

ORIGINAL ARTICLE

Effect of Optical Axis Orientation on the Transmission Intensity of the Terahertz Filter in Magneto- Photonic Crystal Containing Anisotropic Semiconductor

Fatemeh Moslemi^{1*}, Behnam Kazempour²

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

2 Assistant Professor, Department of Physics, Ahar Branch, Islamic Azad University, Ahar, Iran.

Correspondence

Fatemeh Moslemi

Email: f.moslemi@azaruniv.ac.ir

EXTENDED ABSTRACT

Introduction: The introduction of at least one defect layer will be cause to appear a defect mode (filter) inside the photonic band gap of the structure and if the defect layer exhibits magnetic properties, the resulting structure is referred to as a magneto-photonic crystal [1,2]. Many magneto-optical materials such as plasmas [3], semiconductors such as InAs, InSb [4], etc., exist in nature, most of which are classified as anisotropic materials. In these materials, the optical properties depend not only on the magnetic field but also, owing to anisotropy, on the optical axis orientation and the incident wave polarization. In such media, a coupling is induced between the s- and p-polarization components of the wave. In other words, wave propagation in these media will no longer be independent for the two polarization, and the transmitted or reflected wave may contain components of both polarization [5].

In this paper, a symmetric magneto-photonic crystal structure with an InAs defect layer is proposed for the localization of the defect mode. The optical properties of the InAs semiconductor depend not only on the magnetic field and temperature but also, on the orientation of the optical axis. We will show that the behavior of the defect mode transmission with variations of the optical-axis angle is opposite for the two polarizations, and that Malus law can be realized for both s and p polarizations, such that, by considering the optical-axis direction as the transmission axis, the proposed structure can be employed to design a novel polarizer with a fixed, specific frequency in the terahertz frequency range.

Material and Methodology: In this work, A and B represent dielectric layers with refractive indices $n_A = 2.4$ (ZnSe) and $n_B = 1.4$ (BaF₂), respectively, and quarter-wave optical thicknesses at the central wavelength ($n_A d_A = n_B d_B = \lambda_0/4$). The layers are arranged in the configuration (AB)⁷InAs (BA)⁷.

The defect layer of the structure is InAs, which, under an applied external magnetic field, behaves as an anisotropic medium, with its electric permittivity described by a tensor [6].

To investigate the transmission spectrum of the structure, the transfer matrix method is employed. By using Maxwell's equations and applying the boundary conditions at the layer interfaces for the tangential components of the electric and magnetic fields, the transfer matrices of the individual layers and finally the transfer matrix of the entire structure together with the transmission coefficients for the s and p polarizations, are derived [5,7]. The transfer matrix is 2×2 for the dielectric layers and 4×4 for the anisotropic layers.

How to cite

Moslemi, F. Kazempour, B. (2026). Effect of Optical Axis Orientation on the Transmission Intensity of the Terahertz Filter in Magneto- Photonic Crystal Containing Anisotropic Semiconductor, Optoelectronic, 8(4), 75-86.

Result and Discussion: In this section, the effect of the optical axis orientation on the transmittance of a terahertz filter in a Magneto- Photonic crystal containing an InAs anisotropic semiconductor defect layer is investigated. The transmission spectra of the $(AB)^7\text{InAs}(BA)^7$ structure are calculated using the transfer matrix method for both s and p polarizations. The results show that the introduction of the defect layer creates a localized defect mode, which acts as a terahertz filter, at 10.01 THz within the photonic band gap. Also band gap width and frequency location of the filter are independent of the changes of the optical axis angle. The fundamental reason is that the ϵ_{zz} component of the electric permittivity tensor does not depend on the optical axis orientation. This component remains constant along both the structure's periodicity axis and the wave propagation direction and depends only on the collision frequency and the plasma frequency.

In contrast, the filter transmittance depends on the optical axis orientation. For s-polarization, the maximum transmittance of 0.93 occurs at an angle of 0° and decreases as the angle increases, reaching zero at 90° , whereas for p-polarization the behavior is completely reversed.

Investigation of the transmission coefficients T_{sp} and T_{ps} demonstrate that their spectral responses are completely identical and the coupling of modes occurs at 45° , optical axis angle. At this angle, the diagonal components of the permittivity tensor become equal ($\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy}$), and the off-diagonal components ($\epsilon_{xy}, \epsilon_{yx}$) reach their maximum value. At angles of 0° and 90° , the coupling vanishes completely; in other words, it is impossible to generate a transmitted wave with an s-component from an incident p-wave, or the reverse.

The simultaneous influence of temperature and magnetic field was also studied. Increasing the temperature shifts the defect mode frequency by 0.005 THz toward higher frequencies and decreases the filter transmittance, also increasing the magnetic field reduces the transmittance without any change in the filter frequency location.

While an increase in both temperature and magnetic field enhances the anisotropy, it also increases the difference between the refractive indices. Since these variations occur near the resonance frequency, they lead to a reduction in both reflection and transmission intensities, thereby enhancing magneto-optical properties such as the Kerr and Faraday rotations. At room temperature (300 K), optimal transmission through the structure was achieved under low applied magnetic fields (0.01 T), a notable advantage of the present work.

Accounting for the dependence of the filter transmitted intensity on the optical axis orientation—with the optical axis acting as the transmission axis—Malus's law is satisfied for both polarization states and the proposed structure can be used as a new polarizer in the fixed frequency of 10.01 THz

Conclusions: In this work, the transmission spectrum of a Magneto-Photonic crystal containing an anisotropic InAs defect layer were investigated using the transfer matrix method for both s and p polarizations. A defect mode (filter) with optical-axis-dependent transmission was observed in the terahertz region, while the band gap width and filter frequency remained independent of the optical-axis angle. The transmission intensity of the terahertz filter showed an opposite trend with the optical-axis angle for the s (p) and p (s) polarizations, and mode coupling occurred at an optical-axis angle of 45° . Increasing temperature and magnetic field enhanced the anisotropy and reduced the transmission; at room temperature and low magnetic field (0.01 T), optimal transmission was achieved. Owing to the dependence of the filter transmission intensity on the optical-axis direction, and by taking the optical axis as the transmission axis, Malus's law was realized for both polarizations, thus enabling the design of a novel terahertz polarizer with a fixed frequency of 10.01 THz.

Conflict of Interest: The authors declare that there are no conflicts of interest regarding the publication of this manuscript.

References

- [1] Lyubchanskii, I. L. Dadoenkova, N.N., Lyubchanskii, M. I., Shapovalov, E. A. & Rasing, Th. (2003). Magnetic photonic crystals, *Journal of Physics D: Applied Physics*. 36 (18) R277-R287, <https://doi.org/10.1088/0022-3727/36/18/R01>
- [2] Inoue, M., Fujikawa, R., Baryshev, A., Khanikaev, A., Lim, P. B., Uchida, H., Aktsipetrov, O., Fedyanin, A., Murzina, T & Granovsky, A. (2006) Magnetic photonic crystals, *Journal of Physics D: Applied Physics*. 39(8) R151-R161. <http://doi:10.1088/0022-3727/39/8/R01>.
- [3] Qi, L., Yang, Z., & Fu, T. (2012). Defect modes in one-dimensional magnetized plasma photonic crystals with a dielectric defect layer. *Phys. Plasmas*. 19(1), <https://doi.org/10.1063/1.3677876>.
- [4] Li, T. Fan, F. Ji, Y. Tan, Zh. Mu, Q. & Chang, sh.(2019). Terahertz tunable filter and modulator based on magneto plasmon in transverse magnetized InSb. *Optics Letter*, 45(1) 1-4, <https://doi.org/10.1364/OL.45.000001>.
- [5] Cos, J., Borrull, J., Pallares, J.& Marsal, L.F., (2009). Tunable Fabry–Perot filter based on one-dimensional photonic crystals with liquid crystal components, *Opt. Commun*. 282(6), 1220-1225, <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2008.11.074>.
- [6] Yariv, A. Yeh, P. (1983). *Optical Waves in Crystals Propagation and Control of Laser Radiation*. Wiley and Sons, New York.
- [7] Yeh, P. (1979). Electromagnetic propagation in birefringent layered media, *J. Opt. Soc. Am*. 69 (5) 742-756, <https://doi.org/10.1364/JOSA.69.000742>

