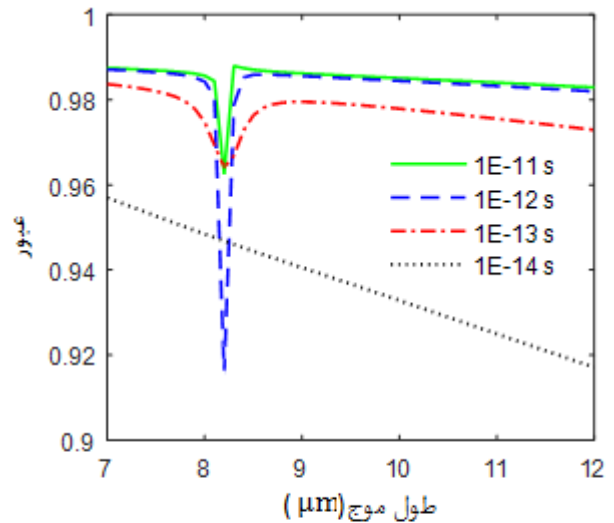
مراجع

[1] A. Hill, S.A. Mikhailov, K. Ziegler, "Dielectric function and plasmons in graphene," EPL, 87, 27005 (1-5), 2009.

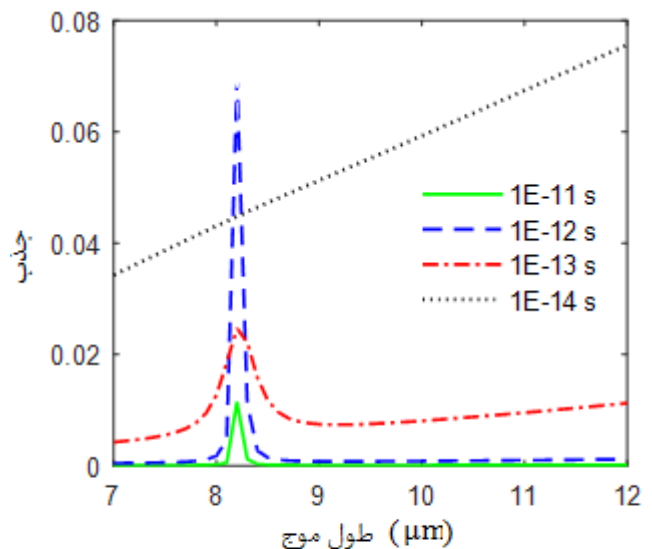
[2] Q. Bao, K.P. Loh, "Graphene photonics, plasmonics, and broadband optoelectronic devices," ACS Nano, 6, 3677-3694, 2012.

[3] D.N. Basov, M.M. Fogler, F.J. García de Abajo, "Polaritons in van der Waals materials," Science, 354, aag1992 (1-8), 2016.

[4] T. Low, A. Chaves, J.D. Caldwell, A. Kumar, N.X. Fang, P. Avouris, T.F. Heinz, F. Guinea, L. Martin-Moreno, F. Koppens, "Polaritons in layered two-dimensional materials," Nature Materials, 16, 182-194, 2017.



شکل ۶. طیف عبوری ساختار در ناحیه فرسوخ متوسط: خط ممتد، خط چین، نقطه خط و نقطه چین به ترتیب برای زمان‌های واهلش $\tau = 1 \times 10^{-13}$ s، $\tau = 1 \times 10^{-12}$ s، $\tau = 1 \times 10^{-11}$ s و $\tau = 1 \times 10^{-14}$ s می‌باشند.



شکل ۷. طیف جذبی ساختار در ناحیه فرسوخ متوسط: خط ممتد، خط چین، نقطه خط و نقطه چین به ترتیب برای زمان‌های واهلش $\tau = 1 \times 10^{-13}$ s، $\tau = 1 \times 10^{-12}$ s، $\tau = 1 \times 10^{-11}$ s و $\tau = 1 \times 10^{-14}$ s هستند.

