



Band Structure and Reflection and Absorption Coefficients of Electromagnetic Waves Obliquely Incident on Collisional Plasma Photonic Crystal Tunable by an External Magnetic Field

Naeemeh Arefian¹, Zeinab Rahmani^{*2}

*Associate Professor, Kashan University, Kashan, Iran.

(Received: 2024/04/19 revised: 2024/06/16 Accepted:2024/07/10 published: 2024/07/24)

Abstract

The behavior of a one-dimensional plasma photonic crystal in exposure to electromagnetic waves is investigated in this paper. This photonic crystal consists of alternating layers of dielectric and plasma which are exposed to an external fixed magnetic field. The magnetic behavior of a one-dimensional plasma photonic crystal in exposure to electromagnetic waves is investigated in this paper. This photonic crystal consists of alternating layers of dielectric and plasma which are exposed to an external fixed magnetic field. The magnetic field is placed in the direction perpendicular to the layers, and the incident wave on the photonic crystal will be obliquely and at an angle of θ_0 . The incident linear wave passing through the magnetized plasma layer is separated into two categories of right-handed and left-handed circular polarization, which is caused by the difference in the speed of the right-handed and left-handed waves in the direction of the magnetic field. We consider the plasma to be a weakly ionized cold approximation and the effects of the collision of electrons and plasma molecules as a dissipation effect that absorbs part of the wave energy, is included in the calculations. We will investigate the effect of magnetic field intensity, collision frequency, dielectric permittivity and incident angle of radiation wave on the structure of the photon band, reflection and absorption coefficients. Plasma photonic crystal, Magnetized plasma, Right-handed circular polarization, transfer matrix, Collision frequency, Photonic band structure, Photonic band structure, reflection coefficient.

Keywords: Plasma photonic crystal, Magnetized plasma, Collision frequency, Photonic band structure, Faraday rotation, Reflection coefficient, Absorption coefficient

* Corresponding author E-mail: z.rahmani@kashanu.ac.ir

This article is an open-access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution (CC BY) license.

Publisher: Imam Hussein University

Authors



علمی - پژوهشی

ساختار نواری و ضرایب جذب و بازتاب امواج الکترومغناطیسی با فرود مایل بر یک بلور نوری پلاسمایی بر خوردی کوک پذیر توسط میدان مغناطیسی خارجی

نعیمه عرفانیان^۱، زینب رحمانی^{۲*}

۱- دانشجوی دکتری، ۲- دانشیار، دانشگاه کاشان، کاشان، ایران.

(دریافت: ۱۴۰۳/۰۱/۳۱، بازنگری: ۱۴۰۳/۰۳/۲۷، پذیرش: ۱۴۰۳/۰۴/۲۰، انتشار: ۱۴۰۳/۰۵/۰۳)



* این مقاله یک مقاله با دسترسی آزاد است که تحت شرایط و ضوابط مجوز Creative Commons Attribution (CC BY) توزیع شده است.

نویسندگان ©

ناشر: دانشگاه جامع امام حسین (ع)

چکیده

در کار حاضر، رفتار یک بلور نوری پلاسمایی یک بعدی در مواجهه با امواج الکترومغناطیسی مورد بررسی قرار می‌گیرد. این بلور نوری شامل تناوبی از لایه‌های دی‌الکتریک و پلاسماست که در معرض یک میدان مغناطیسی ثابت خارجی می‌باشد. میدان مغناطیسی در جهت تناوب لایه‌ها قرار گرفته و فرود موج به بلور نوری به صورت مایل و تحت زاویه θ_0 خواهد بود. موج فرودی با قطبش خطی در عبور از لایه پلاسمایی مغناطیسه به دو دسته قطبش دایروی راست‌گرد و چپ‌گرد تفکیک می‌گردد که این ناشی از تفاوت سرعت امواج راست‌گرد و چپ‌گرد در راستای میدان مغناطیسی می‌باشد. ما پلاسمای را در تقریب سرد ضعیف یونیزه در نظر می‌گیریم و اثر برخورد الکترون‌ها و ذرات خنثی در پلاسمای به عنوان یک اثر اتلافی که باعث جذب بخشی از انرژی موج می‌شود، در محاسبات وارد می‌گردد. اثر شدت میدان مغناطیسی اعمالی، فرکانس برخورد، ضریب گذردهی دی‌الکتریک و زاویه فرود موج تابشی بر ساختار نوار فوتونی و ضرایب بازتاب و جذب بررسی می‌شود.

