



غیر خطیت تنظیم پذیر در سیستم مزوسکوپیکی حاوی گرافن برای بهبود دوپایداری نوری در محدوده تراهرتز

مرتضی عبداللهی شریف^{۱،۲} | محمد حسین مجلس آرا^{۳*} | بیژن غفاری^۱ | مهدی خداویردی زاده^۲

۱. دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، نارمک، تهران
۲. گروه مهندسی اپتیک و لیزر، دانشگاه صنعتی ارومیه، بند، ارومیه
۳. آزمایشگاه فوتونیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه خوارزمی، مفتح، تهران

چکیده

در این مقاله یک سیستم مزوسکوپیکی مبتنی بر لایه‌های گرافنی معلق در یک دی الکتریک برای بهبود نمایش دوپایداری نوری در محدوده تراهرتز پیشنهاد شده است. ابتدا نشان داده شده است که در سیستم مزبور، غیرخطیت نوری در محدوده تراهرتز نسبت به محدوده مرئی افزایش چشمگیری می‌یابد. همینطور نشان داده شده است که رفتار غیرخطی سیستم با افزایش تعداد لایه‌های معلق نیز افزایش می‌یابد. برای تحلیل این مسائل، ابتدا از نتایج معادله بولتزمان برای تشریح هدایت اپتیک استفاده شده است و سپس با ردگیری موج اپتیک تراهرتز در عبور از لایه‌های گرافنی معلق با استفاده از معادلات ماکسول، نمودار هیسترسیز دوپایداری اپتیک بدست آمده است. نتایج حاکی از تقویت دوپایداری بازای افزایش تعداد لایه‌ها است. بنابراین می‌توان با تغییر تعداد لایه‌ها، غیر خطیت سیستم را تنظیم نمود. همینطور می‌توان با اعمال ولتاژ بایاس بر سیستم بهینه شده، غیرخطیت را بروش الکتریکی تنظیم نمود.

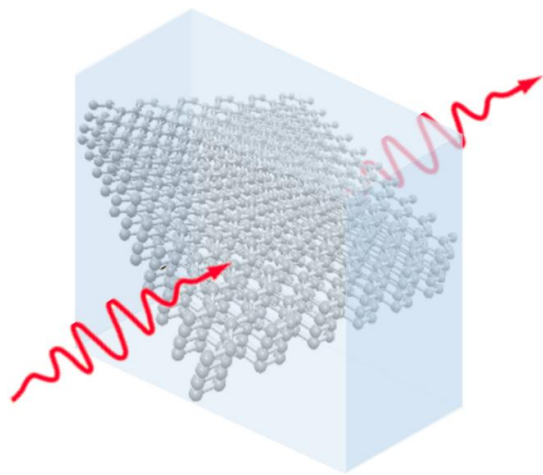
واژگان کلیدی: دوپایداری، گرافن، تراهرتز، هدایت اپتیک.

۱ مقدمه

حدود یک دهه از معرفی گرافن به‌عنوان یک نانو ساختار دو بعدی می‌گذرد. این نانوماده با دارا بودن ساختار تک اتمی، تحرک بالای حاملین بار و انرژی گاف صفر، قابلیت‌هایی چون تنظیم‌پذیری رسانش اپتیک و بروز رفتار غیرخطی نوری

