



خواص عبوری امواج تراهرتز در بلورهای فوتونی یک بعدی حاوی گرافن و فراماده

رضا غیور^۱، علیرضا کشاورز^۲

۱- دانشجوی کارشناسی ارشد دانشگاه صنعتی شیراز، دانشکده فیزیک

۲- دانشیار دانشگاه صنعتی شیراز، دانشکده فیزیک

چکیده - در این مقاله به بررسی طیف جذب برای بلورهای فوتونی گرافن دار در حضور فراماده پرداخته شده است. با توجه به اینکه حضور گرافن در بلورهای فوتونی باعث افزایش جذب در ناحیه ی تراهرتز می شود، در این تحقیق با بهره گیری از روش ماتریس انتقال و حضور فراماده در کنار گرافن در بلورهای فوتونی، ضریب جذب در حضور فراماده با ضخامت های مختلف بررسی شده است. نتایج نشان می دهند که با افزایش ضخامت لایه ی فراماده، جذب، افزایش بیشتری نسبت به حالت عدم حضور فراماده در پی خواهد داشت و این بهبود آشکارسازی در ناحیه ی تراهرتز را به دنبال دارد.

کلید واژه- بلورهای فوتونی، فراماده، گرافن، ماتریس انتقال

The properties of terahertz waves in one-dimensional photonic crystals containing graphene and metamaterial

Reza Ghayoor¹, Alireza Keshavarz²

1. Master student of Shiraz University of Technology, Physics Department
2. Associate Professor of Shiraz University of Technology, Physics Department

Abstract- In this paper, the absorption spectrum is investigated for photonic crystals containing graphene in the presence of the metamaterial. Since the presence of the graphene in the photonic crystals can be increased the absorption in the terahertz region, in this research, is calculated by using the transfer matrix method and the presence of the metamaterial together with graphene in photonic crystals, the absorption coefficient in the presence of metamaterial with different thicknesses. Results show that by increasing the thickness of the metamaterial, the absorption coefficient increases in comparison to the absence of metamaterial and this improves detection of the terahertz region.

Keywords: Photonic crystals, Metamaterials, Graphene, Transfer matrix

۱- مقدمه

شکل ۱ ساختار سلول واحد دی الکتریک-گرافن را نشان می دهد.



شکل ۱: ساختار سلول واحد یک بلور فوتونی یک بعدی گرافن دار

در این ساختار ضخامت لایه دی الکتریک d در نظر گرفته می شود و لایه گرافن دارای رسانندگی σ می باشد. در این حالت ماتریس مرز گرافن-دی الکتریک را M در نظر می گیریم که میدان در لایه n را به میدان در لایه $n+1$ مربوط می سازد [۴]:

$$M = \begin{bmatrix} (2 + i\kappa\xi) / 2u & -i\kappa\xi / 2 \\ i\kappa\xi / 2 & (2 - i\kappa\xi)u / 2 \end{bmatrix} \quad (1)$$

که در آن متغیرهای ξ ، κ و u به صورت زیر تعریف می شوند:

$$\xi = \frac{\sigma\eta_0}{ik_0} \quad (2)$$

$$\kappa = k_0 \cos \theta \quad (3)$$

$$u = \exp(ikd) \quad (4)$$

در رابطه (۲) σ رسانندگی گرافن است که برای طول موج های بلند به صورت زیر تعریف می شود:

$$\sigma = \frac{ie^2\mu_c}{\Pi\hbar^2(\omega + i\tau^{-1})} \quad (5)$$

و η_0 امپدانس هوا، $k_0 = \frac{2\Pi}{\lambda}$ ، e بار الکترون، μ_c پتانسیل شیمیایی گرافن، τ زمان واهلش حامل های بار و θ زاویه ی پرتو فرودی به ساختار می باشد. اگر ساختار سلول واحد شکل ۱ بصورت تناوبی در یک تعداد دوره های مثل N تکرار شود، ماتریس کل بصورت زیر در نظر گرفته می شود:

$$U = \prod_{n=1}^N M_n \quad (6)$$

در این صورت پس از بدست آوردن ماتریس U می توان ضرایب اپتیکی بازتاب و عبور را از عناصر این ماتریس بدست