کلیدواژه‌ها: بلور نوری پلاسمایی - پلاسمای مغناطیسه - فرکانس برخورد - ساختار نوار فوتونی - چرخش فارادی - ضریب بازتاب - ضریب جذب.

۱- مقدمه

بوده‌اند. دستگاه‌های ساخته شده مبتنی بر بلور نوری تک بعدی، از لحاظ کاربرد آن‌ها در سیستم‌های ارتباطی نوری، نظر قابل توجهی را به خود جلب کرده است، وجود گاف نوری فوتونی در این ساختارها منجر به پدیده‌های جالبی همچون اصلاح گسیل خودبه خودی و جایگزینی فوتون خواهد شد [۷-۵].

در ساخت موج‌برهای نوری به عنوان یکی از مهم‌ترین المان‌های ادوات نوری، می‌توان از بلورهای نوری به منظور کاهش بازتاب و تلفات موج‌بر استفاده کرد. با تغییر هر یک از پارامترهای ساختاری بلورهای نوری مانند ضخامت لایه‌ها، تعداد تناوب‌ها و نیز ضریب دی‌الکتریک لایه‌ها، می‌توان شدت پیک‌ها و نیز گاف‌های نوار فوتونی را تغییر داد [۸].

هوجو و ما [۹]، نوع جدیدی از بلور نوری را پیشنهاد دادند که کوک‌پذیری آن به مراتب بهتر از گونه‌های قبلی بود. این ساختارها که از پلاسمای دی‌الکتریک به صورت تناوب تشکیل شده‌اند، تحت عنوان بلور نوری پلاسمایی^۲ (PPC) شناخته می‌شوند. پلاسمای نوعی محیط پاشنده است که با اعمال میدان مغناطیسی به راحتی مغناطیسه می‌شود؛ بنابراین، پارامترهای این نوع ساختارها، می‌تواند

از سال ۱۸۸۷ مطالعه بر روی بلورهای نوری شروع شد، اما اصطلاح بلور نوری^۱ برای اولین بار توسط الی یابلونوویچ و ساجیوجان [۱] زمانی که دو مقاله مهم در زمینه مطالعات فوتونی منتشر کردند، مورد استفاده قرار گرفت. به هر ساختاری که ضریب شکست آن به طور تناوبی تغییر کند، یک بلور نوری گویند؛ اگر این تکرار در یک بعد باشد، به آن بلور نوری یک بعدی می‌گوییم [۲]. نتیجه مهمی که از این تناوب حاصل می‌شود، ایجاد بازه‌های پیوسته و کران‌دار بسامدیست که در آن‌ها امکان انتشار موج الکترومغناطیسی در ساختار وجود ندارد، به این نواحی گاف نوری فوتونی^۱ گفته می‌شود [۳]. در حقیقت بلورهای نوری، ساختارهای ترکیبی با آرایش تناوب از مواد با ضریب شکست‌های مختلف در یک بعد (1D)، دو بعد (2D) و یا سه بعد (3D) می‌باشند؛ این ساختارها پاشنده هستند و ضریب گذردهی و بازتاب آن‌ها به شدت به طول موج فرودی وابسته هستند [۴]. در سال‌های اخیر بلورهای نوری به دلیل خواص مهم اپتیکی آن‌ها، هدف بسیاری از مطالعات علمی

² Plasma Photonic Crystal

z.rahmani@kashanu.ac.ir

* رایانامه نویسنده مسئول:

¹ Photonic Band Gap

توسط ویژگی‌های متنوع پلاسما و میدان مغناطیسی خارجی تنظیم گردد [۱۰، ۱۱]. دو نوع ساختار برای بلور نوری پلاسمایی وجود دارد: نوع اول به این صورت است که لایه‌های پلاسما به صورت دوره‌ای در دی‌الکتریک قرار گرفته باشند و نوع دوم عکس آن است؛ به این صورت که دی‌الکتریک به صورت دوره‌ای در حجمی از پلاسما قرار گرفته است.