قوی را داراست [۱-۳]. بر این اساس، محققان در جستجوی کاربردهایی چون جذب اشباع پذیر فوق سریع، محدودسازی اپتیک و دوپایداری اپتیک به‌عنوان ساز و کار اصلی سوئیچینگ نوری نتایجی را منتشر کرده‌اند [۴-۷]. همچنین، در محاسبه ضرایب غیرخطی نوری گرافن به روش‌های تجربی و نظری مسجل گردیده است که این نانوساختار، ضریب غیرخطی بالایی دارد که تحت اثر میدان‌های الکترومغناطیس خارجی قابل تغییر است [۸-۹]. بالینحال، تک لایه گرافن به تنهایی برای اهداف سوئیچینگ تمام نوری مناسب نیست (بدلیل ضریب غیرخطی پایین برای تک لایه)؛ از طرف دیگر افزایش تعداد لایه‌های بهم چسبیده نیز تأثیر چندانی در افزایش ضریب غیرخطی ماده نخواهد داشت [۱۰]. از اینرو، محققان با استفاده از لایه نشانی گرافن بر روی بسترهای متفاوت، سعی در حل این مشکل داشته‌اند. در این مورد نیز لایه‌های نازک تهیه شده از سایر مواد، رفتار غیرخطی بهتری از خود نشان داده‌اند [۱۱-۱۰]. در این مقاله، با فرض ساندویچ کردن یک تک لایه گرافن در میان دو محیط دی الکتریک بطور نظری نشان داده شده است که می‌توان تا حد زیادی غیرخطیت مجموعه را افزایش داد. حتی می‌توان با انتخاب مناسب قطبش پرتو فرودی به محیط غیرخطی، تشدید پلاسمون سطحی را نیز بعنوان جنبه‌ای خاص از اثرات غیرخطی گرافن در افزایش مضاعف غیرخطیت آن سهیم نمود. این فرآیند، بخصوص در استفاده از گرافن برای سوئیچینگ نوری در محدوده تراهرتز مؤثر است، زیرا تشدید پلاسمون سطحی تنها در گذارهای فراباند می‌تواند منجر به تقویت اثرات غیرخطی گردد [۱۲]. علیرغم این، برخی محققان بدلیل ضریب جذب بسیار بالای ماده و

پس از عبور، توسط یک فوتودیود شدت آن آشکارسازی می‌شود.



شکل ۱: تصویر شماتیک از سیستم مزوسکوپیکی حاوی لایه های گرافنی معلق

می‌توان با شروع از معادلات ماکسول و در نظر گرفتن شرایط مرزی به مجموعه معادلات (۱) دست یافت [۱۳].

در روابط $(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}, \mathbf{d})$ ، $E_i^{1,II,III}$ و $E_r^{1,II,III}$ میدان‌های الکتریکی فرودی و عبوری و $k_z^{1,II,III} = \sqrt{k_0^2 \varepsilon^{1,II,III} - k_0^2 \varepsilon^1 \sin^2 \theta}$ عدد موج مربوطه در سه ناحیه I (ناحیه‌ای که موج اپتیکی قبل از برخورد به لایه‌های گرافنی طی می‌کند)، II (ناحیه‌ای که موج اپتیکی در خلال برخورد به لایه‌های گرافنی طی می‌کند)، III (ناحیه‌ای که موج اپتیکی پس از عبور از لایه‌های گرافنی طی می‌کند) می‌باشند، بطوریکه $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ و λ_0 طول موج پرتو لیزر در خلأ است.

یا دشواری در تهیه تعداد زیادی از صفحات گرافنی آلایش یافته با تعداد لایه‌های معدود بهم چسبیده که برای فرایند فوق‌الذکر ضروری بنظر می‌رسد، در عمل، حصول نتیجه را برای کاربرد در سوئیچینگ نوری منتفی دانسته‌اند [۱۰]. در این مقاله، با شروع از معادلات ماکسول و ردگیری موج اپتیکی ترانزیت در عبور از لایه‌های گرافنی متوالی معلق در یک محیط دی‌الکتریک، کاهش شدت آستانه پرتو فرودی برای منحنی هیسترسیز دوپایداری نوری به‌زای افزایش تعداد لایه‌ها نتیجه شده است. این به معنای افزایش ضریب شکست غیرخطی است. همینطور نشان داده شده‌است که این غیرخطیت در محدوده ترانزیت با اعمال یک ولتاژ بایاس به سیستم قابل تغییر است. از این مسئله می‌توان برای طراحی سامانه‌های سوئیچینگ نوری در محدوده ترانزیت استفاده نمود. با تکیه بر غیر خطیت تقویت شده، می‌توان مجموعه را در داخل یک تشدیدگر قرار داد. بنابراین، در ادامه با استفاده از معادله شرودینگر غیرخطی نشان داده شده است که سیستم مزوسکوپیکی یاد شده با واقع شدن در یک تشدیدگر فابری پرو می‌تواند موج خروجی آشوبناک را موجب گردد. نتایج این محاسبات در مخابرات نوری مبتنی بر آشوب بسیار کارآمد خواهد بود.