ABSTRACT

In this work, the effect of optical axis orientation on the transmission intensity of a terahertz filter in a Magneto- Photonic crystal is studied. The transmission spectrum of the proposed structure with symmetric arrangement of $(AB)^7$ InAs $(BA)^7$ for both s and p polarizations is calculated using the 4×4 transfer matrix method where the A, B layers are the common dielectric materials and the InAs defect layer is an anisotropic semiconductor. The presence of the defect layer causes to appear a defect mode (filter) inside the photonic band gap of the structure. The results show that the band gap width and frequency location of the filter are independent of the changes in the optical axis angle but the dependence of transmission intensity on the optical axis direction makes possible realization of Malus's law in the proposed structure in the terahertz frequency range for both s and p polarizations. The trend of transmission intensity changes of the THz filter with the optical axis angle in s (p) polarization has opposite behavior to p (s) polarization and coupling of modes occurs at 45° optical axis angle. Also, the simultaneous effects of temperature and magnetic field intensity on the frequency location and the filter transmission intensity in the range of changes in the optical axis angle have been investigated. The proposed structure can be used as a new polarizer in the terahertz frequency range.

KEYWORDS

Magneto- Photonic Crystal, Controllable, Terahertz Filter, Optical Axis, InAs Anisotropic Semiconductor.

فصلنامه علمی

اپتوالکترونیک

«مقاله پژوهشی»

اثر جهت‌گیری محور نوری بر شدت عبور فیلتر تراهرتز در بلور مگنتو - فوتونی شامل نیم‌رسانای ناهمسان‌گرد

فاطمه مسلمی^{۱*}، بهنام کاظم‌پور^۲

۱ استادیار، گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه شهیدمدنی آذربایجان، تبریز، ایران.
۲ استادیار، گروه فیزیک، واحد اهر، دانشگاه آزاد اسلامی، اهر، ایران.

نویسنده مسئول:

فاطمه مسلمی

رایانامه: f.moslemi@azaruniv.ac.ir

چکیده

در این کار اثر جهت‌گیری محور نوری بر شدت عبور فیلتر تراهرتز در بلور مگنتو - فوتونی مطالعه شده است. طیف عبوری ساختار پیشنهادی با آرایش متقارن $(BA)^7 \text{InAs} (AB)^7$ که در آن A, B لایه‌های دی‌الکتریک معمولی و لایه نقص InAs نیم‌رسانای ناهمسان‌گرد هستند با روش ماتریس انتقال 4×4 برای هر دو قطبش p, s محاسبه شده است. وجود لایه نقص سبب ایجاد مد نقص (فیلتر) در گاف باند فوتونی ساختار می‌شود. نتایج نشان می‌دهند که پهنای گاف باند و مکان فرکانسی فیلتر مستقل از تغییرات زاویه محور نوری است؛ ولی وابستگی شدت عبور به جهت محور نوری امکان تحقق قانون مالوس از ساختار پیشنهادی را در ناحیه فرکانسی تراهرتز برای هر دو قطبش فراهم کرده است. روند تغییرات شدت عبوری فیلتر تراهرتز با زاویه محور نوری در قطبش s (p) رفتاری مخالف قطبش p (s) دارد و کوپل‌شدگی قطبش‌ها در زاویه 45° درجه محور نوری اتفاق می‌افتد. اثرات همزمان دما و شدت میدان مغناطیسی بر مکان فرکانس و شدت عبور فیلتر در بازه تغییرات زاویه محور نوری نیز بررسی شده است. ساختار پیشنهادی می‌تواند به عنوان قطبش‌گر جدید در محدوده فرکانسی تراهرتز استفاده شود.

واژه‌های کلیدی

بلور مگنتو - فوتونی، کنترل‌پذیر، فیلتر تراهرتز، محور نوری، نیم‌رسانای ناهمسان‌گرد InAs .

استناد به این مقاله:

فاطمه مسلمی، بهنام کاظم‌پور (۱۴۰۵). اثر جهت‌گیری محور نوری بر شدت عبور فیلتر تراهرتز در بلور مگنتو - فوتونی شامل نیم‌رسانای ناهمسان‌گرد. فصلنامه علمی اپتوالکترونیک، ۸(۴)، ۷۵-۸۶.

مقدمه

در صورتی که حداقل یک لایه نقص در ساختار بلور فوتونی خاصیت مغناطیسی داشته باشد، علاوه بر ایجاد مد نقص یا مد عبوری در ناحیه گاف باند فوتونی بلور حاصل، بلور مگنتو - فوتونی نامیده شده و خواص منحصر به فردی خواهد داشت [۲،۳]. این پدیده اساس طراحی فیلترهای باریک‌گذر از ساختارهای بلور مگنتو - فوتونی است [۴-۶]. از این‌رو کنترل‌پذیری فرکانس و شدت عبوری مد نقص می‌تواند مزیت عمده این فیلترها به حساب آید. مواد مگنتوپتیکی زیادی چون پلاسماها^۱ [۷]، نیم‌رساناها [۸]، گرافن^۲ [۹] و غیره در طبیعت وجود دارند که بیشترشان جزو مواد ناهمسان‌گرد هستند. خواص نوری در این مواد علاوه بر وابستگی به شدت میدان مغناطیسی به‌علت ناهمسان‌گردی به راستای محور نوری و قطبش موج تابشی نیز وابسته خواهند بود.

با توجه به اینکه هر موج تابشی دارای دو قطبش p, s است، در محیط‌های ناهمسان‌گرد یک جفت‌شدگی بین دو قطبش موج خواهیم داشت و انتشار موج در این محیط‌ها مستقل از هم نخواهد بود؛ به عبارتی اگر موج تابشی یکی از قطبش‌های p, s را داشته باشد، موج عبوری یا بازتابی در عبور از محیط ناهمسان‌گرد می‌تواند مولفه‌هایی از هر دو نوع قطبش داشته باشد [۱۰]. علاوه بر این چون سرعت فاز به نوع قطبش و جهت انتشار موج وابسته است، در این محیط‌ها به‌دلیل خاصیت ناهمسان‌گردی امکان چرخش جهت و تغییر نوع قطبش در حین عبور از محیط ناهمسان‌گرد وجود دارد؛ لذا برای راستای انتشار دلخواه در محیط، دو حالت ویژه با جهت قطبش و سرعت فاز مشخص وجود دارد.

تاکنون مطالعات نظری فراوانی در ارتباط با کنترل‌پذیری فیلترها در ساختارهای بلور فوتونی ناهمسان‌گرد شامل بلورهای مایع^۳ [۱۰]، محیط‌های پلاسمایی [۱۱]، بلورهای فروالکتریک^۴ [۱۲،۱۳] و غیره گزارش شده است. در این پژوهش‌ها کنترل‌پذیری فیلتر با راستای محور نوری، شدت و راستای میدان مغناطیسی، ولتاژ خارجی و غیره بررسی و مطالعه شده است.

اخیرا نیم‌رساناهای ناهمسان‌گردی چون InSb ^۵ [۸،۱۴]، InAs ^۶ [۱۵] به‌خاطر خواص مگنتوپتیکی کنترل‌پذیرشان با

عوامل خارجی چون دما و شدت میدان مغناطیسی مورد توجه پژوهشگران قرار گرفته‌اند. در سال ۲۰۱۶، گو^۷ و همکارانش نشان دادند که در دمای ۲۲۰ درجه کلین و شدت میدان مغناطیسی ۰/۶ تسلا نیم‌رسانای ناهمسان‌گرد InSb به عنوان شکافنده پرتو در ناحیه ترانزیت عملکرد بسیار خوبی دارد [۱۶]. در پژوهشی دیگر اثر عواملی چون دما، شدت میدان مغناطیسی، ضخامت و تناوب ساختار بر طیف عبوری مد نقص و چرخش فاردای^۸ از ساختار شامل لایه نقص InSb مطالعه شده است [۱۷]. از آنجایی که این پژوهش‌های تئوری در دماهای خیلی پایین‌تر از دمای اتاق و شدت میدان‌های مغناطیسی بالا بررسی شده‌اند، امکان طراحی نمونه‌های آزمایشگاهی با چالش‌های کار تجربی روبه‌رو خواهد بود.