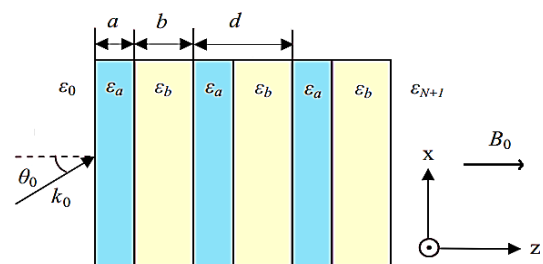
مقالات نظری و تجربی مهمی روی بلورهای نوری پلاسمایی انجام شده است. ژانگ و همکارانش [۱۲] نشان دادند که از این ساختارها می‌توان به عنوان فیلترهای باریک باند استفاده کرد. در حضور میدان مغناطیسی خارجی، اثرات مغناطیسی نوری مختلف در پلاسما نمایان می‌شود. یک مثال شناخته شده از این اثرات، چرخش فارادی مربوط به موج قطبش دایروی است.

مقاله‌ای در خصوص اثر فارادی در بلور نوری پلاسمایی به چاپ رسید و نشان داده شد که چگونه می‌توان چرخش فارادی را در چنین ساختاری تنظیم کرد. هنگامی که موج الکترومغناطیسی به یک بلور نوری شامل لایه‌های اتلافی می‌تابد، قسمتی از موج منعکس و قسمتی از موج عبور و بخشی از آن نیز جذب می‌شود. اولین بار حل مسئله پاشندگی یک موج تخت، صدسال پیش، در برخورد عمود توسط رایلی و در برخورد مایل توسط وایت انجام شد. گیوو [۱۴، ۱۳] پاشندگی موج الکترومغناطیسی از بلور نوری پلاسمایی یک‌بعدی را مطالعه کرد و در مورد وابستگی معادله پاشندگی به زاویه فرود موج، فرکانس برخورد و ثابت دی‌الکتریک لایه دی‌الکتریک بحث کرد.

در اینجا، ما از روش ماتریس انتقال برای بررسی ضرایب عبور، بازتاب و جذب امواج الکترومغناطیسی در فرود مایل به یک بلور نوری پلاسمایی مغناطیسه با احتساب اثرات اتلافی ناشی از برخورد الکترون‌های پلاسما، استفاده می‌کنیم. در این مقاله، معادله پاشندگی امواج فرودی به بلور نوری پلاسمایی مورد بررسی نیز مطالعه می‌گردد.

۲- روش تحقیق

مطابق شکل (۱)، ساختار مورد بررسی در این مقاله، یک بلور نوری پلاسمایی یک‌بعدی متشکل از تناوبی از لایه‌های دی‌الکتریک و لایه‌های پلاسما مغناطیسه است که به صورت دوره‌ای در جهت z قرار گرفته‌اند. یک موج تخت الکترومغناطیسی از خلأ به صورت مایل بر مرز دی‌الکتریک فرود می‌آید و در سمت دیگر نهایتاً وارد خلأ می‌شود.



شکل (۱). پیکربندی هندسی مسئله

در شکل (۱)، k_0 ، θ_0 و B_0 به ترتیب بردار موج فرودی، زاویه فرود و میدان مغناطیسی خارجی هستند که در صفحه xz قرار دارند.

