

Optoelectronic

Open
Access

ORIGINAL ARTICLE

Enhancing Tunable Faraday Rotation with High Transmission in Magnetophotonic Crystal Containing InAs Anisotropic Semiconductor

Fatemeh Moslemi^{1*}, Masoomeh Nemati²

1 Assistant Professor, Department of Physics, Faculty of Science, Azarbaijan Shahid Madani University, Tabriz, Iran.

2 M.Sc. Student, Department of Physics, Faculty of Science, Azarbaijan Shahid Madani University, Tabriz, Iran.

Correspondence

Fatemeh Moslemi

Email: fm.moslemi@gmail.com

How to cite

Moslemi, F., Nemati, M. (2023). Enhancing Tunable Faraday Rotation with High Transmission in Magnetophotonic Crystal Containing InAs Anisotropic Semiconductor, *Optoelectronic*, 5(2), 71-80.

ABSTRACT

The transmission spectrum and Faraday rotation of a magnetophotonic crystal structure with a symmetric arrangement of (AB) m InAs (BA) m are investigated using the 4×4 transfer matrix method. Layers A and B in common dielectric materials, and an anisotropic semiconductor InAs, acts as the defect layer. In the photonic band gap of the structure, two defect modes with Faraday rotation appear in the same frequency region as the defect modes. This paper demonstrates that by altering structural parameters, the number of periodicities, and defect layer thickness, it is possible to design a structure that enhances Faraday rotation with relatively high transmission. The effect of external parameters, magnetic field intensity, and incident angle on enhancing Faraday rotation and transmission is studied and optimized. The highest Faraday rotation, with relatively high transmission, achieved in this work occurs at a 20° incident angle, measuring -44.23°. The results indicate that the frequency location of the defect modes in the transmission spectrum and Faraday rotation depends on the incident field direction and defect layer thickness but remains independent of changes in magnetic field and the number of structure periods.

KEYWORDS

Magnetophotonic Crystal, Faraday Rotation, Tunable, InAs Anisotropic Semiconductor.

دوفصلنامه علمی
اپتوالکترونیک

«مقاله پژوهشی»

تقویت چرخش فارادی تنظیم‌پذیر با شدت عبور بالا در بلور مگنتوفوتونی شامل نیم‌رسانای ناهمسانگرد InAs

فاطمه مسلمی^{1*}، معصومه نعمتی²

چکیده

طیف عبوری و چرخش فارادی از ساختار بلور مگنتوفوتونی با آرایش متقارن $(AB)_m \text{InAs} (BA)_m$ ، با استفاده از روش ماتریس انتقال 4×4 بررسی شده‌است. لایه‌های A ، B ، مواد دی‌الکتریک معمولی؛ و InAs نیم‌رسانای ناهمسانگرد، به‌عنوان لایهٔ نقص عمل می‌کند. در گاف باند فوتونی ساختار، دو مدنقص با چرخش فارادی در همان ناحیهٔ فرکانسی مدهای نقص ظاهر می‌شوند. در این مقاله نشان داده شده که با تغییر پارامترهای ساختاری، تعداد تناوب و ضخامت لایهٔ نقص، امکان طراحی ساختار برای تقویت چرخش فارادی با شدت عبور نسبتاً بالا وجود دارد. اثر پارامترهای خارجی، شدت میدان مغناطیسی و زاویهٔ موج تابشی در تقویت مقادیر چرخش فارادی و شدت عبوری مطالعه و بهینه شده‌اند. بیشترین چرخش فارادی، با شدت عبور نسبتاً بالا حاصل در این کار به مقدار $44/230$ - زاویهٔ تابشی 20° به‌دست آمد. نتایج نشان می‌دهند مکان فرکانسی مدهای نقص در طیف عبوری و چرخش فارادی وابسته به راستای میدان تابشی و ضخامت لایهٔ نقص ولی مستقل از تغییرات میدان مغناطیسی و تعداد تناوب ساختارند.

واژه‌های کلیدی

بلور مگنتوفوتونی، چرخش فارادی، تنظیم‌پذیری، نیم‌رسانای ناهمسانگرد InAs .

1 استادیار، گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهیدمدنی آذربایجان، تبریز، ایران.
2 دانشجوی کارشناسی ارشد، گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید مدنی آذربایجان، تبریز، ایران.

نویسنده مسئول:

فاطمه مسلمی

رایانامه: fm.moslemi@gmail.com

استناد به این مقاله:

فاطمه مسلمی، معصومه نعمتی (1402). تقویت چرخش فارادی تنظیم‌پذیر با شدت عبور بالا در بلور مگنتوفوتونی شامل نیم‌رسانای ناهمسانگرد InAs . دوفصلنامه علمی اپتوالکترونیک، 5(2)، 71-80.

مقدمه

و تنظیم‌پذیری آن در ساختارهایی از بلور مگنتوفوتونی توسط رومی⁸ و همکارش به‌چاپ رسیده است [21-23]. در این مطالعه نشان داده می‌شود، با تغییر پارامترهای ساختاری، تعداد تناوب و ضخامت لایهٔ نقص امکان طراحی بهینه ساختار برای به‌دست آوردن FR تقویت شده با T بالا وجود دارد. برای تقویت مقادیر FR و T اثر دو پارامتر خارجی، شدت میدان مغناطیسی و زاویهٔ موج تابشی، در کنترل‌پذیری مقادیر FR و T مطالعه و بیشترین مقدار FR تقویت شده با T نسبتاً بالا محاسبه خواهد شد.

مدل تئوری

در این مقاله ساختاری از بلور مگنتوفوتونی یک‌بعدی با آرایش متقارن $(AB)^m \text{InAs} (BA)^m$ در نظر گرفته شده‌است. در محاسبات عددی، لایه‌های دی‌الکتریک A، B به‌ترتیب محیط‌های ZnSe، BaF₂ با ضرایب شکست $n_A = 1.4$ ، $n_B = 2.4$ انتخاب شده‌اند. ضخامت نوری در لایه‌ها ربع طول موج مرکزی بوده $n_A d_A = n_B d_B = \lambda_0/4$ که در آن $\lambda_0 = 60 \mu\text{m}$ است. لایهٔ نیم‌رسانای InAs به‌عنوان لایهٔ نقص ساختار تعریف شده‌است. این لایه در حضور میدان مغناطیسی خارجی یک محیط ناهمسانگرد خواهد بود [12].

