کلیدزنی تمام‌نوری موج پیوسته در مزدوج موازی گرافنی براساس اثر غیرخطی کر

طیبه بیدبرگ، محسن حاتمی

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز

چکیده – در این مقاله ابتدا معادلات حاکم بر انتشار موج را با استفاده از نظریه اختلال مرتبه‌ی اول در یک مزدوج موازی غیرخطی گرافنی به دست آورده و با شبیه سازی انتشار موج در آن نشان داده‌ایم که می‌توان به یک کلیدزنی تمام‌نوری با توان ۷-۳میکروووات بر میلی‌متر برای طول ۱.۲ میکرومتر دست یافت.در محاسبات فرض شده که اثرهای غیرخطی و هر لایه گرافن از مزدوج موازی به عنوان یک اختلال بر روی لایه دیگر اثر کرده ولی بر روی مد انتشاری هر لایه اثر ندارد.

کلید واژه- طول انتقال،اثرغیرخطی کر،کلیدزنی تمام‌نوری،گرافن.

All Optical CW Switching in Graphene Directional Coupler Based on Nonlinear Kerr Effect

Tayebeh Bidbarg, Mohsen Hatami

Department of Physics, Shiraz University of Tecnology,Shiraz

Abstract- In this paper first we derive equation of CW wave propagation in graphene nonlinear directional coupler by using first order perturbation theory. By simulation of the wave propagation we have shown that it can be reached to an all optical self-switch within .3-7μWatt/mm at the length of 1.2μm. In this calculation it is supposed that the nonlinear effects and each graphene layer has affected as perturbation on the other layer but have no effect on each layer.

Keywords: Transfer length, Nonlinear Kerr effect, All Optical Switching, Graphene.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-06]

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

۱- مقدمه

گرافن یک ساختار لانه زنبوری با پهنای یک اتم است که اولین بار در سال ۲۰۰۴ به روش مکانیکی از گرافیت جدا شده است[۱]. ویژگی‌های منحصر به فرد آن، مانند رسانندگی الکتریکی، رسانندگی گرمایی، چگالی بالا و استحکام مکانیکی بالا باعث شده که توجه زیادی را به خود جلب کند. ویژگی‌های مذکور باعث شده که گرافن در ترازیستورها ، نیمه‌هادی‌ها و ... کاربرد داشته باشد[۲و۳]. در این‌جا معادلات حاکم بر انتشار موج را برای دولایه گرافن بدست می‌آوریم. و در نهایت به شبیه-سازی انتشار موج پرداخته و کلید زنی تمام نوری را بررسی کرده، که کلیدزنی نوری یک عمل اساسی درشبکه‌های مخابراتی و سیستم پردازش سیگنال است. و توان کلید زنی و طول لازم برای آن را بدست می‌آوریم.

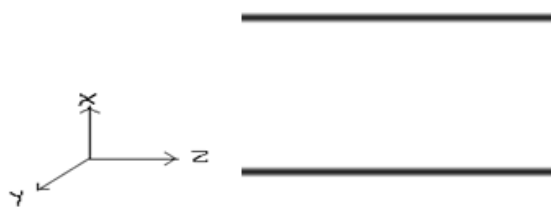
۲- محاسبات ریاضی

دولایه گرافن را مطابق شکل (۱) در $x=\pm\frac{d}{2}$ در نظر می‌گیریم که اطراف آنها ماده‌ی دی الکتریک همگن با ضریب گذردهی ε فرا گرفته است. با در نظر گرفتن مد TM و میدان زمانی هارمونیک $\exp(-i\omega t)$ معادلات ماکسول به شکل زیر نوشته می‌شود:

$$\nabla\times\tilde{E}=-\frac{\partial\tilde{B}}{\partial t}=i\omega\mu\tilde{H} \qquad (۱)$$

$$\vec{\nabla}\times\tilde{H}=-i\omega\varepsilon\tilde{E}+\delta\left(x\mp\frac{d}{2}\right)\tilde{J} \qquad (۲)$$

$$+\delta\left(x\mp\frac{d}{2}\right)\tilde{J}$$



شکل ۱: یک مزدوج موازی غیرخطی گرافنی که از دو لایه گرافن تشکیل شده است. لایه پایینی لایه‌ی (۱) و لایه‌ی بالایی لایه‌ی (۲)

به ترتیب در $x=-\frac{d}{2}$ و $x=+\frac{d}{2}$ قرار دارند[۳].