ضخامت لایه‌های دی‌الکتریک و پلاسما به ترتیب با a و b نشان داده شده است و $d = a + b$ ضخامت یک دوره از ساختار متناوب است. با فرض مغناطیسه بودن لایه پلاسمایی، پلاسما ناهمسانگرد بوده و با در نظر گرفتن برخوردها تانسور گذردهی آن به صورت ذیل تعریف می‌شود [۱۵]:

$$\bar{\epsilon}_p = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & i\epsilon_2 & 0 \\ -i\epsilon_2 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix} \quad (1)$$

$$\epsilon_1 = 1 - \frac{(\omega + i\vartheta)\omega_p^2}{\omega[(\omega + i\vartheta)^2 - \omega_c^2]}$$

$$\epsilon_2 = \frac{-\omega_c\omega_p^2}{\omega[(\omega + i\vartheta)^2 - \omega_c^2]} \quad (2)$$

$$\epsilon_3 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\vartheta)}$$

در معادلات (۲)، ω فرکانس موج فرودی، ϑ فرکانس برخورد الکترونی، $\omega_p = \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}$ فرکانس پلاسمایی الکترون و $\omega_c = \frac{eB_0}{m_e}$ فرکانس سیکلوترونی الکترون است که در این معادلات، e بار الکتریکی الکترون و m_e جرم الکترون است.

در حین انتشار امواج در راستای میدان مغناطیسی خارجی، برای یک موج تخت که می‌توان آن را ترکیبی از امواج قطبیده چپ‌گرد و راست‌گرد در نظر گرفت، وقتی وارد پلاسمای مغناطیسه می‌شود صفحه قطبش آن در طول مسیر انتشار می‌چرخد که به آن چرخش فارادی^۱ گفته می‌شود [۱۶]. ثابت گذردهی مؤثر محیط پلاسمایی برای انتشار امواج چپ‌گرد و راست‌گرد با معادله آپلتون^۲ داده می‌شود [۱۷]:

$$\epsilon_{\pm} = 1 - \frac{\frac{\omega_p^2}{\omega^2}}{\left(1 + \frac{i\vartheta}{\omega}\right) - \frac{\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \sin^2 \theta}{2 \left(1 + \frac{i\vartheta}{\omega}\right) - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \mp \frac{\frac{\omega_p^4 \sin^4 \theta}{\omega^4} + \frac{\omega_p^2 \cos^2 \theta}{\omega^2}}{4 \left(1 + \frac{i\vartheta}{\omega}\right) - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \quad (3)$$

که ϵ_+ برای قطبش راست‌گرد و ϵ_- برای قطبش چپ‌گرد به کار می‌رود. در این مقاله امواج راست‌گرد مورد بررسی قرار

¹ Faraday Rotation

² Appleton's formula

$$M = (M_1 M_2)^N$$

و ضرایب بازتاب، عبور و جذب به صورت زیر تعریف می‌شوند:
[۱۹، ۱۸].

$$r = \frac{m_{11}\eta_0 + m_{12}\eta_0\eta_{N+1} - m_{21} - m_{22}\eta_{N+1}}{m_{11}\eta_0 + m_{12}\eta_0\eta_{N+1} + m_{21} + m_{22}\eta_{N+1}} \quad (7)$$

$$t = \frac{2\eta_0}{m_{11}\eta_0 + m_{12}\eta_0\eta_{N+1} + m_{21} + m_{22}\eta_{N+1}} \quad (8)$$

$$R = |r|^2 \quad T = |t|^2 \quad A = 1 - R - T \quad (9)$$

به طوری که

$$\eta_0 = \frac{1}{\cos\theta_0} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \quad \text{و} \quad \eta_{N+1} = \frac{\sqrt{\epsilon_{N+1}}}{\cos\theta_{N+1}} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}$$

که البته در این مقاله هر دو محیط خارج از ساختار را خلأ در نظر گرفتیم؛ بنابراین، $\eta_{N+1} = \eta_0$ و m_{ij} ها عناصر ماتریس نهایی M هستند. از طرفی، معادله پاشندگی برای بلور نوری پلاسمایی مغناطیسه یک بعدی به صورت زیر به دست می‌آید [۲۰]:

$$\cos(Kd) = \frac{1}{2} \text{Tr}(M) \quad (10)$$

$$\cos(kd) = \cos(k_{1z}a) \cos(k_{2z}b) - \frac{1}{2} \left\{ \frac{\eta_2}{\eta_1} + \frac{\eta_1}{\eta_2} \left(\frac{k_{2x}\epsilon_2}{k_{2z}\epsilon_1} \right)^2 \right\} \times \sin(k_{1z}a) \sin(k_{2z}b) \quad (11)$$

که $\text{Tr}(M)$ به ردّ ماتریس M یعنی جمع عناصر قطر اصلی ماتریس اشاره دارد.