۲ بخش تئوری

سیستم مزوسکوپیکی حاوی لایه‌های گرافن معلق در محیط دی‌الکتریک

در ابتدا فرض می‌کنیم که N لایه از صفحات گرافنی مجزا از هم در یک محیط دی‌الکتریک با ضریب ε معلق شده‌اند که بردار نرمال صفحه هر کدام بصورت تصادفی زاویه‌ای با پرتو اپتیکی می‌سازد. بنابراین می‌توان یک زاویه متوسط در نظر گرفت. وضعیت در شکل ۱ بصورت شماتیک نشان داده شده است. همینطور فرض می‌کنیم که یک پرتو لیزر CW با فرکانس ترانزیت و قطبش TE وارد محیط غیرخطی شده و

$$\sigma_3 = -\frac{9}{8}i \left(\frac{e^2}{\pi \hbar^2} \right) \left(\frac{(ev_F)^2}{E_F \omega^3} \right) \quad (4)$$

در این رابطه e بار تک الکترون، \hbar ثابت پلانک مکسر، $v_F = 1 \times 10^6 \text{ m/s}$ ، انرژی فرمی و ω فرکانس مربوط به پرتو لیزر تراهرتز می‌باشد [۱۴].

همانطوریکه ملاحظه می‌گردد رابطه (۴)، نسبت به انرژی فرمی و بخصوص فرکانس بسیار حساس است. همچنین هدایت غیر خطی بطور مستقیم با پذیرفتاری غیرخطی نوری در ارتباط است. بنابراین انتظار داریم رفتار غیرخطی گرافن در محدوده تراهرتز بشدت افزایش یابد.

حل معادلات (۱) در نهایت یک نمودار هیسترسیز دوپایداری را بدست می‌دهد. برخلاف [۱۵]، معادلات (۱) بازای ۲، ۲۰ و ۲۰۰ لایه متوالی گرافن که در دی الکترونیک با ضریب $d^{II} = 1 \mu\text{m}$ فاصله متوسط و به غوطه ور شده و از هم قرار گرفته‌اند، در محدوده تراهرتز و بازای طول موج $\lambda = 60 \text{ nm}$ حل می‌شوند. نتیجه در شکل (۲) آمده است. مقایسه نمودارهای بدست آمده بدلیل اختلاف مرتبه عددی برای سه حالت در شکل ۲(الف) چندان مقدر نیست اما در مقیاس لگاریتمی (شکل ۲(ب)) چنانچه مشهود است، با افزایش ۱۰ برابری تعداد لایه‌ها در هر مرحله، میدان الکترونیکی فرودی آستانه برای نمایش یک رفتار دوپایداری، ۱ مرتبه عددی کاهش می‌یابد، یعنی خواهیم داشت: $E_{i, \text{monolayer}} = N E_{i, N\text{-layer}}$. در نتیجه شدت پرتو آستانه دو مرتبه عددی کاهش می‌یابد. بنابراین رابطه فوق در توافق با رابطه تجربی زیر است [۱۶]:

$$\chi_{\text{Total}}^{(3)} = N^2 \chi_{\text{monolayer}}^{(3)} \quad (4)$$

رابطه (۴) تصریح می‌کند که پذیرفتاری غیرخطی N لایه گرافنی، با توان دوم تعداد لایه‌ها نسبت به پذیرفتاری غیرخطی تک لایه در ارتباط است. با توجه به نتیجه مشابه که در محدوده نور مرئی کسب شده است [۱۵]، می‌توان انتظار داشت که این نتیجه گیری صرفنظر از طول موج مفروض برای موج اپتیکی فرودی باشد. بدین ترتیب می‌توان، با افزایش تعداد لایه‌های گرافنی که