بلورهای فوتونی، نانو ساختارهای نوری دوره ای هستند که بر روی حرکت فوتون ها تاثیر می گذارند. این نوع بلورها از دی الکتریک، فلز یا حتی از نانو ساختارها و میکروساختارهای ابر رسانا که به صورت دوره ای هستند تشکیل می شود که بر روی انتشار امواج الکترو مغناطیسی تاثیر می گذارند. بلورهای فوتونی شامل ناحیه های تکراری از دی الکتریک هایی با ثابت های کم و زیاد هستند [۱]. با قرار دادن لایه های گرافن که توسط این دی الکتریک ها از هم جدا می شوند، می توان یک ماده کامپوزیتی با خواص الکتریکی تک محوره ایجاد کرد. این نوع از چند لایه های گرافن-دی الکتریک برای طراحی ساختارهای تنظیم پذیر در یک محدوده طیفی فرکانسی وسیع از امواج میلی متری تا تراهرتز مورد استفاده قرار می گیرند که شامل تمام باند فرکانسی IR دور است. در ناحیه ی تراهرتز، طراحی لایه های القایی به دلیل افت فلز و پاشندگی فرکانس مشکل است که به همین دلیل الگوهای دوره ای گرافن-دی الکتریک مطرح می شود [۲]. در طول دو دهه گذشته با توسعه سریع نانو ساختارها و علم نیم رساناها، فناوری لیزرهای فوق سریع، علم و فناوری تراهرتز، کاربرد های بالقوه ای را به نمایش گذاشته است و به عنوان یک منبع موج همدوس در فیزیک، شیمی، پزشکی و دیگر زمینه های فنی به کار گرفته شده است [۳]. در این مقاله به بررسی ساختارهایی که می توانند جذب بیشتری از این امواج را داشته باشند پرداخته شده است. این نوع ساختارها در نهایت می توانند به طراحی آشکارسازهای این امواج کمک شایانی کنند.

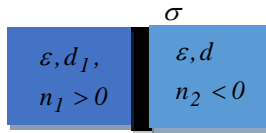
۲- مبانی نظری

در این بررسی به منظور محاسبه ی ضرایب اپتیکی در مرزهای گرافن-دی الکتریک و گرافن-فراماده از روش ماتریس انتقال استفاده شده است. ایده ی اصلی ماتریس انتقال این است که می توان میدان های الکتریکی و مغناطیسی در موقعیتی را به موقعیت دیگر مربوط ساخت. در اینجا انتشار نور از لایه ی گرافنی را بررسی کرده و سپس به بررسی انتشار موج فرودی در مرز گرافن-فراماده می پردازیم.

الف: ساختار دی الکتریک-گرافن

$$r = \frac{\gamma_0 m_{11} + \gamma_0 \gamma_t m_{12} - m_{21} - \gamma_t m_{22}}{\gamma_0 m_{11} + \gamma_0 \gamma_t m_{12} + m_{21} + \gamma_t m_{22}} \quad (14)$$

$$t = \frac{2\gamma_0}{\gamma_0 m_{11} + \gamma_0 \gamma_t m_{12} + m_{21} + \gamma_t m_{22}} \quad (15)$$



شکل ۲: ساختار سلول واحد بلور فوتونی حاوی گرافن و فراماده

حال با ترکیب این ساختار با ساختار شکل ۱ می‌توان به ساختار سلول واحد یک بلور فوتونی نظیر شکل ۲ دست یافت.

۳- نتایج و بحث

با فرود عمودی نور از سمت چپ به ساختار شکل‌های ۱ و ۲ و با استفاده از روابط (۸)-(۷) و (۱۵)-(۱۴) می‌توان ضرایب اپتیکی و میزان جذب امواج تراهرتز در این ساختارها را بررسی کرد.