۳- نتایج و بحث

در این بخش با استفاده از روابط (۹) و (۱۱)، به بررسی اثر پارامترهای مختلف بر روی ضریب بازتاب و جذب و نیز ساختار نوار فوتونی (PBS) از طریق معادله پاشندگی می‌پردازیم.

۳-۱. اثر میدان مغناطیسی خارجی

شکل (۲)، ساختار نوار فوتونی را تحت تاثیر مقادیر مختلف میدان مغناطیسی خارجی نشان می‌دهد. بخش حقیقی ثابت انتشار k، به یک PBS^۱ نرمال اشاره می‌کند و بخش موهومی k، جذب در PBS^۱ را نشان می‌دهد.

(a)

می‌گیرد. روش کار برای امواج چپ‌گرد مشابه است.

همان‌گونه که می‌دانیم هر موج که از یک محیط بر مرز محیط دیگر فرود می‌آید، قسمتی از آن از مرز عبور کرده و بخش دیگر موج بازتاب می‌شود؛ و در صورتی که محیط اتلافی باشد بخشی از موج نیز توسط آن جذب می‌گردد. از طرفی به کمک معادلات ماکسول می‌توان ارتباط بین مؤلفه‌های میدان الکتریکی و مغناطیسی موج را به دست آورد. ماتریس انتقال برای لایه دی‌الکتریک به صورت زیر به دست می‌آید.

$$M_1 = \begin{pmatrix} \cos(k_{1z}a) & \frac{-i}{\eta_1} \sin(k_{1z}a) \\ -i\eta_1 \sin(k_{1z}a) & \cos(k_{1z}a) \end{pmatrix} \quad (4)$$

اندیس ۱ بیانگر محیط اول در یک دوره یعنی دی‌الکتریک است و η_1 و k_{1z} به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$k_{1z} = k_1 \cos\theta_1 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_a} \cos\theta_1 \quad \eta_1 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \frac{\sqrt{\epsilon_a}}{\cos\theta_1}}$$

با انجام عملیات ریاضی ماتریس انتقال لایه پلاسمای به صورت زیر محاسبه می‌گردد:

$$M_2 = \begin{pmatrix} \cos(k_{2z}b) + \frac{k_{2x}\epsilon_2}{k_{2z}\epsilon_1} \sin(k_{2z}b) & \frac{-i}{\eta_2} \left(1 + \left(\frac{k_{2x}\epsilon_2}{k_{2z}\epsilon_1} \right)^2 \right) \sin(k_{2z}b) \\ -i\eta_2 \sin(k_{2z}b) & \cos(k_{2z}b) - \frac{k_{2x}\epsilon_2}{k_{2z}\epsilon_1} \sin(k_{2z}b) \end{pmatrix} \quad (5)$$

که ϵ_1 و ϵ_2 همان مؤلفه‌های تانسور گذردهی پلاسمای مغناطیسه در معادله (۲) هستند. در اینجا نیز مشابه لایه دی‌الکتریک داریم:

$$k_{2x} = k_2 \cos\theta_2 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_+} \cos\theta_2$$

$$k_{2z} = k_2 \sin\theta_2 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_+} \sin\theta_2$$