برای محاسبهٔ طیف عبوری و مقدار FR از ساختار روش ماتریس انتقال 4×4 استفاده شده‌است [24 و 25]. فرض می‌کنیم موج الکترومغناطیسی با بردار انتشار k تحت زاویهٔ θ بر ساختار بلور مگنتوفوتونی بتابد، میدان مغناطیسی خارجی نیز در امتداد تناوب ساختار عمود بر آن اعمال شود، روابط حاکم بر بردارهای میدان الکتریکی و مغناطیسی موج الکترومغناطیسی با فرکانس تابشی ω با معادلات ماکسول به‌شکل زیر بیان می‌شوند:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = i\omega\mu_0\vec{H}(\vec{r}, t) \quad (1-1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon\vec{E}(\vec{r}, t) \quad (2-1)$$

در رابطهٔ بالا ε ، گذردهی الکتریکی نسبی محیط بوده که در لایه‌های دی‌الکتریک A، B مقدار ثابت $n_{i=A,B}^2$ است، در نیم‌رسانای مغناطیسه ناهمسانگرد InAs نیز با تانسور زیر تعریف می‌شود [12]:

$$\varepsilon_{\text{InAs}} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & i\varepsilon_2 & 0 \\ -i\varepsilon_2 & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix} \quad (1-2)$$

که $\varepsilon_3, \varepsilon_2, \varepsilon_1$ مولفه‌های گذردهی الکتریکی تانسور برابر مقادیر زیر هستند:

در کنترل اثرات مگنتوپتیکی با استفاده از ساختارهای بلور فوتونی حضور حداقل یک لایهٔ مغناطیسه ناهمسانگرد در ساختار ضروری است. این اثرات نقش بسزایی در کنترل قطبش و شدت نور دارند [1]، لذا تقویت شدن اثرات مگنتوپتیکی به لحاظ حاصل شدن چرخش‌های به اندازهٔ کافی بزرگ از ساختارهای بلور فوتونی با ابعاد کوچک‌تر در مقایسه با مواد کپهای بسیار کاربردی و حائز اهمیت است. ابزارهای مگنتوپتیکی زیادی چون ایزولاتورها [3 و 2]، مدولاتورها [4]، سنسورهای میدان مغناطیسی [5 و 3]، قطبش‌گرهای ترانزیتور [6]، طراحی و ساخته شده‌اند. تقاضا برای طراحی ابزارهای کنترل‌پذیر با قابلیت کنترل انتشار امواج الکترومغناطیسی باعث شده موادی چون، پلاسما [7]، گرافن [8-11]، InAs¹ [12]، InSb² [13 و 5]، به خاطر خواص مگنتوپتیکی‌شان مورد توجه باشند.

چرخش فرادی³ (FR) اولین اثر مگنتوپتیکی است که توسط مایکل فرادی⁴ در سال 1845 گزارش شد [14] و تاکنون مطالعات فراوانی در ارتباط با FR گزارش شده است. در چند مقاله اخیر، تنظیم‌پذیری FR در ساختارهایی از بلور مگنتوفوتونی شامل محیط‌های پلاسمایی مطالعه شده است. در این پژوهش‌ها اثر عواملی چون تناوب ساختار، ضخامت و چگالی محیط پلاسما، شدت میدان مغناطیسی بر کنترل‌پذیری FR بررسی و مطالعه شده است [15-17].

در این مقاله برای تقویت FR با شدت عبور⁵ (T) نسبتاً بالا، ساختاری متقارن از بلور مگنتوفوتونی شامل لایهٔ نقص InAs پیشنهاد شده است. ماده‌ای است InAs، ماده‌ای است نیم‌رسانا با ساختار مکعبی شکل و گاف باند کم 0/354 eV [18]. به‌علت تحرک الکترونی زیاد و کمی جرم موثر [19] در ابزارهای الکترونیکی پرسرعت، نانوسنورها و ابزارهای فوتوولتایی استفاده می‌شود [20]. این ماده تحت یک میدان مغناطیسی ایستایی به‌علت ناهمسانگرد بودن گذردهی الکتریکی توانایی چرخش قطبش نور را دارد. در سال 2002 شیمانو⁶ و همکارانش به صورت تجربی میزان چرخش کر⁷ از یک نمونه InAs را در دمای اتاق تحت میدان 0/48 تسلا در ناحیه ترانزیتور محاسبه نمودند [12]. اخیراً مطالعات دیگری نیز در ارتباط با چرخش کر

1 Indium Arsenide

2 Indium Antimonide

3 Faraday Rotation

4 Michael Faraday

5 Transmission

6 Shimano

7 Kerr Rotation

$$E_{i=1,2,3,4} = \begin{pmatrix} \Delta_{12}\Delta_{23} \\ \Delta_{23} \alpha_i \\ \alpha_i^2 - \Delta_{12}\Delta_{21} \\ \alpha_i(\alpha_i^2 - \Delta_{12}\Delta_{21}) \end{pmatrix} \quad (7)$$

که با در نظر گرفتن ویژه مقادیر و ویژه بردارها، جواب پیشنهادی برای $\xi(z)$ به شکل زیر است:

$$\xi(z) = \sum_{i=1}^4 \alpha_i \exp(ik_0 \alpha_i z) E_i \quad (8)$$

و نهایتاً با تعریف جواب پیشنهادی در معادله (5) و در نظر گرفتن ماتریس ضرایب (Δ_{InAs}) تابع موج در ابتدا و انتهای لایه به عبارتی ماتریس انتقال از لایه نیم‌رسانا InAs که به شکل ماتریس 4×4 است، به دست می‌آیند:

$$\xi(z + d_{InAs}) = M_{InAs} \xi(z) \quad (9)$$

d_{InAs} ضخامت نیم‌رسانای InAs است و درایه‌های ماتریس انتقال برابر مقادیر زیر هستند:

$$M_{InAs}^{11} = \frac{\alpha_1^2 - \Delta_{12}\Delta_{21}}{\alpha_1^2 - \alpha_2^2} \cos(k_0 \alpha_2 d_{InAs}) - \frac{\alpha_2^2 - \Delta_{12}\Delta_{21}}{\alpha_1^2 - \alpha_2^2} \cos(k_0 \alpha_1 d_{InAs})$$

$$M_{InAs}^{12} = \frac{\Delta_{12}(\alpha_1^2 - \Delta_{12}\Delta_{21})}{\alpha_2(\alpha_1^2 - \alpha_2^2)} i \sin(k_0 \alpha_2 d_{InAs}) - \frac{\Delta_{12}(\alpha_2^2 - \Delta_{12}\Delta_{21})}{\alpha_1(\alpha_1^2 - \alpha_2^2)} i \sin(k_0 \alpha_1 d_{InAs})$$