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{I: } E_i^I = \frac{1}{8} E_T^I \left(1 + \frac{k_z^{II}}{k_z^I} \right) \Theta e^{-ik_z^{II} d^{II}} + \frac{1}{8} E_T^I \left(1 - \frac{k_z^{II}}{k_z^I} \right) (2\Lambda - \Theta) e^{ik_z^{II} d^{II}} \\ \Lambda^I = 2e^{-\frac{ik_z^{II} d^{II}}{2}} \\ \Theta^I = 4e^{-\frac{ik_z^{II} d^{II}}{2}} \frac{\mu_0 \omega}{k_z^{II}} \left(\sigma_0 + \frac{1}{4} \sigma_3 |E_T^I|^2 |\Lambda^I|^2 \right) \Lambda \\ \text{II: } E_T^I = E_T^{II,1}, \quad E_T^{II,i} = E_T^{II,i+1}, \quad i=1,2,\dots,N+1 \\ E_T^{II,j} = \frac{1}{4} E_T^{II,j} \Theta e^{-\frac{ik_z^{II} d^{II}}{2}} \\ \Lambda^{II} = 2e^{-\frac{ik_z^{II} d^{II}}{2}} \\ \Theta^{II} = 4e^{-\frac{ik_z^{II} d^{II}}{2}} \frac{\mu_0 \omega}{k_z^{II}} \left(\sigma_0 + \frac{1}{4} \sigma_3 |E_T^{II}|^2 |\Lambda^{II}|^2 \right) \Lambda \\ \text{III: } E_T^{II,N+1} = E_T^{III} \\ E_T^{III} = \frac{1}{4} E_T^{III} \Theta e^{-\frac{ik_z^{III} d^{III}}{2}} \\ \Lambda^{III} = \left(\frac{k_z^{III}}{k_z^{II}} + 1 \right) e^{-ik_z^{II} d} + \left(1 - \frac{k_z^{III}}{k_z^{II}} \right) e^{ik_z^{II} d} \\ \Theta^{III} = 2 \left(1 + \frac{k_z^{III}}{k_z^{II}} \right) e^{-\frac{ik_z^{III} d^{III}}{2}} \frac{\mu_0 \omega}{k_z^{II}} \left(\sigma_0 + \frac{1}{4} \sigma_3 |E_T^{III}|^2 |\Lambda^{III}|^2 \right) \Lambda \end{array} \right. \quad (1)$$

$\varepsilon^{I,II,III}$ ضریب دی الکترونیک در نواحی قبل بین و بعد از لایه-های دی الکترونیک، θ زاویه فرودی پرتو لیزر به صفحه گرافنی، d^{II} فاصله متوسط بین صفحات متوالی، μ_0 تراوایی مغناطیسی خلأ و $\omega = 2\pi c / \lambda_0$ که در آن c سرعت نور است. σ_0 هدایت سطحی است که بصورت مجموع عبارات هدایت فروباند σ_{inter} و فراباند σ_{intra} نوشته می‌شود:

$$\sigma_{\text{inter}} = \frac{ie^2}{4\pi\hbar} \ln \left| \frac{2E_F - (\omega + i\tau^{-1})\hbar}{2E_F + (\omega + i\tau^{-1})\hbar} \right|, \quad (2)$$

$$\sigma_{\text{intra}} = \frac{ie^2 k_B T}{\pi \hbar^2 (\omega + i/\tau)} \left[\frac{E_F}{k_B T} + 2 \ln \left(e^{\frac{E_F}{k_B T}} + 1 \right) \right]. \quad (3)$$

از طرف دیگر، σ_3 هدایت غیرخطی نانوصفحات گرافنی است که برای گذارهای فراباند در محدوده تراهرتز به صورت رابطه (۴) نوشته می‌شود.

سیستم مزوسکوپیکی در داخل تشدیدگر حل معادله شرودینگر غیرخطی

در این مرحله فرض می‌کنیم که سیستم مزوسکوپیکی حاوی لایه‌های گرافنی معلق در محیط دی الکتریک در داخل یک تشدیدگر فابری پرو قرار گرفته‌است. برای حل مسئله از حل معادله شرودینگر غیرخطی (معادله (۵)) استفاده می‌کنیم [۱۷].