جدول ۱: مقادیر پارامترها برای شکل ۳

ϵ_1	$\mu_c (ev)$	$\tau (THz)$	$d (nm)$	N
$2/13(1/46^2)$	۰/۵	۰/۵	۳۰	۱۰۰

شکل ۳ با توجه به جدول (۱)، نمودار جذب برای فرکانس ۱ تا ۱۰۰ تراهرتز را برای ساختار شکل ۱ نشان می‌دهد. همان‌طور که از نمودار مشخص است، با توجه به خاصیت ذاتی گرافن در جذب امواج با طول موج‌های بلند و نیز با افزایش تعداد لایه‌ها به دلیل تداخل‌های متعدد موج درون لایه‌ها مقدار جذب دستخوش تغییراتی می‌شود و باعث به وجود آمدن قله‌ی جذبی تیزی می‌شود، به طوری که در اینجا یک قله جذب در فرکانس ۶۸ تراهرتز مشاهده می‌شود که مقدار بیشینه جذب این فرکانس ۰/۰۶۸ می‌باشد. قسمتی که در شکل به صورت مجزا نشان داده شده است، بازه‌ی فرکانسی ۰/۳ تا ۳ تراهرتز را نشان می‌دهد؛ نتایج حاصل از شبیه‌سازی در این بازه نشان می‌دهد که با افزایش فرکانس، مقدار جذب در این محدوده افزایش می‌یابد تا در نهایت میزان جذب در این بازه به یک مقدار ثابت می‌رسد.

آورد:

$$r = \frac{U(2,1)}{U(1,1)} \quad (7)$$

$$t = \frac{I}{U(1,1)} \quad (8)$$

ب: ساختار گرافن-فراماده

حال اگر یک ساختار دوره‌ای که از تکرار دو لایه با ضخامت و ضریب شکست متفاوت تشکیل شده باشد را در نظر بگیریم، ماتریس مشخصه هر دوره که تکرار این دو لایه می‌باشد، متناظر است با [۵]:

$$M = \begin{bmatrix} \cos \gamma_1 & \frac{-i}{p_1} \sin \gamma_1 \\ -ip_1 \sin \gamma_1 & \cos \gamma_1 \end{bmatrix} \quad (9)$$

$$\times \begin{bmatrix} \cos \gamma_2 & \frac{-i}{p_2} \sin \gamma_2 \\ -ip_2 \sin \gamma_2 & \cos \gamma_2 \end{bmatrix}$$

که در ماتریس فوق، متغیرها به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$\gamma_i = \frac{\omega}{c} (n_i d_i \cos \theta_i) \quad (10)$$

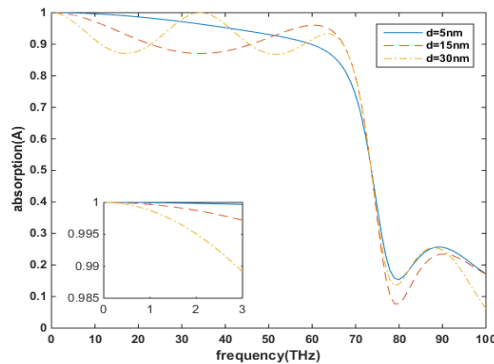
$$p_i = \sqrt{\frac{\epsilon_i}{\mu_i}} \cos \theta_i \quad (11)$$

$$\cos \theta_i = \sqrt{1 - \frac{n_A^2 \sin^2 \theta_A}{n_i^2}} \quad (12)$$

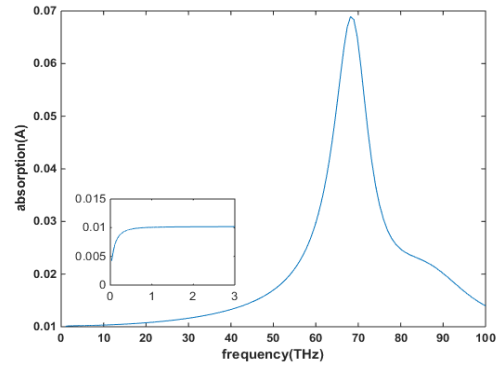
θ_A زاویه‌ی پرتو فرودی به ساختار، θ_i زاویه‌ی برخورد پرتو به فصل مشترک در هر لایه، n_A ضریب شکست فضای آزاد و n_i ضریب شکست در هر لایه می‌باشد که برای فراماده به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$n_i = -\sqrt{\frac{\epsilon_i}{\mu_i}} \quad (13)$$

در نهایت ضرایب بازتاب و عبور را می‌توان به صورت زیر تعریف کرد:



شکل ۴: نمودار جذب برای ساختار شکل ۲ و جدول (۲). قسمت اول جذب برای بازه ۱ تا ۱۰۰ تراهرتز و قسمت دوم نشان دهنده جذب برای همین ساختار در بازه ۰/۳ تا ۳ تراهرتز.