$$M_{InAs}^{13} = \frac{\Delta_{12}\Delta_{23}}{\alpha_1^2 - \alpha_2^2} [\cos(k_0 \alpha_1 d_{InAs}) - \cos(k_0 \alpha_2 d_{InAs})]$$

$$M_{InAs}^{14} = \frac{\Delta_{12}\Delta_{23}}{\alpha_1^2 - \alpha_2^2} \left[i \frac{\sin(k_0 \alpha_1 d_{InAs})}{\alpha_1} - i \frac{\sin(k_0 \alpha_2 d_{InAs})}{\alpha_2} \right]$$

$$M_{InAs}^{12} = \frac{\alpha_2(\alpha_1^2 - \Delta_{12}\Delta_{21})}{\Delta_{12}(\alpha_1^2 - \alpha_2^2)} i \sin(k_0 \alpha_2 d_{InAs}) - \frac{\alpha_1(\alpha_2^2 - \Delta_{12}\Delta_{21})}{\Delta_{12}(\alpha_1^2 - \alpha_2^2)} i \sin(k_0 \alpha_1 d_{InAs})$$

$$M_{InAs}^{22} = M_{InAs}^{11}$$

$$M_{InAs}^{23} = \frac{\Delta_{23}}{\alpha_1^2 - \alpha_2^2} [i \alpha_1 \sin(k_0 \alpha_1 d_{InAs}) - i \alpha_2 \sin(k_0 \alpha_2 d_{InAs})]$$

$$M_{InAs}^{24} = \frac{\Delta_{23}}{\alpha_1^2 - \alpha_2^2} [\cos(k_0 \alpha_1 d_{InAs}) - \cos(k_0 \alpha_2 d_{InAs})]$$

$$M_{InAs}^{31} = \frac{(\alpha_1^2 - \Delta_{12}\Delta_{21})(\alpha_2^2 - \Delta_{12}\Delta_{21})}{\Delta_{12}\Delta_{23}(\alpha_1^2 - \alpha_2^2)} \times [\cos(k_0 \alpha_2 d_{InAs}) - \cos(k_0 \alpha_1 d_{InAs})]$$

$$M_{InAs}^{32} = \frac{(\alpha_1^2 - \Delta_{12}\Delta_{21})(\alpha_2^2 - \Delta_{12}\Delta_{21})}{\Delta_{23}(\alpha_1^2 - \alpha_2^2)} \times \left[i \frac{\sin(k_0 \alpha_2 d_{InAs})}{\alpha_2} - i \frac{\sin(k_0 \alpha_1 d_{InAs})}{\alpha_1} \right]$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_p^2(\omega^2 + i\nu\omega)}{(\omega^2 + i\nu\omega)^2 - \omega^2\omega_c} \right) \quad (2-2)$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_\infty \frac{\omega_p^2 \omega \omega_c}{(\omega^2 + i\nu\omega)^2 - \omega^2\omega_c} \quad (3-2)$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_p^2(\omega^2 + i\nu\omega)}{(\omega^2 + i\nu\omega)^2} \right) \quad (4-2)$$

در روابط فوق، ε_∞ ، گذردهی الکتریکی در فرکانس‌های بالاست که در نیم‌رسانای InAs برابر 16/3 است.

$\omega_c = eB/m^*$ تابش $\omega = 2\pi f$ فرکانس سیکلوترونی وابسته به شدت میدان مغناطیسی خارجی، $\omega_p = \sqrt{\rho e^2/\varepsilon_0 m^*}$ فرکانس پلاسما وابسته به چگالی و $\nu = e/\mu_0 m^* = 0.75 \text{ THz}$ نیز فرکانس برخورد هستند.

m^* جرم موثر الکترون، برابر با مقدار $0.026 m_e$ بوده، ρ نیز چگالی حامل‌های ذاتی است که برای نیم‌رسانای InAs در دمای اتاق برابر $2.1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ است [12]. e, m_e جرم و بار الکترون‌اند.

با حل معادلات ماکسول، رابطه حاکم بر مولفه‌های مماسی بردار میدان الکتریکی و مغناطیسی $(\sqrt{\varepsilon_0} E_x, \sqrt{\mu_0} H_y, \sqrt{\varepsilon_0} E_y - \sqrt{\mu_0} H_z)^T$ به شکل زیر به دست می‌آید [26]:

$$\frac{\delta \xi}{\delta z} = ik_0 \Delta \xi \quad (3)$$

که در آن k_0 بردار موج در خلا، ξ مولفه‌های مماسی میدان‌های موج الکترومغناطیسی و Δ ماتریس ضرایب بوده که عناصر آن وابسته به پارامترهای نوری محیط‌هاست.

این ماتریس برای لایه مغناطیده ناهمسانگرد InAs و دی‌الکتریک‌های A و B به شکل زیر تعریف شده‌اند [26]:

$$\Delta_{InAs} = \begin{pmatrix} 0 & 1 - \sin^2\theta/\varepsilon_3 & 0 & 0 \\ \varepsilon_1 & 0 & i\varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ -i\varepsilon_2 & 0 & \varepsilon_1 - \sin^2\theta & 0 \end{pmatrix} \quad (4)$$

$$\Delta_{i=A,B} = \begin{pmatrix} 0 & 1 - \sin^2\theta/n_i^2 & 0 & 0 \\ n_i^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & n_i^2 - \sin^2\theta & 0 \end{pmatrix} \quad (5)$$

با حل ماتریس ضرایب در لایه نیم‌رسانا (Δ_{InAs}) چهار تا ویژه مقدار $(\alpha_i, i = 1, 2, 3, 4)$ به دست خواهد آمد به گونه‌ای که عناصر ماتریس انتقال در لایه نیم‌رسانا (M_{InAs}) وابسته به این ویژه مقادیر هستند [24 و 25]:

$$a_{1,3} = \pm \sqrt{0.5 \frac{\rho_0}{\varepsilon_0} D_{12-21} + D_{43} + \sqrt{(D_{12-21} - D_{43})^2 + 4D_{12-23}D_{41}}} \quad (1-6)$$

$$a_{2,4} = \pm \sqrt{0.5 \frac{\rho_0}{\varepsilon_0} D_{12-21} + D_{43} - \sqrt{(D_{12-21} - D_{43})^2 + 4D_{12-23}D_{41}}} \quad (2-6)$$