ω فرکانس زاویه‌ایی و $\tilde{J}_{2,1}$ چگالی جریان القایی لایه‌های گرافن است. در حالت خطی جریان القا شده را طبق رابطه‌ی $\overrightarrow{J_{2,1}}=\sigma\tilde{E}_{2,1\tau}$ در نظر می‌گیریم که در آن $\sigma=\sigma^{(R)}+i\sigma^{(I)}$ رسانش خطی گرافن است[۴].

با استفاده از معادلات ماکسول معادلات میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی برای اطراف تک لایه گرافن بدست می‌آوریم و با اعمال شرایط مرزی و جایگذاری $k=k_0\sqrt{(\beta/k_0)^2-\varepsilon/\varepsilon_0}$ به رابطه پاشندگی زیر می-رسیم:

$$\beta=k\sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon}+\left(\frac{2\varepsilon\omega}{k\sigma}\right)} \qquad (۳)$$

در حالت غیرخطی جریان القایی بصورت زیر در نظر می-گیریم:

$$\overrightarrow{J}=\hat{\sigma}\tilde{E}=(\sigma+\sigma\left|\tilde{E}\right|)\tilde{E} \qquad (۴)$$

که σ و σ^{NL} به ترتیب به صورت زیر هستند[۴]:

$$i\frac{\sigma}{\pi}=\left[\frac{4|\mu|}{\hbar\omega+i\Gamma}-\varsigma\left(\hbar\omega+i\Gamma\right)\right] \qquad (۵)$$

$$\sigma=\frac{6I}{\varepsilon c}\sigma(\omega,\omega,-\omega) \qquad (۶)$$

که $\sigma(\omega,\omega,-\omega)$ اثر غیرخطی کر است.و تابع $\varsigma(\theta)$ در $\vartheta=\vartheta+i\vartheta$ بصورت زیر تعریف می‌شود[5]:

$$\varsigma(\theta)=\ln\left|\frac{2\mu+\vartheta}{2\mu-\vartheta}\right|+i\left(\pi+\arctan\frac{\vartheta-2\mu}{\vartheta}-\right.$$

$$\left.\arctan\frac{\vartheta+2\mu}{\vartheta}\right) \qquad (۷)$$

از معادلات ۱ و ۲ شروع می‌کنیم و با انجام عملیات ریاضی به معادله زیر می‌رسیم:

$$\nabla\vec{H}+\omega\varepsilon\mu\vec{H}-\frac{i\hat{\sigma}}{\omega\varepsilon}\delta(x\mp\frac{d}{2})\frac{\partial\vec{H}}{\partial x}$$

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

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-06]

$$-\frac{i\hat{\sigma}}{\omega\varepsilon}\dot{\delta}(x\mp\frac{d}{2})\frac{\partial\vec{H}}{\partial x}-\frac{i\sigma}{\omega\varepsilon}\delta(x\mp\frac{d}{2})\frac{\partial\vec{H}}{\partial x}$$

$$-\frac{i\sigma}{\omega\varepsilon}\dot{\delta}(x\mp\frac{d}{2})\frac{\partial\vec{H}}{\partial x}=0 \qquad (۸)$$

مؤلفه‌ی میدان مغناطیسی به صورت زیر در نظر می‌گیریم[6]:

$$\tilde{H}(r,\omega-\omega)=h(x)\tilde{C}(z,\omega-\omega)\exp(i\beta z) \qquad (۹)$$

$\tilde{C}(z,\omega-\omega_0)$ تابع کندتغییری از z و $h_{2,1}(x)=\pm\exp\left(-k\left|x\mp\frac{d}{2}\right|\right)$ هست. با قرار دادن معادله ۹در معادله ۸ و با استفاده از جداسازی متغیرها به معادله زیر می‌رسیم:

$$\frac{d\,h(x)}{dx}+$$

$$\left(\omega\varepsilon\mu-\tilde{\beta}-\frac{i\hat{\sigma}}{\omega\varepsilon}\dot{\delta}(x\mp\frac{d}{2})\frac{\partial}{\partial x}\right)h(x)=0 \qquad (۱۰)$$

$$2i\beta\frac{\partial\tilde{C}}{\partial z}+(\tilde{\beta}-\beta)\tilde{C}=\left(\frac{k\sigma}{\omega\varepsilon}\exp(-kd)\right)\tilde{C} \qquad (۱۱)$$

در اینجا $Q=\frac{\sigma^{(I)}k^3}{2\omega\varepsilon\beta}\exp(-kd)$ ضریب جفت‌شدگی است. $\tilde{\beta}(\omega)$، بیانگر عدد موج در موجبر غیرخطی می‌باشد و از رابطه $\tilde{\beta}(\omega)=\beta(\omega)+\Delta\beta(\omega)$ به دست می‌آید. $\Delta\beta(\omega)$ میزان اختلال عدد موج در اثر تأثیرات غیرخطی می‌باشد که به‌صورت زیر محاسبه می‌شود[۶]:

$$\Delta\beta=\frac{ik}{2\varepsilon\omega\beta}\left[\sigma+\frac{\sigma|k|\left|\tilde{C}\right|}{(\omega\varepsilon)}\right] \qquad (۱۲)$$