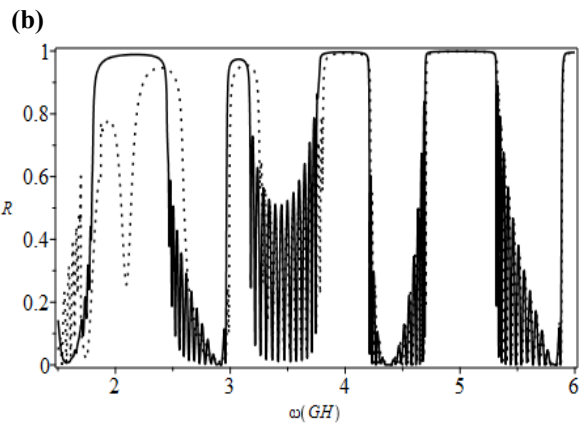
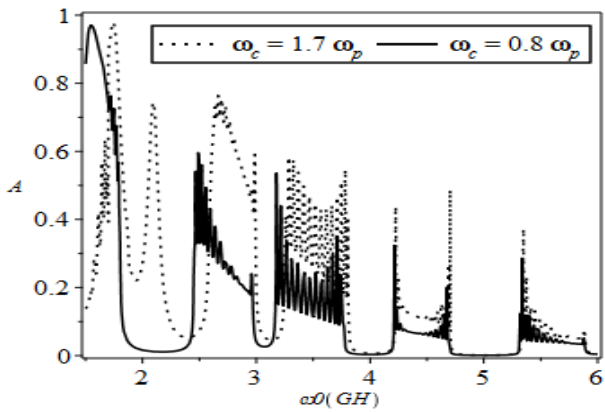
$$\eta_2 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \frac{\sqrt{\epsilon_+}}{\cos\theta_2}}$$

برای یک دوره، ماتریس انتقال M به صورت زیر به دست می‌آید:

$$M = M_1 M_2 = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \quad (6)$$

ماتریس انتقال برای ساختاری با N دوره تناوب به صورت زیر محاسبه می‌شود:

¹ Photonic Band Structure

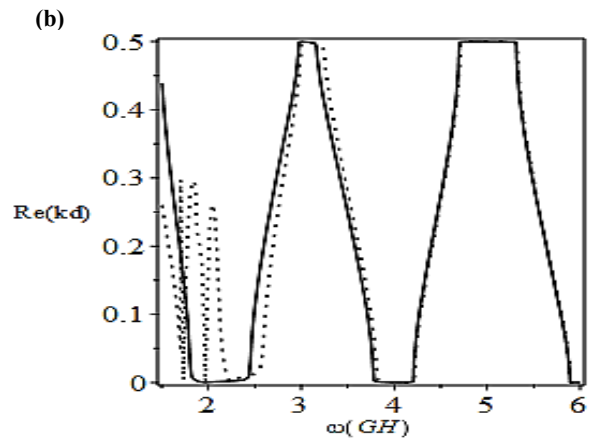
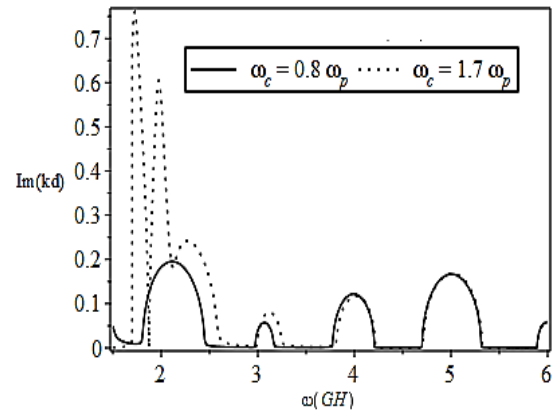


شکل (۳). اثر میدان مغناطیسی خارجی بر روی (a) ضریب جذب و (b) ضریب بازتاب. (نمودار خط برای $\omega_c = 0.8\omega_p$ و نمودار نقطه برای $\omega_c = 1.7\omega_p$ است.)

از شکل‌های (۳)، مشاهده می‌شود که در مورد $\omega_c = 0.8\omega_p$ ، امواج فرودی با فرکانسی تا حدود $\omega = 2.5 \text{ GHz}$ نمی‌توانند از ساختار موردنظر عبور کنند، بخشی از آن‌ها توسط بلور نوری جذب و بخش عمده آن‌ها منعکس می‌شوند اما با افزایش میدان مغناطیسی، فرکانس قطع کاهش یافته و حتی امواج با فرکانسی حول و حوش $\omega = 1.9 \text{ GHz}$ می‌توانند از بلور نوری با شرایط ذکر شده، عبور کنند. همچنین، با افزایش میدان مغناطیسی تعداد نوارهای گاف افزایش و پهنای آن‌ها کاهش می‌یابد و به‌طور کلی شدت جذب افزایش پیدا می‌کند.