و ویژه بردارهای متناظر ویژه مقادیر نیز به شکل زیر هستند:

$$R^{TM} = |C_1|^2, R^{TE} = |C_2|^2, \quad (16)$$

$$R^{tot} = R^{TM} + R^{TE}$$

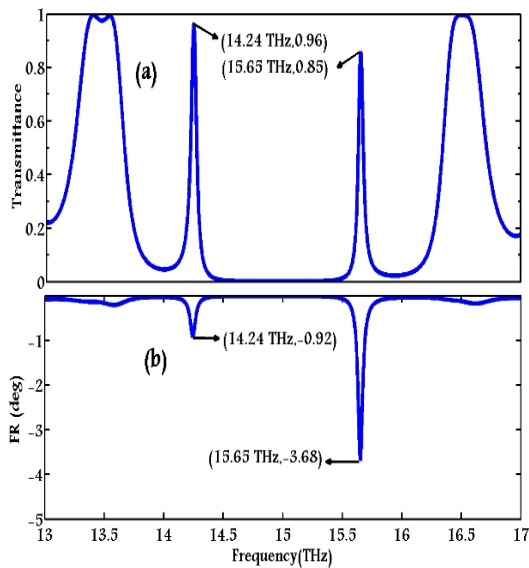
$$T^{TM} = |C_3|^2, T^{TE} = |C_4|^2, T^{tot} = T^{TM} + T^{TE} \quad (17)$$

از آنجایی که قطبش‌های TM, TE در محیط ناهمسانگرد مگنتوفوتونی و به تبع آن در ساختارهای مگنتوفوتونی رفتارهای متفاوتی دارند همین تفاوت رفتار قطبش‌ها در حضور میدان مغناطیسی سبب پیدایش FR خواهد شد که اندازه و علامت آن (مثبت و منفی بودن FR) در محیط مگنتوفوتونی متناسب با اختلاف ضرایب شکست قطبش‌ها بوده [28] و در ساختار مگنتوفوتونی با در دست داشتن ضرایب عبور قطبش‌های TM, TE به شکل زیر قابل محاسبه است [29]:

$$\theta_{FR} = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{2Re\left(\frac{C_3}{C_4}\right)}{1 - \left|\frac{C_3}{C_4}\right|^2} \right) \quad (18)$$

بحث و نتایج

شکل 1 طیف عبوری (a) و FR متناظر (b) از ساختار پیشنهادی $(AB)^m InAs(BA)^m$ برحسب فرکانس را نشان می‌دهد. تناوب ساختار $m = 5$ ضخامت لایه نقص، مقدار 16 nB و شدت میدان مغناطیسی خارجی $1/\lambda_0$ تسلا در نظر گرفته شده‌است. در محدوده گاف باند فوتونی دو مدنقص به ترتیب در فرکانس‌های $14/24, 15/65$ تراهرتز با عبور، $0/96, 0/85$ و مقادیر FR، $0/92, -3/68$ در همان فرکانس مدهای نقص وجود دارند.



شکل 1. رفتار (a) T و مقدار (b) FR ساختار به شکل $(AB)^5 InAs(BA)^5$ تحت میدان $1/16 \text{ nB}$ و ضخامت لایه نقص

$$M_{InAs}^{33} = \frac{\alpha_1^2 - \Delta_{12}\Delta_{21}}{\alpha_1^2 - \alpha_2^2} \cos(k_0\alpha_1 d_{InAs}) - \frac{\alpha_2^2 - \Delta_{12}\Delta_{21}}{\alpha_1^2 - \alpha_2^2} \cos(k_0\alpha_2 d_{InAs})$$

$$M_{InAs}^{34} = \frac{(\alpha_1^2 - \Delta_{12}\Delta_{21})}{\alpha_1(\alpha_1^2 - \alpha_2^2)} i \sin(k_0\alpha_1 d_{InAs}) - \frac{(\alpha_2^2 - \Delta_{12}\Delta_{21})}{\alpha_2(\alpha_1^2 - \alpha_2^2)} i \sin(k_0\alpha_2 d_{InAs})$$

$$M_{InAs}^{41} = \frac{(\alpha_1^2 - \Delta_{12}\Delta_{21})(\alpha_2^2 - \Delta_{12}\Delta_{21})}{\Delta_{12}\Delta_{23}(\alpha_1^2 - \alpha_2^2)} \times$$

$$[i\alpha_2 \sin(k_0\alpha_2 d_{InAs}) - i\alpha_1 \sin(k_0\alpha_1 d_{InAs})]$$

$$M_{InAs}^{42} = \frac{(\alpha_1^2 - \Delta_{12}\Delta_{21})(\alpha_2^2 - \Delta_{12}\Delta_{21})}{\Delta_{23}(\alpha_1^2 - \alpha_2^2)} \times$$

$$[\cos(k_0\alpha_2 d_{InAs}) - \cos(k_0\alpha_1 d_{InAs})]$$

$$M_{InAs}^{43} = \frac{\alpha_1(\alpha_1^2 - \Delta_{12}\Delta_{21})}{(\alpha_1^2 - \alpha_2^2)} i \sin(k_0\alpha_1 d_{InAs}) - \frac{\alpha_2(\alpha_2^2 - \Delta_{12}\Delta_{21})}{(\alpha_1^2 - \alpha_2^2)} i \sin(k_0\alpha_2 d_{InAs})$$

$$M_{InAs}^{44} = M_{InAs}^{33} \quad (10)$$

با همین روند محاسباتی و در نظر گرفتن ماتریس ضرایب برای لایه‌های دی‌الکتریک $(\Delta_{i=A,B})$ درایه‌های ماتریس انتقال 4×4 برای این لایه‌ها نیز به صورت زیر خواهد بود:

$$M_i^{11} = M_i^{22} = M_i^{33} = M_i^{44} = \cos(k_0 n_i d_i)$$

$$M_i^{12} = M_i^{34} = i \sin(k_0 n_i d_i) / n_i$$

$$M_i^{21} = M_i^{43} = i n_i \sin(k_0 n_i d_i)$$

$$M_i^{13} = M_i^{14} = M_i^{23} = M_i^{24} =$$

$$M_i^{31} = M_i^{32} = M_i^{41} = M_i^{42} = 0 \quad (11)$$

و نهایتاً ماتریس انتقال کل ساختار T ، از حاصل ضرب ماتریس انتقال تک‌تک لایه‌ها محاسبه می‌شود.