InAs نیز همانند InSb ماده‌ای است نیم‌رسانا با گاف باند مستقیم با مقدار 0.354 eV [۱۸]، چگالی الکترونی وابسته به دما و جرم موثر کم [۱۹] که به‌علت تحرک الکترونی زیاد در ابزارهای الکترونیکی پرسرعت، ابزارهای فوتوولتایی و نانوسنسورها استفاده می‌شود [۲۰]. در سال ۲۰۰۲ شیمانو^۹ و همکارانش نشان دادند که این ماده ناهمسان‌گرد تحت میدان مغناطیسی توانایی چرخش قطبش نور را دارد [۱۵]، آنها توانستند به صورت تجربی در دمای اتاق و تحت یک میدان ۰/۴۸ تسلا، از نمونه InAs چرخش کر^{۱۰} به مقدار ۱۰ درجه در ناحیه ترانزیت ثبت نمایند. بعدها محققان برای رسیدن به چرخش‌های به اندازه کافی بزرگ ساختارهای مگنتو - فوتونی شامل لایه InAs را پیشنهاد دادند، در این ساختارها چرخش کر [۲۱-۲۳]، چرخش فاردای [۱] و تنظیم‌پذیری آنها با عوامل ساختاری و شدت میدان مغناطیسی در دمای اتاق بررسی و نتایج آنها چاپ شدند.

از آنجایی که خواص نوری نیم‌رسانای InAs علاوه بر شدت میدان مغناطیسی و دما به‌علت ناهمسان‌گردی به راستای محور نوری نیز وابسته است و تاکنون پژوهشی در این راستا صورت نگرفته است، هدف ما در این مقاله، بررسی اثر جهت‌گیری محور نوری بر شدت عبور مد نقص (فیلتر ترانزیت) تحت میدان مغناطیسی کم‌شدت حول دمای اتاق (نزدیک به شرایط آزمایشگاهی) است.

برای ایجاد مد نقص ساختاری متقارن از بلور مگنتو - فوتونی با لایه نقص InAs پیشنهاد شده است. خواهیم دید در هر دو قطبش p, s از طیف عبوری مد نقصی (فیلتر ترانزیت) با

7 Gu

8 Faraday Rotation

9 Shimano

10 Kerr Rotation

1 Plasmas

2 Graphene

3 Liquid Crystals

4 Ferroelectric crystals

5 Indium Antimonide

6 Indium Arsenide

$\varepsilon_z, \varepsilon_y, \varepsilon_x$ به ترتیب مولفه‌های گذردهی الکتریکی در امتداد محورهای اصلی z, y, x برابر مقادیر زیر هستند [۱۵]:

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

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

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

در روابط بالا، $\varepsilon_\infty = 16.3$ ، گذردهی الکتریکی در فرکانس‌های بالاست. $\omega = 2\pi f$ ، فرکانس موج تابشی، $\omega_c = eB/m^*$ ، فرکانس سیکلوترونی وابسته به شدت میدان مغناطیسی، $\omega_p = \sqrt{N_{InAs}e^2/\varepsilon_0 m^*}$ ، فرکانس پلاسما وابسته به چگالی و $\gamma = e/\mu_0 m^* = 0.75 THz$ و فرکانس برخورد هستند. m^* ، جرم موثر الکترون، مقدار عددی آن برای InAs برابر $0.026 m_e$ است. e, m_e نیز جرم و بار الکترون هستند.

N_{InAs} ، چگالی حامل‌های ذاتی است و برای نیم‌رسانای InAs به شکل زیر تعریف شده است:

$$N_{InAs} = \sqrt{N_e N_h} e^{-E_g/2KT} \quad (5)$$

N_h, N_e به ترتیب چگالی حالت‌ها در نوار رسانش و ظرفیت

نیم‌رسانا بوده و برابر مقادیر زیر تعریف شده‌اند:

$$N_e = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* KT}{h} \right)^{3/2}, \quad N_h = 2 \left(\frac{2\pi m_h^* KT}{h} \right)^{3/2} \quad (6)$$

که در آن m_h^*, m_e^* به ترتیب جرم‌های موثر الکترون و حفره، K ، ثابت بولتزمن، T ، دما بر حسب کلین و h ثابت پلانک هستند و نهایتاً E_g انرژی گاف باند بوده و با تقریب مرتبه صفر دما در نیم‌رسانای InAs برابر $0.354 eV$ است [۱۸]. با توجه به رابطه (۵)، یک برآورد عددی از چگالی نیم‌رسانای InAs در دمای اتاق برابر با $2.1 \times 10^{16} cm^{-3}$ است [۱۵].

برای بررسی طیف عبوری از روش ماتریس انتقال 4×4 استفاده می‌شود. با فرض اینکه موج الکترومغناطیسی با بردار انتشار $\vec{k}$ به طور عمود بر ساختار بلور مگنتو - فوتونی فرود آید، رابطه پاشندگی بر اساس معادلات ماکسول به شکل زیر تعریف می‌شود [۲۲]:

$$\vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}) + \frac{\omega^2}{c^2} \mu \varepsilon \vec{E} = 0 \quad (7)$$

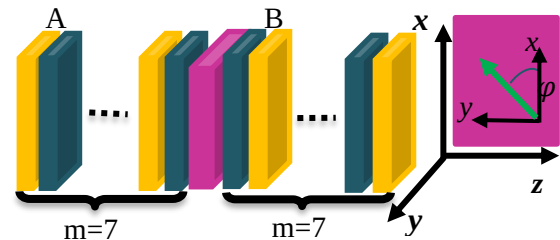
اگر وابستگی زمانی و مکانی میدان الکتریکی در هر لایه را به شکل $e^{i(\omega t - \alpha x - \beta y - \gamma z)}$ در نظر بگیریم، مولفه z بردار موج (γ) با توجه به معادله (۷) به صورت زیر خواهد بود [۱۰، ۲۵]:

$$(8)$$

شدت عبور وابسته به راستای محور نوری وجود دارد. نشان خواهیم داد که رفتار شدت عبور فیلتر با تغییرات زاویه محور نوری در قطبش‌ها مخالف یکدیگر بوده و امکان تحقق قانون مالوس^۱ در هر دو قطبش وجود دارد؛ به گونه‌ای که با در نظر گرفتن راستای محور نوری به عنوان محور انتقال می‌توان از ساختار پیشنهادی برای طراحی قطبش‌گر جدید با فرکانس مشخص و ثابت در محدوده تراهترز استفاده نمود. اثرات دو پارامتر خارجی دما و شدت میدان مغناطیسی نیز بر مکان فرکانس و شدت عبوری فیلتر همزمان با تغییرات زاویه محور نوری نیز بررسی خواهد شد.

مدل تئوری

در این کار ساختاری متقارن از بلور مگنتو - فوتونی یک‌بعدی با آرایش $(BA)^7 InAs (AB)^7$ در نظر گرفته شده است. A و B لایه‌های دی‌الکتریک با ضرایب شکست $n_A = 2.4 (ZnSe)$ و $n_B = 1.4 (BaF_2)$ و ضخامت نوری لایه‌ها ربع طول موج مرکزی $(n_A d_A = n_B d_B = \lambda_0/4)$ با مقدار $\lambda_0 = 60 \mu m$ انتخاب شده‌اند. با توجه به شکل لایه‌ها در صفحه $x-y$ و عمود بر محور z قرار گرفته‌اند.



شکل ۱. شمایی از ساختار با آرایش $(BA)^7 InAs (AB)^7$ با لایه نقص InAs. راستای محور نوری در لایه نقص ناهمسان‌گرد نسبت به محور x با زاویه φ مشخص شده است.