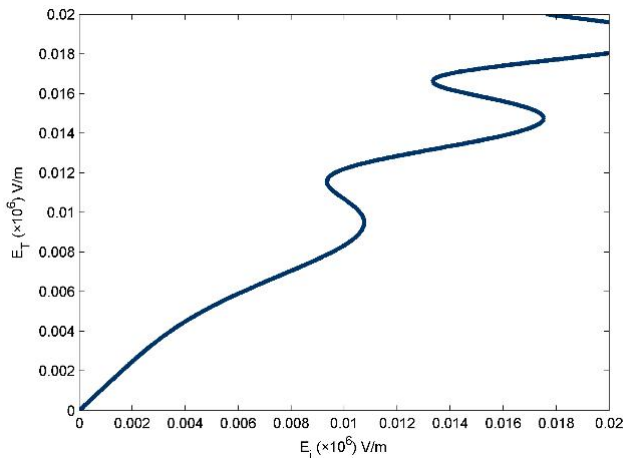
$$i\left(\frac{\partial E}{\partial t} + V\frac{\partial E}{\partial z}\right) + \frac{\omega_0''}{2}\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + \gamma|E|^2 E = 0, \quad (5)$$

در این رابطه E میدان الکتریکی موج انتشاریافته، t زمان، z جهت انتشار، V سرعت گروه، ω_0'' پارامتر پاشندگی و نیز $\gamma = \beta + i\alpha$ است. کمیت‌های α و β توسط روابط (۶) و (۷) به ضریب شکست غیرخطی و ضریب جذب غیرخطی مربوط می‌شوند.

$$\beta = 2k_0cn\epsilon_0n_2V, \quad (6)$$

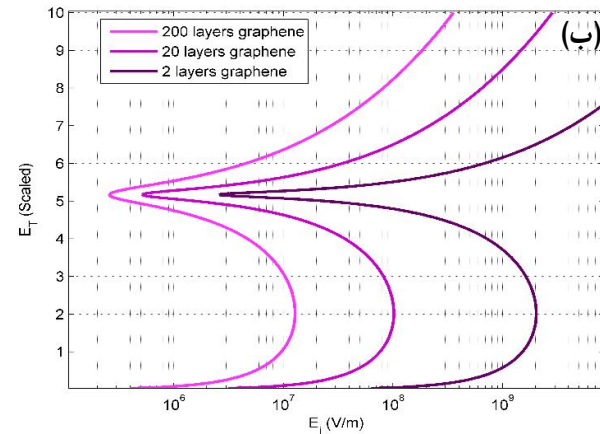
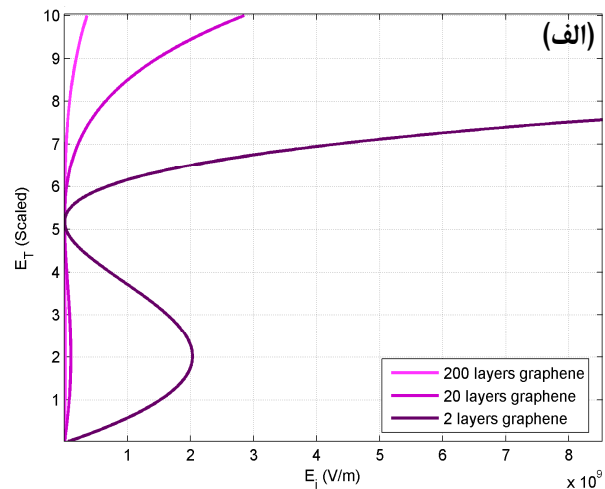
$$\alpha = 4cn\epsilon_0\alpha_T V, \quad (7)$$

در این روابط n ضریب شکست خطی است. در ابتدا تنها به دنبال جوابهای پایا هستیم (میدان الکتریکی مستقل از زمان)؛ نتیجه مطابق با شکل (۳) خواهد بود.