$$T = (M_A M_B)^m M_{InAs} (M_B M_A)^m \quad (12)$$

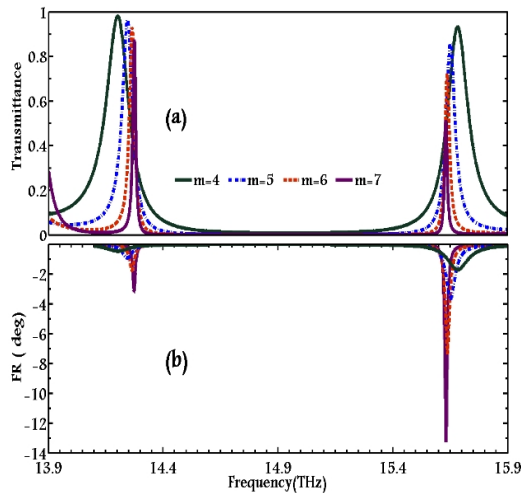
با فرض اینکه موج تخت با قطبش TM بر بلور فوتونی فرود آید موج بازتابی و عبوری هر دو قطبش TM, TE را خواهد داشت که با فرض تابع موج در ابتدا $(\xi(z_0))$ و انتهای بلور $(\xi(z_L))$

$$\xi(z_0) = \begin{pmatrix} \cos(\theta) \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + c_1 \begin{pmatrix} \cos(\theta) \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + c_2 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ -\cos(\theta) \end{pmatrix} \quad (13)$$

$$\xi(z_L) = C_3 \begin{pmatrix} \cos(\theta) \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + C_4 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ \cos(\theta) \end{pmatrix} \quad (14)$$

ضرایب بازتاب و عبور برای هر دو قطبش از ساختار به شکل زیر به دست می‌آیند [27]:

$$\xi(z_L) = T \xi(z_0) \quad (15)$$



شکل 2. رفتار T مدهای نقص در طیف عبوری (a) و (b) FR به ازای تناوب‌های $m = 4, 5, 6, 7$ تحت میدان $0/1$ تسلا و ضخامت $\lambda_0/16n_B$ برای لایه نقص

مقادیر عددی فرکانس، T و FR مدهای نقص تحت میدان $0/1$ تسلا و ضخامت $\lambda_0/16 n_B$ برای لایه نقص به ازای تناوب‌های $m = 4, 5, 6, 7$ به ترتیب افزایش تناوب در جدول 1 قید شده‌است.

جدول 1. مقادیر فرکانس، T و FR مدهای نقص به ازای تناوب‌های $m = 4, 5, 6, 7$

دومین مدنقص		اولین مدنقص		تعداد تناوب		(رنگ منحنی) (تراهرتز)
FR (درجه)	T	فرکانس (تراهرتز)	FR (درجه)	فرکانس (تراهرتز)	FR (درجه)	
-1/71	0/93	15/68	-0/47	0/98	14/20	4 (سبز)
-3/68	0/85	15/65	-0/92	0/96	14/24	5 (آبی)
-7/33	0/72	15/64	-1/75	0/93	14/26	6 (قرمز)
-13/26	0/51	15/63	-3/19	0/87	14/27	7 (بنفش)

اثر ضخامت لایه نقص InAs بر T و FR مدهای نقص

شکل 3 روند تغییرات T (a) و FR (b) مدهای نقص از ساختار ${}^6\text{InAs}(\text{BA})\text{AB}$ تحت میدان $0/1$ تسلا را به ازای ضخامت‌های متفاوت لایه نقص نشان می‌دهد. با افزایش ضخامت لایه InAs، که به ترتیب با رنگ‌های بنفش، قرمز خطچین، آبی خطچین و سبز رسم شده‌اند، مقدار T در دومین مدنقص کاهش و FR آن افزایش می‌یابد ولی در اولین مدنقص تغییراتی در T و به تبع آن FR مشاهده نمی‌شود. علاوه بر آن مدهای نقص در هر دو طیف عبوری و FR جابه‌جایی یکسانی به سمت فرکانس‌های کمتر تجربه می‌کنند.

نهایتاً در طراحی ساختاری ضخامت برای لایه نقص،

از آنجایی‌که در ساختارهای بلور مگنتوفوتونی در قبال افزایش FR، شدت عبور کاهش می‌یابد و یک رابطه رقابتی بین FR و T وجود دارد هدف ما در این کار، تحقق ساختاری است که همزمان با تقویت FR، شدت عبور نیز بالا باشد. این هدف در دو گام پیش خواهد رفت.

کنترل ساختاری

با توجه به اینکه ضخامت انتخابی برای لایه نقص و عدد تناوب ساختار تاثیر بسزایی در مقادیر T و به تبع آن FR دارند لذا در این گام با تغییر پارامترهای ساختاری، تناوب ساختار و ضخامت لایه نقص بهینه حالت ساختار برای به دست آوردن FR تقویت شده با T بالا را طراحی و معرفی می‌نماییم.

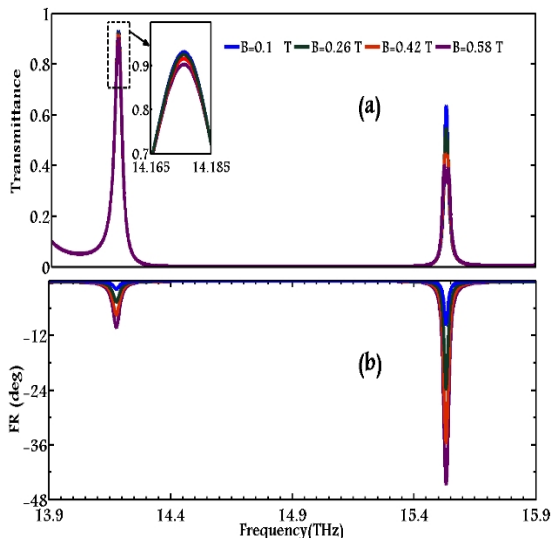
کنترل خارجی

با توجه به وابستگی گذردهی لایه InAs به شدت میدان مغناطیسی، پیشنهاد ما برای افزایش زاویه FR اعمال میدان مغناطیسی خارجی و برای افزایش T، فرود مایل موج تابشی بر ساختار بهینه شده از گام قبلی است. نهایتاً در این گام با کنترل خارجی مقادیر T و FR، بیشترین FR با T بالا از ساختار طراحی شده را به دست خواهیم آورد.