InAs به عنوان لایه نقص ساختار، نیم‌رسانایی است که در حضور میدان مغناطیسی خارجی جزو محیط‌های ناهمسان‌گرد است. جهت‌گیری محور نوری، در این لایه ناهمسان‌گرد مطابق شکل در صفحه $x-y$ و تحت زاویه φ عمود بر راستای تناوب ساختار (محور z) در نظر گرفته شده است. تحت چنین شرایطی تانسور گذردهی الکتریکی نسبی به شکل زیر تعریف می‌شود [۲۴]:

$$\varepsilon_{InAs} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & 0 \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_x \cos^2 \varphi + \varepsilon_y \sin^2 \varphi & (\varepsilon_x - \varepsilon_y) \sin \varphi \cos \varphi & 0 \\ (\varepsilon_x - \varepsilon_y) \sin \varphi \cos \varphi & \varepsilon_x \sin^2 \varphi + \varepsilon_y \cos^2 \varphi & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{pmatrix} \quad (1)$$

$$\begin{pmatrix} A_1(n-1) \\ A_2(n-1) \\ A_3(n-1) \\ A_4(n-1) \end{pmatrix} = D^{-1}(n-1)D(n)P(n) \begin{pmatrix} A_1(n) \\ A_2(n) \\ A_3(n) \\ A_4(n) \end{pmatrix} \quad (۱۵)$$

که در آن D ، ماتریس دینامیکی (وابسته به جهت قطبش) و P ماتریس انتشار (وابسته به تغییر قطبش) به شکل زیر هستند:

$$D(n) = \begin{pmatrix} \hat{x} \cdot \hat{p}_1(n) & \hat{x} \cdot \hat{p}_2(n) & \hat{x} \cdot \hat{p}_3(n) & \hat{x} \cdot \hat{p}_4(n) \\ \hat{y} \cdot \hat{q}_1(n) & \hat{y} \cdot \hat{q}_2(n) & \hat{y} \cdot \hat{q}_3(n) & \hat{y} \cdot \hat{q}_4(n) \\ \hat{y} \cdot \hat{p}_1(n) & \hat{y} \cdot \hat{p}_2(n) & \hat{y} \cdot \hat{p}_3(n) & \hat{y} \cdot \hat{p}_4(n) \\ \hat{x} \cdot \hat{q}_1(n) & \hat{x} \cdot \hat{q}_2(n) & \hat{x} \cdot \hat{q}_3(n) & \hat{x} \cdot \hat{q}_4(n) \end{pmatrix} \quad (۱۶)$$

$$P(n) = \begin{pmatrix} e^{i\gamma_1(n)d_n} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\gamma_1(n)d_n} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\gamma_1(n)d_n} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{i\gamma_1(n)d_n} \end{pmatrix} \quad (۱۷)$$

d_n ضخامت لایه n ام است و ماتریس انتقال از یک لایه به شکل زیر تعریف می شود:

$$T_{n-1,n} = D^{-1}(n-1)D(n)P(n) \quad (۱۸)$$

رابطه ماتریسی که مقادیر دامنه در ابتدای بلور $A_n(0)$ را به مقادیر آن در انتهای بلور $A_n(s)$ مربوط می کند، به شکل زیر است:

$$\begin{pmatrix} A_1(0) \\ A_2(0) \\ A_3(0) \\ A_4(0) \end{pmatrix} = T_{0,1}T_{1,2} \dots T_{N-1,N}T_{N,s} \begin{pmatrix} A_1(s) \\ A_2(s) \\ A_3(s) \\ A_4(s) \end{pmatrix} \quad (۱۹)$$

و به عبارتی

$$\begin{pmatrix} A_1(0) \\ A_2(0) \\ A_3(0) \\ A_4(0) \end{pmatrix} = \quad (۲۰)$$

$$\begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} & M_{14} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} & M_{24} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} & M_{34} \\ M_{41} & M_{42} & M_{43} & M_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1(s) \\ A_2(s) \\ A_3(s) \\ A_4(s) \end{pmatrix}$$

نهایتا اگر فرض کنیم میدان موج تابشی با قطبش های s, p از سمت چپ به ساختار بلور فوتونی تابیده شود، ضرایب بازتاب در سمت راست ساختار صفر بوده؛ به عبارتی $A_2(s) = A_4(s) = 0$ و چهار ضریب عبور $t_{ps}, t_{pp}, t_{sp}, t_{ss}$ به شکل زیر به دست می آیند [۱۰، ۲۵]:

$$t_{ss} = \frac{A_3(s)}{A_3(0)}_{A_1(0)=0} = \frac{M_{11}}{M_{11}M_{33}-M_{13}M_{31}} \quad (۲۱)$$

$$t_{sp} = \frac{A_1(s)}{A_3(0)}_{A_1(0)=0} = \frac{-M_{13}}{M_{11}M_{33}-M_{13}M_{31}} \quad (۲۲)$$

$$t_{pp} = \frac{A_1(s)}{A_3(0)}_{A_3(0)=0} = \frac{M_{33}}{M_{11}M_{33}-M_{13}M_{31}} \quad (۲۳)$$

$$t_{ps} = \frac{A_3(s)}{A_1(0)}_{A_3(0)=0} = \frac{-M_{31}}{M_{11}M_{33}-M_{13}M_{31}} \quad (۲۴)$$

$$\begin{pmatrix} \omega^2\mu\epsilon_{xx} - \beta^2 - \gamma^2 & \omega^2\mu\epsilon_{xy} + \alpha\beta & \omega^2\mu\epsilon_{xz} + \alpha\gamma \\ \omega^2\mu\epsilon_{yx} + \alpha\beta & \omega^2\mu\epsilon_{yy} - \alpha^2 - \gamma^2 & \omega^2\mu\epsilon_{yz} + \beta\gamma \\ \omega^2\mu\epsilon_{zx} + \alpha\gamma & \omega^2\mu\epsilon_{zy} + \beta\gamma & \omega^2\mu\epsilon_{zz} - \alpha^2 - \beta^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0$$

که با صفر قرار دادن دترمینال معادله بالا، یک معادله درجه ۴ بر حسب سنجه γ به دست خواهد آمد. این مقادیر به همراه α, β چهار بردار انتشار برای چهار موج جزئی در هر لایه را به شکل زیر را مشخص می کنند:

$$\vec{k}_\sigma = \alpha\hat{x} + \beta\hat{y} + \gamma_\sigma\hat{z}, \quad \sigma = 1, 2, 3, 4 \quad (۹)$$

γ_σ ها بسته به نوع لایه می توانند حقیقی یا مختلط باشند. از آنجایی که α, β ثابت هستند، تمامی چهار بردار $\vec{k}_\sigma$ روی صفحه تابش قرار می گیرند، چهار سرعت گروه متناظر با این چهار موج جزئی روی این صفحه قرار نمی گیرند. اگر همه $\vec{k}_\sigma$ حقیقی باشند دو تا از آنها سرعت گروه با مولفه z مثبت و دو تای دیگر سرعت گروه با مولفه z منفی خواهند داشت. قطبش هر کدام از این چهار موج جزئی با بردار [۱۰، ۲۵]:

$$\vec{p}_\sigma = N_\sigma \times \begin{pmatrix} \left[\left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \epsilon_{yy} - \alpha^2 - \gamma_\sigma^2 \right] \left[\left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \epsilon_{zz} - \alpha^2 - \beta^2 \right] - \left[\left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \epsilon_{yz} + \beta\gamma_\sigma \right]^2 \\ \left[\left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \epsilon_{yz} + \beta\gamma_\sigma \right] \left[\left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \epsilon_{xz} + \alpha\gamma_\sigma \right] - \left[\left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \epsilon_{xy} + \alpha\beta \right] \left[\left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \epsilon_{zz} - \alpha^2 - \beta^2 \right] \\ \left[\left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \epsilon_{xy} + \alpha\beta \right] \left[\left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \epsilon_{yz} + \beta\gamma_\sigma \right] - \left[\left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \epsilon_{yy} - \alpha^2 - \gamma_\sigma^2 \right] \left[\left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \epsilon_{xz} + \alpha\gamma_\sigma \right] \end{pmatrix} \quad (۱۰)$$