با استفاده از تقریب $\tilde{\beta}^2-{\beta_0}^2\approx 2\beta_0\left(\tilde{\beta}-\beta_0\right)$ و بسط تیلور $\beta(\omega)=\beta_0+(\omega-\omega_0)\beta_1+\ldots$ در معادله ۱۰و انتقال فوریه از محدوده‌ی بسامدی به محدوده‌ی زمان،این معادله را به محدوده‌ی زمان می‌بریم و به صورت زیر تبدیل می‌شود:

$$i\frac{\partial C}{\partial z}+i\beta\frac{\partial C}{\partial t}-\frac{\beta}{2}\frac{\partial C}{\partial t}-\frac{i}{6}\beta\frac{\partial C}{\partial t}+\frac{i}{2}\alpha C$$
$$+g(\omega)|C|C-QC=0 \qquad (۱۳)$$

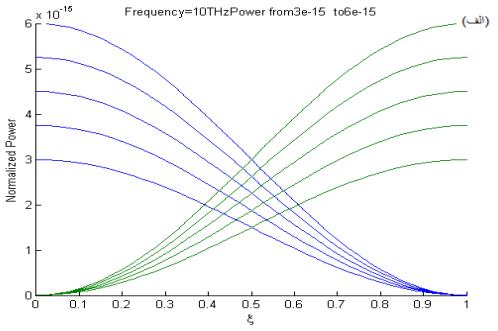
هدف ما در این مقاله بررسی معادلات کوپل شده در حالت موج پیوسته غیرخطی (cw) است. در نتیجه از مشتقات زمانی در معادله (۱۳)صرف‌نظر می‌کنیم و با تغییر متغیرهای $\xi=\frac{z}{L}$، $Q=\frac{\pi}{2L}$ و $L=\frac{\beta}{2P\gamma k\varepsilon\omega}$، معادلات حاکم بر انتشار موج در لایه‌ی پایین و بالا به صورت زیر به دست می‌آیند:

$$\frac{\partial U}{\partial\xi}=-\frac{1}{2}\alpha LU+i\frac{L}{L}|U|U-i\frac{\pi}{2}U \qquad (۱۴)$$

که در آن $\alpha=\frac{k\sigma}{\omega\varepsilon\beta}$ ضریب جذب غیرخطی است.

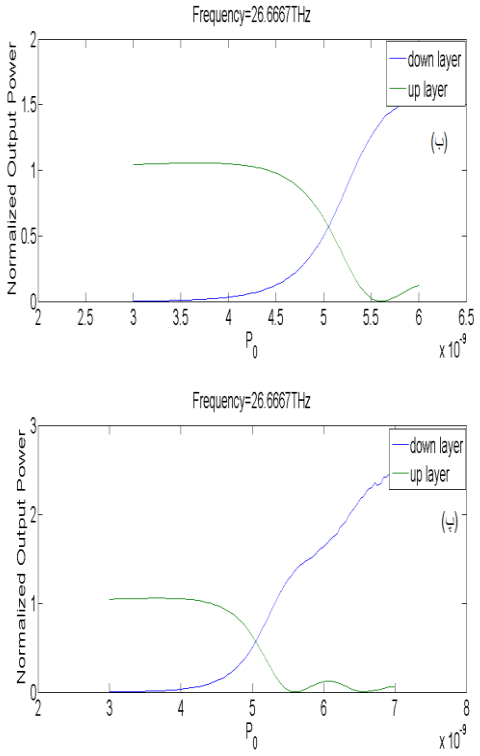
۳-شبیه سازی

با استفاده از معادله (۱۴) انتشار موج را در موجبرهای گرافنی به کمک نرم‌افزار متلب، بررسی می‌کنیم. شکل ۲ (الف) توان انتشاری در طول مزدوج موازی گرافنی به ازای توان ورودی ۳ میکروواط بر میلی‌متر در لایه بالا و پایین نشان می‌دهد. به ازای توان کم به خاطر جفت شدگی خطی خروجی از لایه پایین انجام می‌شود. شکل ۲ (ب) و (پ) توان خروجی بر حسب توان ورودی به ترتیب در توان های ۳-۶ و۳-۷ میکروواط بر میلی‌متر و فرکانس ۲۶.۶۶۶۷ تراهرتز رسم شده است. که با زیاد شدن توان ، نقطه بحرانی و نقطه سوئیچ‌زنی نیز افزایش می‌یابد.در توان‌های بالا خروجی از پایین داریم و با کاهش توان خروجی از بالا داریم.