- [12] J. Zhu, B. Ruan, Q. You, L. Wu, H. Cai, X. Dai, Y. Xiang, "Ultrasensitive terahertz imaging sensors based on the strong coupling of surface phonon polariton and graphene surface plasmon polariton," *IEEE Photonics Journal*, 10, 5900909 (1-10), 2018.
- [13] Y. Xiang, J. Zhu, L. Wu, Q. You, B. Ruan, X. Dai, "Highly sensitive terahertz gas sensor based on surface plasmon resonance with graphene," *IEEE Photonics Journal*, 10, 6800507 (1-7), 2018.
- [14] A. Kumar, A.K. Yadav, A.S. Kushwaha, S. K. Srivastava, "A comparative study among WS₂, MoS₂ and graphene based surface plasmon resonance (SPR) sensor," *Sensors and Actuators Reports*, 2, 100015 (1-12), 2020.
- [15] M.S. Ukhtary, R. Saito, "Surface plasmons in graphene and carbon nanotubes," *Carbon*, 167, 455-474, 2020.
- [16] P. Alonso-González, A.Y. Nikitin, F. Golmar, A. Centeno, A. Pesquera, S. Vélez, J. Chen, G. Navickaite, F. Koppens, A. Zurutuza, F. Casanova, L.E. Hueso, R. Hillenbrand, "Controlling graphene plasmons with resonant metal antennas and spatial conductivity patterns," *Science*, 344, 1369-1373, 2014.
- [17] W. Gao, J. Shu, C. Qiu, Q. Xu, "Excitation of plasmonic waves in graphene by guided-mode resonances," *ACS Nano*, 6, 7806-7813, 2012.
- [18] C.B. Reynolds, M.S. Ukhtary, R. Saito, "Absorption of THz electromagnetic wave in two mono-layers of graphene," *Journal of Physics D: Applied Physics*, 49, 195306 (1-5), 2016.
- [19] N.K. Emani, T.F. Chung, X. Ni, A.V. Kildishev, Y.P. Chen, A. Boltasseva, "Electrically
- [5] J.P. Liu, X. Zhai, L.L. Wang, H.J. Li, F. Xie, Q. Lin, S.X. Xia, "Analysis of mid-infrared surface plasmon modes in a graphene-based cylindrical hybrid waveguide," *Plasmonics*, 11, 703-711, 2016.
- [6] J.P. Liu, X. Zhai, L.L. Wang, H.J. Li, F. Xie, S.X. Xia, X.J. Shang, X. Luo, "Graphene-based long-range SPP hybrid waveguide with ultra-long propagation length in mid-infrared range," *Optics Express*, 24, 5376-5386, 2016.
- [7] Q. Bao, H. Zhang, B. Wang, Z. Ni, C.H.Y.X. Lim, Y. Wang, D. Y. Tang, K.P. Loh, "Broadband graphene polarizer," *Nature Photonics*, 5, 411-415, 2011.
- [8] J. Liu, Z. Khan, C. Wang, H. Zhang, S. Sarjoghian, "Review of graphene modulators from the low to the high figure of merits," *Journal of Physics D: Applied Physics*, 53, 233002 (1-21), 2020.
- [9] M. Yarahmadi, M. K. Moravvej-Farshi, L. Yousefi, "Subwavelength graphene-based plasmonic THz switches and logic gates," *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 5, 725-731, 2015.
- [10] M. Furchi, A. Urich, A. Pospischil, G. Lilley, K. Unterrainer, H. Detz, P. Klang, A.M. Andrews, W. Schrenk, G. Strasser, T. Mueller, "Microcavity-integrated graphene photodetector," *Nano Letters*, 12, 2773-2777, 2012.
- [11] S. Asgari, A. Dolatabady, N. Granpayeh, "Tunable midinfrared wavelength selective structures based on resonator with antisymmetric parallel graphene pair," *Optical Engineering*, 56, 067102 (1-6), 2017.

tunable damping of plasmonic resonances with graphene,” Nano Letters, 12, 5202-5206, 2012.

[20] L.A. Falkovsky, “Optical properties of graphene,” Journal of Physics: Conference Series, 129, 012004 (1-7), 2008.

[21] S.A. Mikhailov, K. Ziegler, “New electromagnetic mode in graphene,” Physical Review Letters, 99, 016803 (1-4), 2007.

[22] M. Jablan, H. Buljan, M. Soljagic, “Plasmonics in graphene at infrared frequencies,” Physical Review B, 80, 245435 (1-7), 2009.



Investigating the effect of relaxation time on the behaviour of plasmon-polaritons in a nanolayer graphene

F. Molavi-Vardanjani, N. Hatefi-Kargan*

Department of physics, Faculty of Science, University of Sistan and Baluchestan, Zahedan

Abstract: Plasmon-polaritons can confine an optical wave to a region with dimensions much smaller than the wavelength of the wave in free space. This increases the interaction of optical radiation with material that is suitable for sensing applications. For this reason, in this paper plasmon-polaritons in a nanolayer graphene at mid infrared spectral wavelengths are investigated. Owing to the large wavenumber of plasmon-polaritons in graphene relative to the wavenumber of an optical wave with the same frequency in free space, diffraction grating is used for exciting plasmon-polaritons in graphene. For investigating the effect of relaxation time on the plasmon-polaritons in graphene, relaxation time was varied from $\tau = 1 \times 10^{-11}$ s to $\tau = 1 \times 10^{-14}$ s and plasmon-polaritons in graphene were simulated by solving electromagnetic wave equation. The results show that while the variation of relaxation time does not affect the period of plasmon-polaritons in graphene, with the decrease of relaxation time confinement and intensity of the plasmon-polaritons in graphene decrease. In addition investigating the reflectance, transmittance and absorption spectra show that the intensity and the location of pick points in the reflection spectra are appropriate for qualitative determination of confinement, and quantitative determination of excitation wavelength of plasmon-polaritons in graphene.

Keywords: Plasmon-polariton, Surface plamon, Graphene, Diffraction grating, Relaxation time