تعیین می شوند که در آن p_x, p_y, p_z جملاتی وابسته به $\omega, \epsilon_{ij}, \gamma_\sigma, \alpha, \beta$ هستند. N_σ ثابت نرمالیزاسیون است و منجر به $\vec{p} \cdot \vec{p} = 1$ می شود. لذا میدان الکتریکی در هر لایه ناهمسان گرد با چهار موج جزئی با دامنه های مختلط A_σ به شکل زیر نشان داده می شود:

$$\vec{E} = \sum_{\sigma=1}^4 A_\sigma \vec{p}_\sigma e^{i(\omega t - \alpha x - \beta y - \gamma_\sigma z)} \quad (۱۱)$$

و نمایش دامنه های میدان در لایه n ام نیز به صورت زیر است:

$$A_\sigma(n) = \begin{pmatrix} A_1(n) \\ A_2(n) \\ A_3(n) \\ A_4(n) \end{pmatrix} \quad (۱۲)$$

با در نظر گرفتن شرایط مرزی می توان بردارهای مربوط به لایه های مختلف و با استفاده از معادلات ماکسول می توان میدان های مغناطیسی را نیز به دست آورد:

$$\vec{H} = \sum_{\sigma=1}^4 A_\sigma(n) \vec{q}_\sigma e^{i(\omega t - \alpha x - \beta y - \gamma_\sigma(z-z_0))} \quad (۱۳)$$

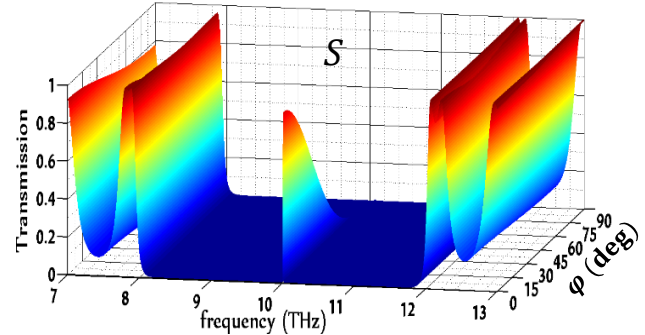
ارتباط بردارهای $\vec{q}_\sigma$ و $\vec{p}_\sigma$ به صورت زیر است:

$$\vec{q}_\sigma(n) = \frac{c\vec{k}_\sigma(n)}{\omega\mu} \times \vec{p}_\sigma \quad (۱۴)$$

با اعمال شرایط مرزی در هر مرز برای مولفه های مماسی میدان های الکتریکی و مغناطیسی (E_x, E_y, H_x, H_y) به روابط زیر می رسیم:

نتایج و بحث

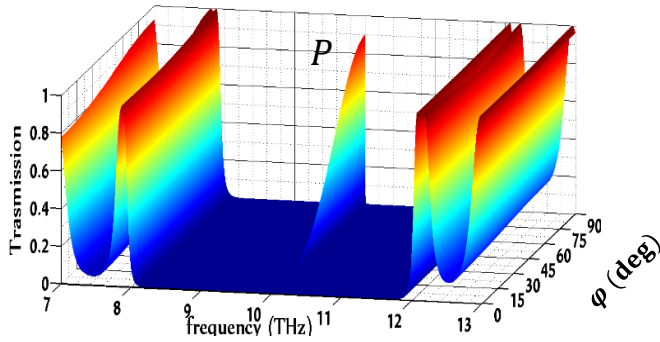
با توجه به رابطه (۱)، قابل پیش‌بینی است که خواص نوری ساختار $(BA)^7 InAs (AB)^7$ وابسته به جهت محور نوری لایه نقص ناهمسان‌گرد $InAs$ باشد. برای نشان دادن این موضوع، نمایش سه‌بعدی از طیف عبوری ساختار برای قطبش S بر حسب فرکانس موج تابشی و زوایای نوری در بازه $\varphi = [0^\circ - 90^\circ]$ تحت شدت میدان مغناطیسی 0.3 تسلا و دمای اتاق (300 درجه کلوین) در شکل ۲ رسم شده است.



شکل ۲. نمایش سه‌بعدی از طیف عبوری بر حسب فرکانس موج تابشی و زوایای محور نوری برای قطبش S تحت میدان 0.3 تسلا و دمای اتاق.

حضور لایه نقص در ساختار سبب جای‌گذاری مد نقص (فیلتر تراهرتز) با فرکانس 10.1 تراهرتز در محدوده گاف باند فوتونی $8-12$ تراهرتز شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود شدت عبوری فیلتر تراهرتز وابسته به راستای جهت‌گیری محور نوری است. در زاویه محور نوری صفر درجه شدت عبوری آن 0.93 (نزدیک به یک (تقریباً عبور کامل) بوده و با افزایش زاویه محور نوری شدت عبور کمتر شده نهایتاً در $\varphi = 90^\circ$ به مقدار صفر می‌رسد؛ ولی با تغییرات زاویه محور نوری، پهنای گاف و موقعیت فرکانسی فیلتر تراهرتز ثابت بوده و تغییری نمی‌کنند. علت حفظ مکان فرکانسی علی‌رغم تغییرات زاویه محور نوری با توجه به رابطه (۱)، عدم وابستگی مولفه ϵ_z گذردهی الکتریکی (مولفه‌ای که در راستای تناوب ساختار و امتداد انتشار موج تابشی است) به زاویه محور نوری است. این مولفه صرفاً وابسته به فرکانس برخورد و فرکانس پلاسما بوده و تغییر این فرکانس‌ها، مکان فرکانسی فیلتر را تغییر خواهد داد.

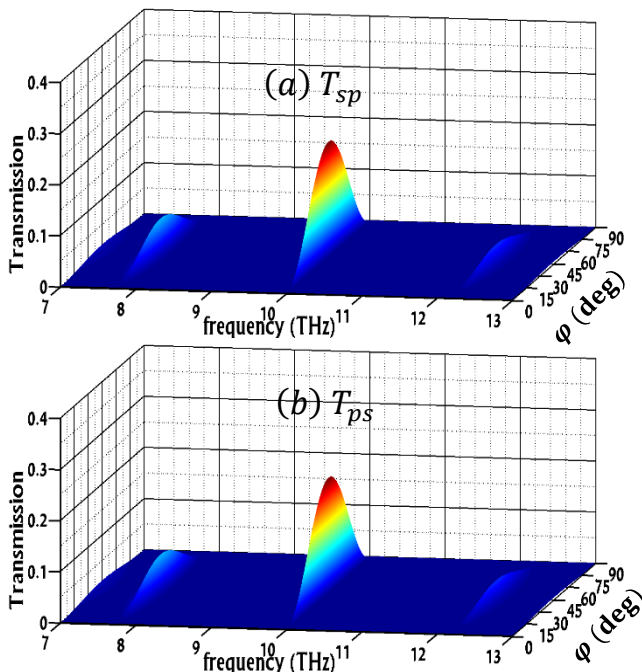
مشابه با قطبش S ، در شکل ۳، طیف عبوری ساختار برای قطبش P در نمایش سه‌بعدی بر حسب فرکانس موج تابشی و زوایای محور نوری از صفر تا 90 درجه تحت شدت میدان اعمالی 0.3 تسلا و دمای 300 درجه کلوین بررسی شده است.



شکل ۳. نمایش سه‌بعدی از طیف عبوری بر حسب فرکانس موج تابشی و زوایای محور نوری برای قطبش P تحت میدان 0.3 تسلا و دمای اتاق.

در قطبش P نیز همانند قطبش S پهنای گاف باند فوتونی و مکان فرکانسی فیلتر تراهرتز مستقل از تغییرات زاویه محور نوری است؛ ولی مقدار شدت عبوری فیلتر از صفر در زاویه صفر محور نوری تا مقدار تقریباً یک در زاویه 90 درجه تغییر می‌کند. مقایسه شکل‌های ۲ و ۳ نشان می‌دهند که تغییرات شدت عبوری فیلتر با زاویه محور نوری در قطبش S (p) رفتاری کاملاً مخالف قطبش p (s) دارد.

شکل ۴ نمایش سه بعدی از رفتار ضرایب عبور T_{sp} (a) و T_{ps} (b) بر حسب تغییرات فرکانس موج تابشی و زاویه محور نوری تحت شدت میدان اعمالی 0.3 تسلا و دمای 300 درجه کلوین نشان می‌دهند.