شکل ۳: دوپایداری اپتیکی ناشی از اثر تشدیدگر

توسط یک تیغه دی الکتریک از هم فاصله گرفته‌اند، مجدداً غیرخطیت سیستم را افزایش داد. با اینحال، نتایج حل معادلات برای لایه‌های غوطه ور در محیط دی الکتریک نشان می‌دهد که نمودار دوپایداری در محدوده تراهرتز برای طول موج $\lambda = 60 \mu\text{m}$ ، حداقل ۸ مرتبه عددی وابستگی کمتری به شدت موج اپتیکی فرودی در مقایسه با وضعیت مشابه در طول موج مرئی 532 nm خواهد داشت [۱۵]. این به معنای کاهش مصرف انرژی است.



شکل ۴: دوپایداری اپتیکی ناشی ۲، ۲۰، ۲۰۰ لایه اپتیکی

برای تعداد ۲۰۰ لایه گرافنی معلق و شدت پرتو لیزری بالاتر از حد آستانه منجر به خروجی آشوبناک خواهد شد.

۳ نتایج و بحث

با استفاده از تکنیک غوطه ورسازی لایه‌های گرافنی در داخل یک محیط دی‌الکتریک می‌توان در محدوده ترهترتزر غیرخطیت را افزایش داد. این افزایش در مقایسه با محدوده نور مرئی، بیشتر بوده و برای شدتهای پرتو لیزر با چندین مرتبه عددی پایین‌تر حاصل می‌شود. دلیل این مسئله، وابستگی معکوس هدایت غیرخطی اپتیکی (معادله (۴)) به توان سوم فرکانس پرتو لیزر است. پیامد این مسئله بخصوص در ملاحظات مصرف انرژی در مخابرات نوری ترهترتزر حائز اهمیت است. نکته قابل توجه دیگر اینست که برخلاف محدوده مرئی، هدایت غیرخطی در محدوده ترهترتزر بصورت معکوس به تراز انرژی فرمی (E_F) وابسته است. این بدان معناست که در یک نمونه گرافن آلایش یافته جزئی، امکان تنظیم مقدار هدایت اپتیکی با اعمال ولتاژ و معادل آن توسط اعمال یک میدان الکتریکی خارجی ممکن خواهد شد. همینطور سیستم مزوسکوپیکی پیشنهاد شده، با تکیه بر غیرخطیت شدید قابل حصول، می‌تواند مرتبه ولتاژ مورد نیاز اعمالی را تا حد بسیار زیادی (قابل مقایسه با ولتاژ مورد نیاز برای گذارهای فراباند به اندازه سطح تراز انرژی فرمی) کاهش دهد. در کاربردهای مدولاسیون نوری و سوئیچینگ نوری می‌توان از این واقعیت برای طراحی و ساخت ادوات فوتونیکی مربوطه استفاده کرد.

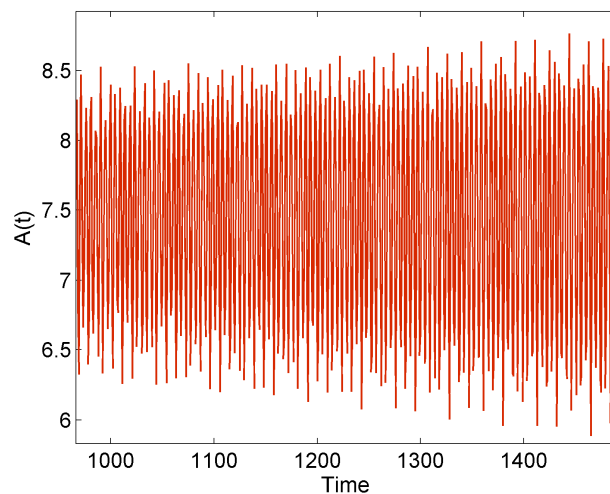
۴ نتیجه گیری

در این مقاله، یک سیستم مزوسکوپیکی متشکل از N لایه گرافنی غوطه ور در دی‌الکتریک برای بهبود دوپایداری نوری پیشنهاد شده‌است. در محدوده ترهترتزر نشان داده شده‌است که غیرخطیت لازم برای نمایش دوپایداری نسبت به محدوده نور مرئی افزایشی چندین مرتبه‌ای دارد و در نتیجه نمایش دوپایداری و چندپایداری بازای شدتهای پایین‌تر پرتو لیزر حاصل خواهد شد. همینطور در طراحی و ساخت ادوات فوتونیکی مبتنی بر سوئیچینگ الکترواپتیکی و مدولاسیون