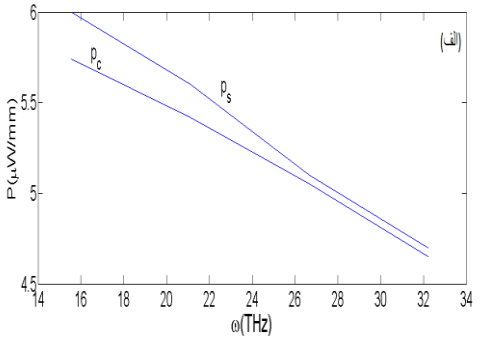
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

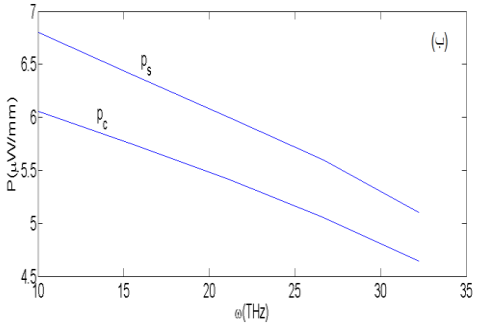
[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-06]



شکل۲: (الف) توان انتشاری در طول مزدوج موازی، (ب) توان خروجی برحسب توان ورودی در توان ۳-۶ میکروووات بر میلی‌متر و (پ) توان خروجی بر حسب توان ورودی در توان ۳-۷ میکروووات بر میلی‌متر نشان می‌دهد.

شکل ۳ (الف) و (ب) به ترتیب توان بحرانی و توان سوئیچینگ برحسب فرکانس در توان ورودی ۳-۶ میکرو-وات بر میلی‌متر رسم شده است و قسمت (پ)و (ت) نیز به ترتیب توان بحرانی و توان سوئیچینگ در توان ورودی ۳-۷ میکروووات بر میلی‌متر نشان می‌دهد. همان طور که در شکل ۳ دیده می‌شود با افزایش توان ورودی توان بحرانی و توان سوئیچینگ افزایش می‌یابد





شکل۳: قسمت (الف)و(ب)به ترتیب توان بحرانی و توان سوئیچینگ در توان ورودی ۳-۶ میکروووات بر میلی‌متر و (پ)و(ت) به ترتیب توان بحرانی و توان سوئیچینگ در توان ورودی ۳-۷ میکروووات بر میلی‌متر نشان می‌دهد.

۴- نتیجه‌گیری

به علت اهمیت گرافن ابتدا با استفاده از نظریه‌ی اختلال مرتبه اول و در نظر گرفتن اثر غیرخطی کر معادلات حاکم بر انتشار موج در یک مزدوج موازی گرافنی بدست آورده‌ایم و با شبیه سازی معادله‌ی انتشار موج با توجه به توان کم در حد ۳-۷میکرو و طول ۱.۲میکرومتر برای کلیدزنی در مزدوج موازی گرافنی برای بررسی مدارهای مجتمع تمام نوری دست یافته‌ایم. در مقایسه با کلیدزنی فیبر ابعاد فوق‌العاده کوچک می‌شود و انرژی مورد نیاز کاهش می‌یابد.

مراجع

[1] K. S. Novoselov , A. K. Geim, “Electric field effect in atomically thin carbon films”, Science, Vol. 306, No. 5696, pp. 666-669, 2004.

[2] C. Soldano , A. Mahmood, “Production, properties and potential of graphene”, *Carbon*, Vol. **48**, No. 8, pp. 2127-2150, 2010.

[3] D. A. Smirnova , A. V. Gorbach, “Nonlinear switching with a graphene coupler”, Physical Review B,Vol. 88, No. 4, pp. 045443, 2013.

[4] J. L. Cheng, N. Vermeulen, and J. E. Sipe, “Third-order nonlinearity of graphene: Effects of phenomenological relaxation and finite temperature,” Phys. Rev. B91, 235320 (2015)

[5] D. Smirnova , Y. S. Kivshar, “Second-harmonic generation in subwavelength graphene waveguides”, Physical Review B, Vol. 90, No. 16, pp. 165433 , 2014

[6] D. Smirnova , Y. S. Kivshar, “Second-harmonic generation in subwavelength graphene waveguides”, Physical Review B, Vol. 90, No. 16, pp. 165433 , 2014

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

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-06]