در مورد امواج با فرکانس‌های بالاتر از 3.75 GHz ضرایب انعکاس بلور نوری تحت فرکانس‌های سیکلوترونی مختلف تقریباً منطبق‌اند و صرفاً ضرایب جذب در برخی بازه‌های فرکانسی با افزایش فرکانس سیکلوترونی افزایش می‌یابند.

شکل‌های (2a)، (3a)، نشان می‌دهند با افزایش فرکانس سیکلوترونی، جذب افزایش می‌یابد. علت آن را می‌توان بدین صورت توضیح داد که پدیده جذب موج و اتلاف انرژی آن در ساختار، ناشی از برخورد الکترون‌هاست، هرچه فرکانس سیکلوترونی الکترون بیشتر باشد؛ یعنی حرکت‌های لارموری آن افزایش یافته و به بیان دیگر در طول یک فاصله مشخص مسیر



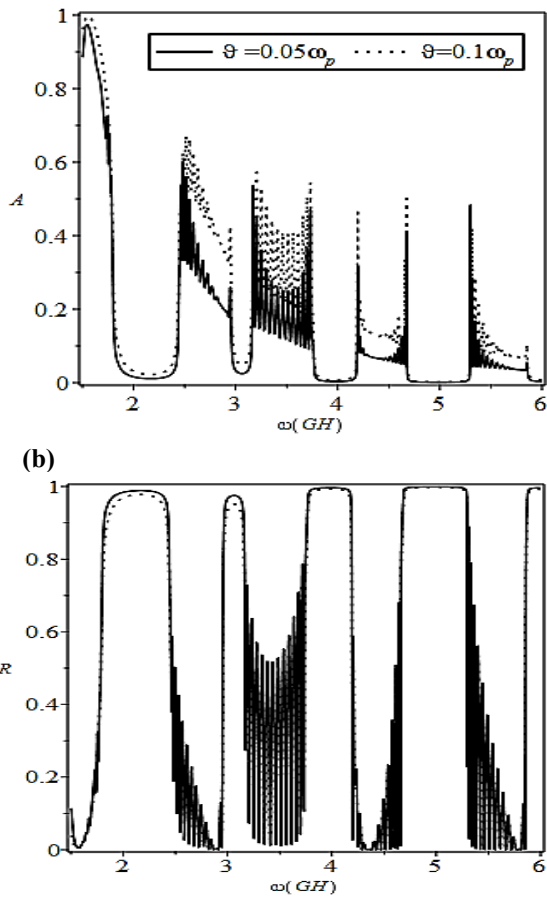
شکل (۴). اثر میدان مغناطیسی خارجی بر روی معادله پاشندگی (a) بخش موهومی و (b) بخش حقیقی. (نمودار خط برای $\omega_c = 0.8\omega_p$ و نمودار نقطه ای برای $\omega_c = 1.7\omega_p$ است.)

در شکل (۴) $\theta_0 = 20^\circ$ ، $\vartheta = 0.05\omega_p$ ، $\epsilon_a = 9.1$ و چگالی پلاسما 10^{20} cm^{-3} و $a = 0.4d$ ، $b = 0.6d$ ، $d = a + b$ در نظر گرفته شده است. اثر میدان مغناطیسی خارجی بر روی معادله پاشندگی نشان داده شده است. در اینجا نمودار خط پیوسته مربوط به $\omega_c = 0.8\omega_p$ (میدان مغناطیسی مربوطه 0.27 mT در نظر گرفته شده است) و نمودار نقطه مربوط به $\omega_c = 1.7\omega_p$ است.

همان‌طور که از شکل مشخص است، با افزایش میدان مغناطیسی خارجی بخش موهومی ثابت انتشار افزایش قابل‌ملاحظه‌ای دارد، اما در ω های بزرگ‌تر از $\omega = 4 \text{ GHz}$ با تغییر میدان مغناطیسی خارجی، تغییرات چشمگیری در نمودارهای PBS مشاهده نمی‌شود.