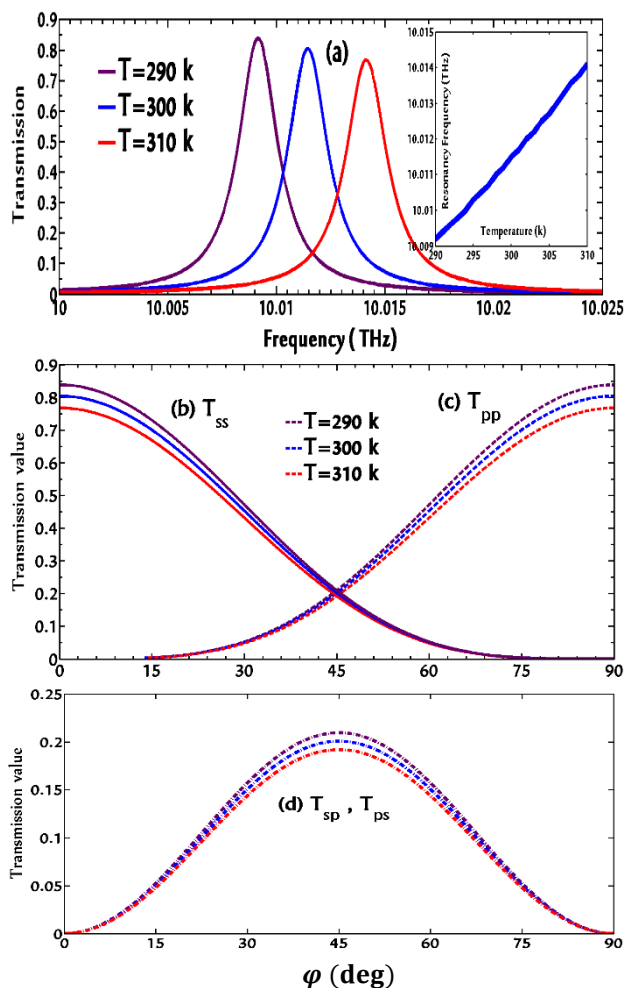
شکل ۴. نمایش سه‌بعدی از طیف عبوری T_{sp} (a)، T_{ps} (b) بر حسب فرکانس موج تابشی و زوایای محور نوری تحت میدان 0.3 تسلا و دمای اتاق.

با توجه به نمودارها، در بازه تغییرات زاویه محور نوری از صفر تا 90 درجه، هر دو ضریب عبور T_{ps} ، T_{sp} رفتار طیفی

قطبش‌ها کمتر شده و در $\varphi = 0^0, 90^0$ کاملاً از بین می‌رود؛ به عبارتی امکان تولید موج عبوری با مولفه s قطبش با استفاده از موج ورودی با مولفه p قطبش و برعکس وجود ندارد.

از آنجایی که مولفه‌های گذردهی الکتریکی لایه نقص InAs علاوه بر راستای جهت‌گیری محور نوری، به شدت میدان مغناطیسی خارجی و دمای محیط نیز وابسته است، در ادامه به بررسی اثر شدت میدان مغناطیسی و دمای محیط خواهیم پرداخت.

برای بررسی اثر همزمان زاویه محور نوری و دمای محیط، رفتار فرکانس مد نقص (a) ، شدت عبور قله فیلتر تراهرتز برای ضرایب $(b)T_{ss}$ ، $(c)T_{pp}$ و $(d)T_{sp}, T_{ps}$ به ازای دماهای ۲۹۰ (منحنی بنفش)، ۳۰۰ (منحنی آبی) و ۳۱۰ (منحنی قرمز) درجه کلین در بازه زوایای محور نوری $[0 - 90]$ تحت شدت میدان 0.3 تسلا در شکل ۶ نشان داده شده است.

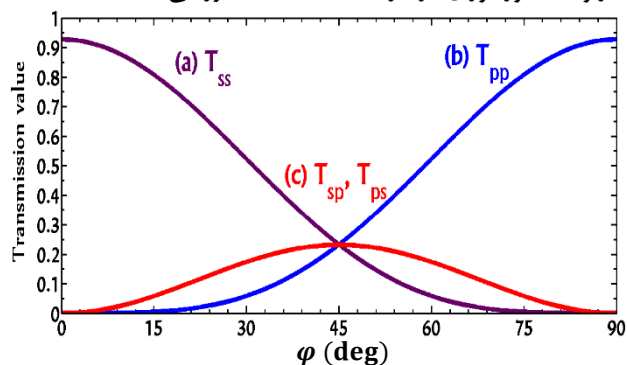


شکل ۶. رفتار فرکانس فیلتر (a) و شدت عبور قله فیلتر تراهرتز برای ضرایب $(b)T_{ss}$ و $(c)T_{pp}$ و $(d)T_{sp}, T_{ps}$ با زاویه محور نوری در سه دمای متفاوت تحت میدان 0.3 تسلا.

با توجه به رابطه (۵) و وابستگی چگالی، به تبع آن فرکانس پلاسما و مولفه ϵ_z گذردهی الکتریکی به دما، در بازه تغییرات

کاملاً یکسانی دارند. همانند قطبش‌های p, s تغییری در پهنای گاف و موقعیت فرکانسی فیلتر تراهرتز دیده نمی‌شود؛ ولی شدت عبوری فیلتر قابلیت کنترل با تغییرات زاویه محور نوری را دارد. بیشترین شدت عبور با مقدار 0.23 در زاویه 45 درجه محور نوری دیده می‌شود. با دور شدن از این زاویه شدت عبوری کاهش یافته، به عبارتی تبدیل قطبش برای هر دو ضریب عبور T_{ps}, T_{sp} کمتر شده و نهایتاً در زوایای محور نوری صفر و 90 درجه به صفر می‌رسند.

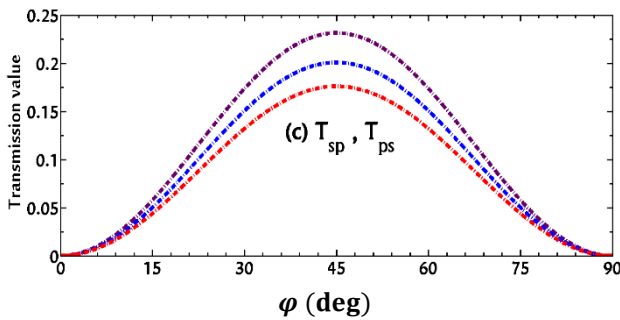
برای بررسی دقیق‌تر در شکل ۵ رفتار شدت عبور قله مد نقص (فیلتر) برای ضرایب $(a)T_{ss}$ و $(b)T_{pp}$ و $(c)T_{sp}, T_{ps}$ با زاویه محور نوری در بازه $[0^0 - 90^0]$ بررسی شده است.



شکل ۵. رفتار شدت عبور قله فیلتر تراهرتز برای ضرایب $(a)T_{ss}$ و $(b)T_{pp}$ و $(c)T_{sp}, T_{ps}$ با زاویه محور نوری.

تغییرات شدت فیلتر در هر دو قطبش $(a)s$ و $(b)p$ با زاویه محور نوری به صورت مربع کسینوسی (سینوسی) بوده که با در نظر گرفتن راستای محور نوری به عنوان محور انتقال این رفتار عبوری فیلتر تراهرتز مطابق با قانون مالوس است. با توجه به شکل، فیلتر تراهرتز به ازای $\varphi = 0^0$ در قطبش $(p)s$ بیشترین (کمترین) مقدار عبور را دارد و با افزایش زاویه محور نوری شدت عبوری فیلتر مطابق با قانون مالوس کاهش (افزایش) می‌یابد؛ تا اینکه در زاویه $\varphi = 90^0$ به کمترین (بیشترین) مقدار می‌رسد. به عبارتی شدت عبور فیلتر با زاویه محور نوری در دو قطبش رفتاری مخالف هم دارند.