در این جواب، براساس مقادیر تجربی بدست آمده برای ضریب شکست و جذب غیرخطی، عمق بازخورد ۰٫۲ و طول محیط غیرخطی ۳ میلی‌متر فرض شده است. کاملاً واضح است که میدان الکتریکی آستانه برای دوپایداری اپتیکی، در مقایسه با شکل (۱-ج) بیشتر کاهش یافته است. بنابراین، اثر تشدید غیرخطیت سیستم را بیش از پیش افزایش داده است. علاوه بر این، چند پایداری اپتیکی نیز در نتیجه این اثر حاصل گردیده است. در مرحله بعد با حل عددی معادله (۵)، جوابهای ناپایدار را بدست می‌آوریم. شرط حصول جوابهای ناپایدار برقراری نامساوی (۸) است [۱۷].

$$\gamma |E_i|^2 > V^2 / 2\omega_0'' + \omega, \quad (8)$$

تعداد لایه‌ها را ۲۰۰ عدد فرض می‌کنیم و در نتیجه طبق رابطه (۴)، ضریب غیرخطی γ در نامساوی (۸) مقدار نسبتاً زیادی است. با اینحال بنا بر نامساوی (۸)، شدت پرتو لیزر باید از یک حد آستانه بیشتر باشد. شکل ۴، تحولات زمانی مربوط به انتشار پرتو لیزری با شدت $2.5 \times 10^7 \text{ W/m}^2$ و عمق بازخورد ۰٫۶ را نشان می‌دهد.



شکل ۴: ناپایداری مدولاسیون منجر به آشوب

منحنی شکل ۴ در واقع مربوط به یک وضعیت ناپایداری مدولاسیون منجر به آشوب است. بعنوان نتیجه، اثر تشدید

الکترواپتیکی، در محدوده تراهرتز می‌توان ولتاژ کاری لازم را با استفاده از سیستم پیشنهاد شده تا مرتبه کمتر از یک ولت کاهش داد.

مراجع

- [1] X. Zhao, Z. Liu, W. Yan, Y. Wu, X. Zhang, Y. Chen and J. Tian, "Ultrafast carrier dynamics and saturable absorption of solution-processable few-layered graphene oxide," *Appl. Phys. Lett.* Vol. 98, No. 12, p. 121905, 2011.
- [2] K. I. Bolotin, K. Sikes, Z. Jiang, M. Klima, G. Fudenberg, J. Hone, P. Kim, and H. Stormer, "Ultra-high electron mobility in suspended graphene," *Solid State Commun.* Vol. 146, No. 9-10, pp. 351-355, 2008.
- [3] A. R. Wright, X. G. Xu, J. C. Cao, and C. Zhang, "Strong nonlinear optical response of graphene in the terahertz regime," *APP. PHYS. LETT.*, Vol. 95, No. 7, p. 072101, 2009.
- [4] F. Bonaccorso, Z. Sun, T. Hasan and A. C. Ferrari, "Graphene photonics and optoelectronics," *Nature. Photon.* Vol. 4, pp. 611-622, 2010.
- [5] N. Liaros, P. Aloukos, A. Kolokithas-Ntoukas, A. Bakandritsos, T. Szabo, R. Zboril, and S. Couris, "Nonlinear Optical Properties and Broadband Optical Power Limiting Action of Graphene Oxide Colloids," *J. Phys. Chem. C.* Vol. 117, No. 13, pp. 6842-6850, 2013.
- [6] N. Mattiucci, M.J. Bloemer, and G. D'Aguanno, "All-optical bistability and switching near the Dirac point of a 2-D photonic crystal," *Opt. Express.* Vol. 21, No. 10, pp. 11862-11868, 2013.
- [7] T. Gu, J.F. McMillan, N.W. Petrone, A. van der Zande, J.C. Hone, M. Yu, G. Lo, D. Kwong, C.W. Wong, "Optical bistability and free carrier dynamics in graphene-silicon photonic crystal cavities," *Opt Commun.* Vol. 314, pp. 23-27, 2014.
- [8] S.H. Asadpour, H.R. Hamedi and H.R. Soleimani, "Slow light propagation and bistable switching in a graphene under an external magnetic field," *Laser Phys. Lett.* Vol. 12, No. 4, p. 045202, 2015.
- [9] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S.V. Dubonos, I.V. Grigorieva, and A.A. Firsov, "Electric field effect in atomically thin carbon films," *Sci.* Vol. 306, No. 5696, pp. 666-669, 2004.
- [10] J. B. Khurgin, "Graphene—A rather ordinary nonlinear optical material," *Appl. Phys. Lett.* Vol. 104, p. 161116, 2014.
- [11] C. Horvath, D. Bachman, and V. Van, "Thermal Nonlinearity and Optical Bistability in a Graphene Silicon Waveguide Resonator," *CLEO-PR.* Vol. 978, p. MM2_3, 2013.
- [12] X. Yao, M. Tokman, and A. Belyanin, "Efficient Nonlinear Generation of THz Plasmons in Graphene and Topological