شکل ۳: نمودار جذب برای ساختار شکل (۱) و جدول (۱). قسمت اول جذب برای بازه ۱ تا ۱۰۰ تراهرتز و قسمت دوم نشان دهنده جذب برای همین ساختار در بازه ۰/۳ تا ۳ تراهرتز.

حال به میزان جذب در شکل ۲ می پردازیم:

جدول (۲) مقادیر پارامترها برای شکل ۴

n_1	n_2	$\mu_c (ev)$	$d_1 (nm)$	N
۱/۴۶	-۱/۴۶	۰/۵	۲۵	۱۰۰

همان طور که نتایج شبیه سازی شده در شکل ۴ نشان می دهند، قله جذب به فرکانس کمتری جابجا می شود به طوری که در فرکانس ۳۴ تراهرتز اولین قله جذب با مقدار بیشینه ۰/۹۹۹ برای ضخامت $d=30$ نانومتر را خواهیم داشت. به دلیل وابستگی انعکاس و عبور در لایه های مختلف به فرکانس موج فرودی و در واقع به ضریب γ_i در روابط گفته شده و پارامترهای داخلی و نیز به دلیل افزایش ضخامت لایه فراماده، تعداد قله های جذب در فرکانس های مختلف افزایش می یابد که میزان جذب در این قله ها به دلیل وابستگی ضریب γ_i به فرکانس متفاوت خواهد بود و تعدد این قله ها منجر به افزایش تعداد فرکانس های قابل آشکارسازی در این ناحیه می شود. قسمت الحاقی شکل ۴ که همانند شکل ۳ نشان دهنده بازه ۰/۳ تا ۳ تراهرتز است، نشان می دهد که اگرچه در این بازه جذب کاهش می یابد اما بر خلاف ساختار شکل ۲ و نمودار شکل ۳، جذب در این ناحیه مقادیر بین ۰/۹۸ تا ۱ را داراست که در مقایسه با ساختار شکل ۱ جذب بیشتری در این محدوده را نشان می دهد. پس با توجه به نتایج شبیه سازی مشخص است که اضافه کردن لایه فراماده به بلور فوتونی گرافن دار، افزایش جذب در ناحیه تراهرتز را در پی خواهد داشت و افزایش ضخامت لایه فراماده میزان جذب بیشتری را به دنبال دارد و باعث بهبود آشکارسازی قله های فرکانسی بیشتر در این محدوده می شود.

۴- نتیجه گیری

با گسترش روز افزون کاربرد امواج تراهرتز و نیاز به تولید و آشکارسازی این امواج، وجود ساختارها و طراحی هایی که بتواند این نیاز را برطرف سازد بیشتر حس می شود. با پیشرفت هایی که در زمینه مواد با ضریب شکست منفی صورت گرفته است، این امکان ایجاد شده است که بتوان از این نوع مواد در طراحی و ساخت آشکارسازهایی که در محدوده تراهرتز کار می کنند، بهره برد. در ساختاری که در این مقاله پیشنهاد گردید بلورهای فوتونی که علاوه بر وجود گرافن در آنها فراماده نیز در ساختار خود دارند، جذب بیشتری در حوزه تراهرتز خواهند داشت و می توانند در آشکارسازی این امواج مورد استفاده قرار بگیرند.

مراجع

- [1] N. Arora, R. Agrawal, "Broadening of Omnidirectional Photonic Band Gap in Graphene Based one Dimensional Photonic Crystals", American Journal of Engineering Research (AJER), Vol. 4, No. 9, pp. 72-75, 2015.
- [2] M. Othman, C. Guclu, F. Capolino, "Graphene-based tunable hyperbolic metamaterials and enhanced near-field absorption", OSA, Vol. 21, No. 6, pp. 7614-7632, 2013.
- [3] B. Zhu, Y. Chen, K. Deng, W. Hu, Z.S. Yao "Terahertz Science and Technology and Applications", PIERS, pp. 1166-1170, 2009.
- [4] B. Wang, X. Zhang, K.p. Loh, J. Teng, "Tunable broadband transmission and phase modulation of light through grapheme multilayers", AIP, Vol. 21, No. 115, pp. 213102-1-213102-8, 2014.
- [5] S. Awasthi, A. Mishra, U. Malaviya, S.P. Ojha "Wave propagation in a one-dimensional photonic crystal with metamaterial", Journal of Elsevier, Vol. 149, pp. 1379-1383, 2009.