تغییرات ضرایب عبور T_{ps} و T_{sp} (c) نیز با زوایای محور نوری کاملاً با یکدیگر یکسان و همانند منحنی سهمی با تعقر رو به پایین است. بیشترین میزان کوپل‌شدگی قطبش‌ها، به عبارتی نقطه تلاقی ضرایب عبور در زاویه محور نوری $\varphi = 45^0$ اتفاق می‌افتد؛ با توجه به رابطه (۱)، در این زاویه مولفه‌های قطر اصلی تانسور گذردهی در امتداد محورهای x, y برابر هم بوده؛ به عبارتی $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy}$ و بیشترین مقدار مولفه‌های غیر قطری $(\epsilon_{xy}, \epsilon_{yx})$ به ازای زاویه 45 درجه به دست می‌آید. با کاهش یا افزایش بیشتر این زاویه تزویج بین



شکل ۷. رفتار شدت عبور قله فیلتر تراهرتز برای ضرایب

T_{ss} و T_{pp} و T_{sp}, T_{ps} (c) با زاویه محور نوری در سه میدان مغناطیسی اعمالی متفاوت در دمای اتاق.

از آنجایی که تاثیر شدت میدان مغناطیسی در مقدار فرکانس سیکلوترونی بوده و مولفه ε_z تانسور گذردهی الکتریکی وابسته به فرکانس پلاسما و مستقل از فرکانس سیکلوترونی است؛ لذا تغییرات میدان همانند تغییرات زاویه محور نوری تاثیری در مکان فرکانسی فیلتر نخواهد داشت (مقالات [۲۲-۱۶،۲۰] درستی این ادعاها را تایید می کنند). ولی با توجه به شکل در هر سه میدان مغناطیسی اعمالی 0.1 (بنفش)، 0.3 (آبی)، 0.5 (قرمز) تسلا، رفتار شدت عبوری قله فیلتر تراهرتز برای ضرایب عبور T_{ss} (a)، T_{pp} (b)، با زاویه محور نوری مخالف یکدیگر و مطابق قانون مالوس هستند. در هر دو قطبش با افزایش شدت میدان، شدت عبور قله فیلتر کاهش می یابد. در قطبش S (p) در زاویه صفر (۹۰) درجه با افزایش میدان تا ۵ برابر مقدار شدت از 0.93 به 0.7 کاهش می یابد. روند کاهشی شدت عبور با افزایش میدان در قطبش S (p)، از زاویه صفر (۹۰) تا ۴۵ درجه محور نوری محسوس و چشمگیر بوده و در زوایای بیشتر (کمتر) از ۴۵ درجه شدت عبور با میدان مغناطیسی تغییرات آن چنانی ندارد. افزایش شدت میدان و همچنین دما هر دو علی رغم افزایش ناهمسان گردی سبب افزایش اختلاف ضریب شکست قطبش ها شده و چون این تغییرات شدید در نزدیکی فرکانس تشدید اتفاق می افتد؛ سبب کاهش شدت بازتاب و عبور و به تبع آن افزایش خواص مگنتو اپتیکی از جمله چرخش های کر و فارادی می شود. لذا با توجه به نتایج بهینه حالت شدت عبور در دمای اتاق (۳۰۰ درجه کلون) در هر دو قطبش در اعمال مقادیر کم شدت میدان مغناطیسی (0.1 تسلا) اتفاق می افتد که نوعی مزیت کار هست.

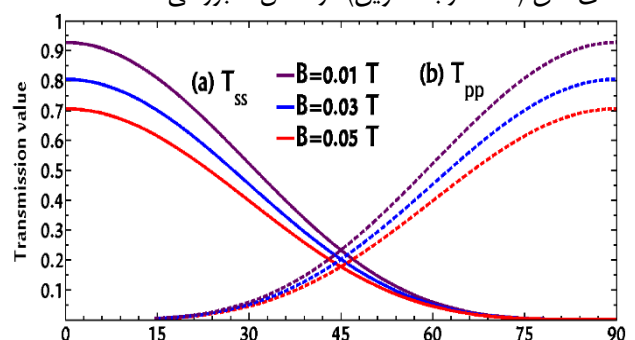
رفتار قله فیلتر ضرایب عبور T_{sp}, T_{ps} (c) با زاویه محور نوری در هر سه میدان مغناطیسی اعمالی همانند موارد قبل، منحنی سهمی با تعقر رو به پایین بوده و افزایش شدت میدان مغناطیسی سبب کاهش شدت عبور قله فیلتر می شود. بیشترین کاهش شدت عبور با افزایش میدان تا 0.5 تسلا در زاویه ۴۵

دما $[290\text{ K} - 310\text{ K}]$ فرکانس مد نقص (فیلتر تراهرتز) به اندازه 0.05 تراهرتز به سمت فرکانس های جابه جا می شود (شکل (a) 6).

رفتار شدت عبوری قله فیلتر تراهرتز برای ضرایب عبور T_{ss} و T_{pp} ، برحسب زاویه محور نوری در هر سه دمای 290 (بنفش)، 300 (آبی)، 310 (قرمز) درجه کلون با توجه به شکل های (b) 6، (c) 6 مطابق قانون مالوس بوده و افزایش دما سبب کاهش شدت عبور فیلتر تراهرتز می شود. در قطبش S و در زاویه صفر درجه با افزایش دما به اندازه ۲۰ درجه کلون مقدار شدت از 0.84 به 0.76 کاهش می یابد. همچنین در این قطبش، با افزایش زاویه محور نوری تغییرات کاهشی شدت عبور با دما کمتر شده و در بازه $[30^\circ - 90^\circ]$ تغییر دما تاثیری در مقدار شدت عبوری ندارد. در قطبش p رفتار شدت عبور با زاویه محور نوری مخالف قطبش S بوده، در بازه $[0^\circ - 60^\circ]$ شدت عبوری مستقل از تغییرات دماست با افزایش زاویه محور نوری، شدت عبور فیلتر با افزایش دما تغییرات کاهشی چشمگیری داشته و بیشترین کاهش شدت عبور از مقدار 0.84 به 0.76 در زاویه ۹۰ درجه مشاهده می شود.

با توجه به شکل (d) 6 در هر سه دمای متفاوت، رفتار قله فیلتر برای ضرایب عبور T_{sp}, T_{ps} با زاویه محور نوری همانند حالت قبل منحنی سهمی با تعقر رو به پایین بوده و افزایش دما سبب کاهش شدت عبور قله فیلتر در هر دو ضریب T_{sp}, T_{ps} می شود. تغییرات کاهشی ضرایب عبور در بازه $[30^\circ - 60^\circ]$ چشمگیرتر و بیشترین کاهش در زاویه ۴۵ درجه مشاهده می شود. در این زاویه شدت عبور قله از مقدار 0.29 به 0.192 می رسد.

عامل موثر دیگر در تنظیم پذیری شدت عبور، اعمال میدان مغناطیسی است. اثر شدت میدان مغناطیسی بر شدت عبور قله فیلتر تراهرتز برای ضرایب عبور T_{ss} (a)، T_{pp} (b) و T_{sp}, T_{ps} (c) به ازای میدان های 0.1 ، 0.3 ، 0.5 تسلا که به ترتیب با رنگ های بنفش، آبی و قرمز مشخص شده است. در بازه زوایای محور نوری $[0 - 90^\circ]$ در دمای اتاق (۳۰۰ درجه کلون) در شکل ۷ بررسی شده است.



درجه از مقدار ۰/۳۳۱ به ۰/۱۷۶ اتفاق می افتد.