اثر تعداد تناوب ساختار بر T و FR مدهای نقص

در شکل 2 رفتار T و مقدار FR مدهای نقص (b)، به ازای تناوب‌های $m = 4, 5, 6, 7$ به ترتیب با رنگ‌های سبز، آبی خطچین، قرمز خطچین و بنفش رسم شده‌است. ضخامت لایه نقص، $\lambda_0/16 n_B$ و شدت میدان مغناطیسی خارجی $1/$ تسلا است. با افزایش تعداد تناوب، در هر دو مدنقص T کاهش و اندازه زاویه FR افزایش می‌یابد. روند تغییرات T و مقدار FR در دومین مدنقص بیشتر از اولین مدنقص است. علاوه بر آن، با افزایش تناوب، پهنای فرکانسی مدهای نقص در هر دو طیف عبوری و FR باریک‌تر می‌شوند. از آنجایی‌که افزایش تعداد تناوب ساختار سبب جایگزیدگی بیشتر میدان الکتریکی در نیم‌رسانای InAs و به تبع آن افزایش زاویه FR می‌شود، لذا با انتخاب تناوب ششم برای ساختار پیشنهادی (منحنی قرمز خطچین)، علاوه بر تقویت FR، مقادیر T مدهای نقص بیشتر از نصف عبور کامل بوده ($0.5 < T < 1$) و مناسب برای ادامه کار خواهد بود.

لایهٔ نقص در شکل 4 نشان داده شده است. در افزایش میدان تا 5/8 برابر، با حفظ ناحیهٔ فرکانسی در هر دو طیف عبوری و FR، برای اولین و دومین مدنقص به ترتیب افزایش 5/8، 4/7 برابری در FR اتفاق افتاده و از مقادیر $1/75^\circ$ و $-9/71^\circ$ در شدت میدان 0/1 تسلا به مقادیر چرخشی $10/21^\circ$ ، $-44/79^\circ$ در میدان اعمالی 0/58 تسلا می‌رسند (شکل 4(b)). مقدار T نیز در اولین مدنقص تغییرات کاهشی ناچیزی داشته ولی در مدنقص دوم به مقداری کمتر از نصف عبور کامل می‌رسد (شکل 4(a)) ($T = 0.33 < 0.5$).



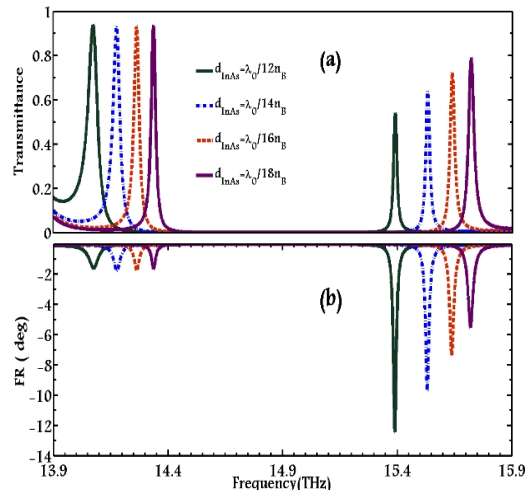
شکل 4. رفتار T مدهای نقص در طیف عبوری (a) و (b) FR از ساختار آرایش $(AB)^6InAs(BA)^6$ به ازای شدت‌های میدان مغناطیسی متفاوت با ضخامت $\lambda_0/14n_B$ برای لایهٔ نقص

مقادیر عددی فرکانس، T و FR مدهای نقص از ساختار با آرایش $(AB)^6InAs(BA)^6$ و ضخامت $\lambda_0/14n_B$ برای لایهٔ نقص به ازای میدان‌های 0/1، 0/26، 0/42، 0/58 تسلا در جدول 3 قید شده است.

جدول 3. مقادیر فرکانس، T و FR مدهای نقص به ازای شدت میدان‌های مغناطیسی اعمالی

دومین مدنقص		اولین مدنقص		شدت میدان (تسلا)		لایهٔ نقص (رنگ)
FR (درجه)	T	فرکانس (تراهرتز)	FR (درجه)	T	فرکانس (تراهرتز)	
-9/71	0/63	15/53	-1/75	0/93	14/18	0/1 (آبی)
-23/99	0/54	15/53	-4/61	0/92	14/18	0/26 (سبز)
-35/71	0/43	15/53	-7/42	0/91	14/18	0/42 (قرمز)
-44/79	0/33	15/53	-10/21	0/90	14/18	0/58 (بنفش)

همانند حالت قبل ساختاری بهینه خواهد بود که همزمان با تقویت FR مقادیر T مدهای نقص بیشتر از نصف عبور کامل باشد ($T > 0.5$)، لذا با شرایط قید شده، مقدار $\lambda_0/14n_B$ بهینه ضخامت برای لایهٔ نقص در این بررسی خواهد بود (منحنی آبی خطچین).



شکل 3. رفتار T مدهای نقص در طیف عبوری (a) و (b) FR از ساختار با آرایش $(AB)^6InAs(BA)^6$ به ازای ضخامت‌های متفاوت از لایهٔ نقص تحت میدان 0/1 تسلا.

مقادیر عددی فرکانس، T و FR مدهای نقص از ساختار با آرایش $(AB)^6InAs(BA)^6$ تحت میدان 0/1 تسلا به ازای ضخامت‌های متفاوت از لایهٔ نقص که به ترتیب افزایش ضخامت در جدول 2 خلاصه شده است.

جدول 2. مقادیر فرکانس، T و FR مدهای نقص به ازای ضخامت‌های متفاوت لایهٔ نقص

دومین مدنقص		اولین مدنقص		ضخامت لایهٔ نقص (رنگ)		
FR (درجه)	T	فرکانس (تراهرتز)	FR (درجه)	T	فرکانس (تراهرتز)	
-5/49	0/79	15/72	-1/75	0/93	14/34	$\lambda_0/18n_B$ (بنفش)
-7/33	0/72	15/64	-1/75	0/93	14/26	$\lambda_0/16n_B$ (قرمز)
-9/71	0/63	15/53	-1/75	0/93	14/18	$\lambda_0/14n_B$ (آبی)
-12/4	0/54	15/39	-1/75	0/93	14/07	$\lambda_0/12n_B$ (سبز)

اثر شدت میدان مغناطیسی خارجی بر T و FR مدهای نقص

رفتار T و مقدار FR مدهای نقص به ازای میدان‌های 0/1 (آبی)، 0/26 (سبز)، 0/42 (قرمز)، 0/58 (بنفش) تسلا از ساختار با آرایش $(AB)^6InAs(BA)^6$ و ضخامت $\lambda_0/14n_B$ برای

مقادیر عددی فرکانس، T و FR مدهای نقص از ساختار با آرایش $(AB)^6 InAs(BA)^6$ و ضخامت $\lambda_0/14 n_B$ برای لایه نقص تحت میدان 0/58. تسلا برای زوایای تابشی صفر، 5°، 10°، 15° و 20° در جدول 4. خلاصه شده‌است.