Insulators,” Phys. Rev. Lett. Vol. 112, p. 055501, 2014.

[13] X. Dai, L. Jiang, and Y. Xiang, “Tunable optical bistability of dielectric/nonlinear graphene/dielectric heterostructures,” Opt. Express. Vol. 23, No. 5, pp. 6497-6508, 2015.

[14] E. Hendry, P. J. Hale, J. Moger, and A. K. Savchenko, “Coherent Nonlinear Optical Response of Graphene,” Phys. Rev. Lett. Vol. 105, p. 097401, 2010.

[15] M.A. Sharifa, M.H. Majles Ara, B. Ghafary, S. Salmani, S. Mohajer, “Experimental observation of low threshold optical bistability in exfoliated graphene with low oxidation degree,” Optical Materials. Vol. 53, pp. 80-86. 2016.

[16] Q. Bao, J. Chen, Y. Xiang, K. Zhang, S. Li, X. Jiang, Q. Xu, K. Ping Loh, and T. Venkatesan, “Graphene Nanobubbles: A New Optical Nonlinear Material,” Advanced Optical Materials, Vol. 3, No. 6, pp. 744-749, 2015.

[17] M.A. Sharif, B. Ghafary, and M.H. Majles Ara, “Temporal dynamics of optical bistability and modulation instability in colloidal nanoparticles,” J. Nanophoton. Vol. 9, No. 1, p. 093047. 2015.

Tunable Nonlinear Optical Mesoscopic System Containing Graphene, Optimization of Optical Bistability in THz Frequency

A.Sharif^{1,3}, M.H. Majles Ara^{*2}, B. Ghaffary¹, M. Khhodavirdizadeh³

¹ Photonics Lab., School of Physics, Iran University of Science & Technology, Narmak, Tehran, Iran, 3- Optics & Laser Engineering group, Faculty of Electrical Engineering, Urmia University of Technology, Band road, Urmia.

² Photonics Lab., Kharazmi University, Department of Physics, Mofatteh, Tehran.

³ Optics & Laser Engineering group, Urmia University of Technology, Band road, Urmia.

Abstract

In this paper, a mesoscopic-scaled system is proposed based on the embedded graphene layers inside a dielectric medium in order to improve the presentation of optical bistability in THz range. It is firstly shown that the nonlinearity is considerably enhanced in comparison to the visible range. It is also shown that the nonlinear behavior can be increased by increasing the number of graphene layers. For the purpose of analyzing these issues, we use Boltzmann equation to describe the optical conductivity. Then, THz light wave is traced through the embedded graphene layers via Maxwell equations. This yields the optical bistability hysteresis. The results show that the optical bistability is enhanced with increasing the number of graphene layers. The important issue in THz range is the tunability of nonlinearity with an external bias voltage.

Keywords

Optical Bistability, Chaos, Graphene, Terahertz.