نتیجه گیری

در این کار، طیف عبوری ساختاری از بلور مگنتو - فوتونی شامل لایه نقص نیم رسانای ناهمسان گرد InAs، با استفاده از روش ماتریس انتقال 4×4 برای هر دو قطبش p, s مطالعه شد. نتایج نشان دادند که در هر دو قطبش و در ناحیه فرکانسی تراهرتز از طیف عبوری ساختار مد نقصی (فیلتر) با شدت عبور وابسته به راستای محوری نوری وجود داشت. نشان داده شد که پهنای گاف باند فوتونی و مکان فرکانسی فیلتر تراهرتز مستقل از تغییرات زاویه محور نوری است. اثر تغییر راستای محور نوری بر شدت عبوری فیلتر تراهرتز در هر دو قطبش p, s بررسی شدند. در قطبش s روند تغییرات شدت عبور فیلتر با زاویه محور نوری مخالف قطبش p و بر عکس مشاهده شد. در قطبش p, s (بیشترین) (کمترین) شدت عبور در زاویه صفر و کمترین (بیشترین) شدت در زاویه ۹۰ درجه محور نوری اتفاق

افتاد. بیشترین کوپل شدگی قطبش ها (ضرایب عبور T_{sp}, T_{ps}) نیز در زاویه ۴۵ درجه محور نوری به دست آمد. اثرات دمای محیط و شدت میدان مغناطیسی بر مکان فرکانسی و شدت عبوری در بازه تغییرات زاویه محور نوری برای هر دو قطبش بررسی و مطالعه شدند. افزایش دما و افزایش شدت میدان مغناطیسی هر دو سبب افزایش ناهمسان گردی در نزدیکی فرکانس تشدید و به تبع آن سبب کاهش شدت عبور فیلتر تراهرتز شدند. در دمای اتاق (۳۰۰ درجه کلوین) بهینه حالت عبور از ساختار در اعمال مقادیر کم شدت میدان مغناطیسی (۰/۰۱ تسلا) مشاهده شد. با توجه به رفتار شدت عبوری فیلتر با راستای محور نوری و با در نظر گرفتن محور نوری به عنوان محور انتقال، امکان تحقق قانون مالوس برای هر دو قطبش فراهم شده و می توان از ساختار پیشنهادی برای طراحی قطبش گر تراهرتز جدید با فرکانس ثابت ۱۰/۰۱ تراهرتز استفاده نمود.

References

- ص ۷۱-۸۰
https://doi.org/10.30473/jphys.- 2023.68821.1159.
- [2] Lyubchanskii, I. L. Dadoenkova, N.N., Lyubchanskii, M. I., Shapovalov, E. A. & Rasing, Th. (2003). Magnetic photonic crystals, *Journal of Physics D: Applied Physics*. 36 (18) R277-R287, https://doi.org/10.1088/0022-3727/36/18/R01.
 - [3] Inoue, M., Fujikawa, R., Baryshev, A., Khanikaev, A., Lim, P. B., Uchida, H., Aktsipetrov, O., Fedyanin, A., Murzina, T & Granovsky, A. (2006) Magnetic photonic crystals, *Journal of Physics D: Applied Physics*. 39(8) R151-R161. http://doi:10.1088/0022-3727/39/8/R01
 - [4] Wu, C. J., & Wang, Z. H. (2010). Properties of defect modes in one-dimensional photonic crystals. *Progress In Electromagnetics Research, PIER*, 103(1) 169-184.
 - [5] Fan, S., Villeneuve, P.R., Joannopoulos, J.D. & Haus, H.A. (1998). Channel drop tunneling through localized states,” *Phys. Rev. Lett.* 80, 960-963, https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.80.960.
 - [6] Noda, S., Chutinan, A. & Imada, M. (2000) Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic band gap structure. *Nat.* 407, 608-610. DOI:10.1038/35036532.
 - [7] Qi, L., Yang, Z., & Fu, T. (2012). Defect modes in one-dimensional magnetized plasma photonic crystals with a dielectric defect layer. *Phys. Plasmas*. 19(1), https://doi.org/10.1063/1.3677876.
 - [8] Li, T. Fan, F. Ji, Y. Tan, Zh. Mu, Q. & Chang, sh.(2019). Terahertz tunable filter and modulator based on magneto plasmon in transverse

منابع

- [۱] مسلمی، فاطمه؛ نعمتی، معصومه (۱۴۰۲). تقویت چرخش فارادی تنظیم پذیر با شدت عبور بالا در بلور مگنتو - فوتونی شامل نیم رسانای ناهمسان گرد InAs، اپتوالکترونیک سال ۵، شماره ۲، magnetized InSb. *Optics Letter*, 45(1) 1-4, https://doi.org/10.1364/OL.45.000001.
- [9] Gorbar, E., Gusynin, V., Kuzmenko, A., & Sharapov, S. (2012) Magneto-optical and optical probes of gapped ground states of bilayer graphene. *Phys. Rev. B* 86, 075414, https://doi.org/10.1103/PhysRevB.86.075414.
- [10] Cos, J., Borrull, J., Pallares, J. & Marsal, L.F., (2009). Tunable Fabry-Perot filter based on one-dimensional photonic crystals with liquid crystal components, *Opt. Commun.* 282(6), 1220-1225, https://doi.org/10.1016/j.optcom.2008.11.074.
- [11] Kazempour, B (2019), Adjustable optical properties of extrinsic photonic crystals consisting of anisotropic magnetized plasma. *Indian J Phys*, 93, 1369, https://doi.org/10.1007/s12648-019-01408-8.
- [12] Jamshidi-Ghaleh, K. & Kazempour, B. (2016) External tunability of optical filter in symmetric one-dimensional photonic crystals containing ferroelectric and ITO material defect, *Optik*, 127(22), 10626. DOI:10.1016/j.ijleo.2016.08.094.
- [13] Kazempour, B. & Jamshidi-Ghaleh, K. (2018) Use of uniaxial ferroelectric material as a tunable double-optical filter based on polarization converter and splitting in photonic crystal. *Optik*. 168. 839-843, https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2018.05.007.
- [14] Han, J., Zhu, Z., Liao, Y., Wang, Z., Yu, L., Zhang, W., Sun, L., & Wang, T. (2003). The magneto-optical Kerr effect of InSb in Terahertz

- region. *Phys. Lett. A*. 315 (5) 395–398. [https://doi.org/10.1016/S0375-601\(03\)01054-5](https://doi.org/10.1016/S0375-601(03)01054-5).
- [15] Shimano, R., Ino, Y., Svirko, Y.P. & Kuwata-Gonokami, M. (2002). Terahertz frequency Hall measurement by magneto-optical Kerr spectroscopy in InAs. *Appl. Phys. Lett.* 81(2), 199–201. <https://doi.org/10.1063/1.1492319>.
- [16] Gu, W., Chang, Sh., Fan, F., Zhang, N. & Zhang, X. (2016). InSb-based tunable terahertz directional beaming device. *Optic Commun*, 377. 110. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2016.05.051>.
- [17] Zhang, T., Li, F-Y., Wang, P-X., Mao, M-Y., Ma, Y., Zhang, D., & Zhang, H. (2021). Analysis of tunable Faraday rotation angle produced by 1D photonic crystals doped with InSb in the terahertz regime. *Applied Optics*. 60 (5) 1448-1455, <https://doi.org/10.1364/AO.413083>.
- [18] Levinshien, M., Rumyantsev, S., Shur, M. (1996). *Handbook series on semiconductor parameters*. World Scientific.
- [19] Adachi, S. (1999) *Optical Constants of Crystalline and Amorphous Semiconductors: numerical data and graphical information*. Springer US, Boston, MA, pp. 257–267.
- [20] Buschow, K. H. J. R., Cahn, W., Flemings, M.C., Ilschner, B., Kramer, E.J., Mahajan, S., Veyssiere, P. (2001). *Encyclopedia of Materials: Science and Technology*, Elsevier, Oxford pp. 1441–1452.
- [21] Roumi, B. & Abdi- Ghaleh, R. (2021). Polar magneto- optical kerr effect of reflected from Graphene/ InAs/ Graphene/ Polyimide/ Al structure. *Superlattices and Microstructures* 158 (107021) <https://doi.org/10.1016/j.spmi.2021.107021>
- [22] Roumi, B. & Abdi- Ghaleh, R. (2021) 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) 1-7, <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2021.168132>.
- [23] Roumi, B. & Abdi- Ghaleh, R. (2022), 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) <https://doi.org/10.1016/j.physe.2022.115445>.
- [24] Yariv, A. Yeh, P. (1983). *Optical Waves in Crystals Propagation and Control of Laser Radiation*. Wiley and Sons, New York
- [25] Yeh, P. (1979). Electromagnetic propagation in birefringent layered media, *J. Opt. Soc. Am.* 69 (5) 742-756, <https://doi.org/10.1364/JOSA.69.000742>.