جدول 4. مقادیر فرکانس طیف عبوری، T، فرکانس و مقدار FR در مدهای نقص به ازای زوایای تابشی متفاوت

زاویه تابشی (درجه)	فرکانس (طیف عبوری)	شدت فرکانس عبوری (FR)	FR (درجه)
0	14/18	0/90	14/18
(بنفش) دومین مدنقص	15/53	0/33	15/53
5 (قرمز) اولین مدنقص	14/19	0/90	14/19
دومین مدنقص	15/55	0/34	15/55
10 اولین مدنقص	14/24	0/91	14/25
20° (قهوه‌ای) دومین مدنقص	15/59	0/48	15/70
15 اولین مدنقص	14/34	0/93	14/34
(سبز) دومین مدنقص	15/67	0/56	15/67
20 اولین مدنقص	14/46	0/94	14/46
(آبی) دومین مدنقص	15/77	0/63	15/81

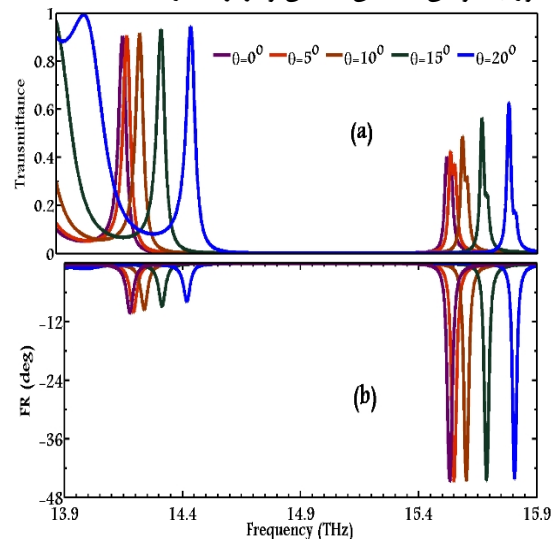
بحث و نتیجه‌گیری

طیف عبوری و FR ساختاری از بلور مگنتوفوتونی با آرایش متقارن $(AB)^m InAs(BA)^m$ شامل لایه نقص نیم‌رسانای ناهمسانگرد InAs با استفاده از روش ماتریس انتقال 4×4 مطالعه شد. در ناحیه گاف باند فوتونی ساختار دو مدنقص با FR در همان ناحیه فرکانسی مدهای نقص مشاهده شد. اثر دو پارامتر ساختاری، تعداد تناوب ساختار و ضخامت لایه نقص در طراحی بهینه ساختار برای به‌دست آوردن FR تقویت شده با T بالا بررسی شدند. در این مطالعه بهینه حالت ساختار با انتخاب تناوب ششم و ضخامت $\lambda_0/14 n_B$ برای لایه نقص به‌دست آمد. برای افزایش FR اثر میدان مغناطیسی بررسی و مشاهده شد که با اعمال میدان 0/58 تسلا، FR تا مقدار 44/79° افزایش ولی T به مقدار 0/33 کاهش یافت. برای تقویت T پیشنهاد ما، تابش مایل موج تابشی بود. نهایتاً در زاویه تابشی 20° تحت میدان 0/58 تسلا، بیشترین FR به مقدار 44/23° با T نسبتاً بالا (0/63)، از ساختار طراحی شده به‌دست آمد. علاوه بر تغییرات مقادیر FR و T، نتایج نشان دادند که مکان فرکانسی مدهای نقص در طیف عبوری و FR وابسته به راستای میدان تابشی و ضخامت لایه نقص و مستقل از تغییرات میدان مغناطیسی و تعداد تناوب ساختار هستند.

همان‌طور که از جدول 3. مشاهده می‌شود، بیشترین FR از ساختار به‌مقدار 44/79° در دومین مدنقص با فرکانس 15/53 تراهرتز و عبور 0/33 اتفاق می‌افتد (منحنی بنفش). با توجه به کاهش T، تحت اعمال میدان 0/58 تسلا یک راهکار برای افزایش عبور، فرود مایل موج تابشی بر ساختار طراحی شده می‌باشد.

اثر زاویه موج تابشی بر T و FR مدهای نقص

در شکل 5 روند تغییرات (a) T و مقدار FR مدهای نقص (b) به ازای زوایای تابشی صفر درجه (بنفش)، 5° (قرمز)، 10° (قهوه‌ای)، 15° (سبز)، 20° (آبی) از ساختار با آرایش $(AB)^6 InAs(BA)^6$ ، ضخامت $\lambda_0/14 n_B$ برای لایه نقص تحت میدان 0/58. تسلا بررسی شده‌است. با افزایش زاویه تابشی تا 20°، T مدهای نقص افزایش یافته، در مدنقص اول به‌مقدار 0/94 و در دومی این افزایش چشمگیرتر بوده به‌گونه‌ای که در مقایسه با تابش عمودی (0/33) مقدار آن تقریباً دو برابر (0/63) و به بیشتر از نصف عبور کامل رسیده است. مقدار FR در مدهای نقص نیز روند کاهشی داشته که این تغییرات در دومین مدنقص ناچیز بوده و از مقدار 44/79° در تابش عمودی به 44/23° زاویه تابشی 2° می‌رسد. در اولین مدنقص نیز از مقدار 10/21° به 7/94° کاهش می‌یابد (منحنی آبی). علاوه بر آن، افزایش زاویه موج تابشی سبب جابجایی فرکانسی مدهای نقص در هر دو طیف عبوری و FR به سمت فرکانس‌های بالاتر می‌شود که در این بررسی، مقدار جابه‌جایی فرکانسی طیف عبوری (FR) اولین مدنقص با مقدار جابه‌جایی FR (طیف عبوری) دومین مدنقص یکسان و برابر مقدار 0/28 است.



شکل 5. رفتار T مدهای نقص در طیف عبوری (a) و (b) FR از ساختار $(AB)^6 InAs(BA)^6$ به ازای زوایای تابشی متفاوت تحت میدان 0/58 تسلا و ضخامت $\lambda_0/14 n_B$ برای لایه نقص

منابع

- [1] L. Wang, Y. Zhang, X. Guo, T. Chen, H. Liang, X. Hao, X. Hou, W. Kou, Y. Zhao, T. Zhou, S. Liang, Z. Yang, A review of THz modulators with dynamic tunable metasurfaces. *Nanomaterials* 9, 7. 2019, 965-998
- [2] M. Tamagnone, C. Moldovan, J. M Poumirol, A. B. Kuzmenko, A. M. Ionescu, J. R. Mosig, J. P. Carrier, Near optimal graphene terahertz non-reciprocal isolator. *Nature communications* 7, 11216. 2016, 1-6.
- [3] G. W. Day, D. N. Payne, A. J. Barlow, J. J. Ramskov-Hansen, Faraday rotation in coiled, monomode optical fibers: isolators, filters, and magnetic sensors. *Optic letters* 7, 5. 1982, 238-240.
- [4] Ch. Shi, X. F. Zang, Y. Q. Wang, L. Chen, B. Cai, Y. M. Zhu, A polarization-independent broadband terahertz absorber, *Appl. Phys. Lett* 105, 031104. 2014, 1-5.
- [5] F. Fan, S.-T. Xu, X.-H. Wang, S.-J. Chang, Terahertz polarization converter and one-way transmission based on double-layer magneto-plasmonics of magnetized InSb, *Opt. Express* 24, 23. 2016, 26431-26443.
- [6] L. Ren, C. L. Pint, L. G. Booshehri, W. D. Rice, X. Wang, D. J. Hilton, K. Takeya, I. Kawayama, M. Tonouchi, R. H. Hauge, J. Kono, Carbon nanotube terahertz polarizer, *Nano Lett* 9. 2009, 2610-2613.
- [7] F. D. Dubois, V. Gilinsky and M. G. Kivelson, Propagation of electromagnetic waves in plasmas, *Phys. Rev* 129, 6. 1963, 2376-397.
- [8] I. Crassee, J. Levallois, A.L. Walter, M. Ostler, A. Bostwick, E. Rotenberg, T. Seyller, D. Van Der Marel, A. B. Kuzmenko, Giant faraday rotation in single-and multilayer graphene. *Nat. Phys.* 7, 1. 2011, 48-51.
- [9] A. Ferreira, J. Viana-Gomes, Y.V. Bludov, V. Pereira, N. M. R. Peres, A. H. Castro Neto, Faraday effect in graphene enclosed in an optical cavity and the equation of motion method for the study of magneto-optical transport in solids. *Phys. Rev. B* 84, 235410. 2011, 1-25.
- [10] E. Gorbar, V. Gusynin, A. Kuzmenko, S. Sharapov, Magneto-optical and optical probes of gapped ground states of bilayer graphene. *Phys. Rev. B* 86, 075414. 2012,.
- [11] J. Martinez, M. B. A. Jalil, S. G. Tan, Giant faraday and kerr rotation with strained graphene. *Opt. Lett.* 37, 15. 2012, 3237-3239.
- [12] R. Shimano, Y. Ino, Y.P. Svirko, M. Kuwata-Gonokami, Terahertz frequency Hall measurement by magneto-optical Kerr spectroscopy in InAs. *Appl. Phys. Lett.* 81, 2. 2002, 199-201.
- [13] J. Han, Z. Zhu, Y. Liao, Z. Wang, L. Yu, W. Zhang, L. Sun, T. Wang, The magneto-optical Kerr effect of InSb in Terahertz region. *Phys. Lett. A.* 315, 5. 2003, 395-398.
- [14] M. Faraday, Diary entry on first observation of rotation of plane of polarization.. 1845, Faraday's Diary, G. Bell & Son, Ltd., London, 1932.
- [15] N. Pourali and H. Bahador, Tunable magneto-optical responses in a photonic crystal containing two plasma defect layers. *Physics of Plasma.* 26 013515. 2019, 1-8.
- [16] N. Pourali, K. Alexander, V. Hessel and E. V. Rebrov, Tunable enhanced faraday rotation in a defected plasma photonic crystal under external magnetic field with different declinations. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 54 50. 2021, 1-9.
- [17] B. Roumi, R. Abdi- Ghaleh, tunable faraday rotation of light from symmetric and asymmetric photonic crystals containing a plasma layer. *Optical and Quantum Electronics.* 53 633. 2021, 1-11.
- [18] M. Levinshhtien, S. Rumyantsev, M. Shur, Handbook series on semiconductor parameters. World Scientific. 1996,.
- [19] S. Adachi, Optical Constants of Crystalline and Amorphous Semiconductors: numerical data and graphical information. Springer US, Boston, MA,. 1999, pp. 257-267.
- [20] K. H. J. Buschow, R. W. Cahn, M.C. Flemings, B. Iilschner, E.J. Kramer, S. Mahajan, P. Veyssi`ere. Eds., Encyclopedia of Materials: Science and Technology, Elsevier, Oxford. 2001, pp. 1441-1452.
- [21] B. Roumi, R R. Abdi- Ghaleh, Polar magneto-optical kerr effect of reflected from Graphene/ InAs/ Graphene/ Polyimide/ Al structure. *Superlattices and Microstructures* 158 107021. 2021, 1-10.
- [22] B. Roumi, R R. Abdi- Ghaleh, An analytical method to study the magneto-optical effects of a graphene sheet embedded between two magneto optical media. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 536 168132. 2021, 1-7.
- [23] B. Roumi, R R. Abdi- Ghaleh, Tunable polar magneto-optical kerr rotation of light from a one-dimensional photonic crystal containing a graphene/ InAs slab at THz range. *Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures* 144 11545. 2022, 1-8.

- [24] H. Mehdian, Z. Mohammadzahery, A. Hasanbeigi, Magneto-optical properties of one-dimensional conjugated photonic crystal heterojunctions containing plasma layers. *Applied Optics*, 54, 26. 2015, 7949-7956.
- [25] C. P. Yin, T. B. Wang, and H. Z. Wang, Magneto-optical properties of one-dimensional conjugated magneto photonic crystals heterojunctions. *Eur. Phys. J. B* 85. 2012, 104-110.
- [26] D.W. Berreman, Optics in stratified and anisotropic media: 4×4-matrix formulation. *J. Opt. Soc. Am.* 62, 4. 1972, 502-510
- [27] H. Kato, T. Matsushita, A. Takayama, M. Egawa, K. Nishimura, Theoretical analysis of optical and magneto-optical properties dimensional magnetophotonic crystals. *J. Appl. Phys.* 93, 7. 2003, 3906-3911.
- [28] G. E. Iacobescu, Study of the faraday rotation in a nematic liquid crystal doped with methyl orange. *Physics AUC* 20 1. 2010, 31-36.
- [29] F. Villa, J.A. Gaspar-Armenta, Photonic crystal to photonic crystal surface modes: narrow bandpass filters. *Opt. Express.* 12, 11. 2004, 2338-355.