با استفاده از ماتریس انتقال و رابطه (۹)، اثر شدت میدان مغناطیسی خارجی بر ضرایب جذب و بازتاب بلور نوری موردنظر با $N = 15$ (تعداد دوره‌های دی‌الکتریک و پلاسمای ساختار) در شکل (۳) رسم شده است. در اینجا نمودار خط مربوط به $\omega_c = 0.8\omega_p$ و نمودار نقطه مربوط به $\omega_c = 1.7\omega_p$ است.

(a)



شکل (۵). اثر فرکانس برخورد بر روی (a) ضریب جذب و (b) ضریب بازتاب (نمودار خط برای $\theta = 0.05\omega_p$ و نمودار نقطه برای $\theta = 0.1$ است).

شکل‌های (۵) نشان می‌دهند با افزایش فرکانس برخورد تحت شرایط در نظر گرفته‌شده برای بلور نوری پلاسمایی موردنظر، پهنای گاف نواری و مکان آن تغییر چشمگیری ندارد، در $\omega = 1.6 \text{ GHz}$ تقریباً جذب کامل اتفاق می‌افتد. فرکانس قطع، با افزایش ضریب جذب تغییر نمی‌کند، اما با افزایش فرکانس برخورد، همان‌گونه که انتظار می‌رود شدت جذب افزایش می‌یابد و این ناشی از اثرات اتلافی و انتقال انرژی موج به ساختار در پی برخوردهای الکترون و ذرات خنثای پلاسماست. در نتیجه شدت موج عبوری با افزایش فرکانس برخورد، کاهش قابل‌ملاحظه‌ای خواهد داشت.

۳-۳. اثر ثابت دی‌الکتریک

در شکل (۶)، اثر ثابت دی‌الکتریک بر ساختار نوار فوتونی بلور نوری پلاسمایی مورد مطالعه با پارامترهای

$$\theta = 20^\circ, \vartheta = 0.05\omega_p, \varepsilon_a = 9.1, \omega_c = 0.8\omega_p$$

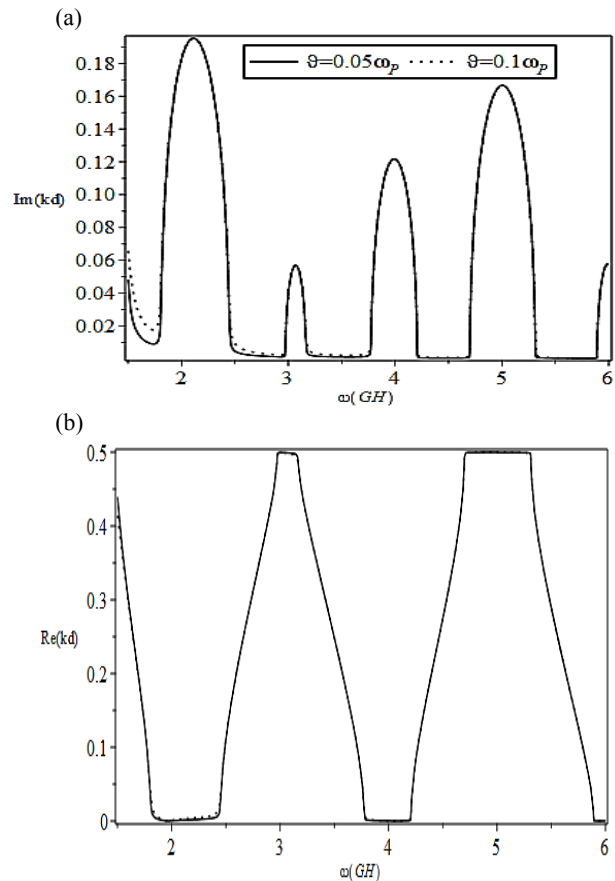
در شکل (۶)، $N = 15, a = 0.4d, b = 0.6d$ نشان داده شده است.

(a)

بیشتری را می‌پیماید و بنابراین تعداد برخوردهای الکترونی در آن فاصله افزایش یافته و جذب موج بیشتر می‌شود.

۳-۲. اثر فرکانس برخورد

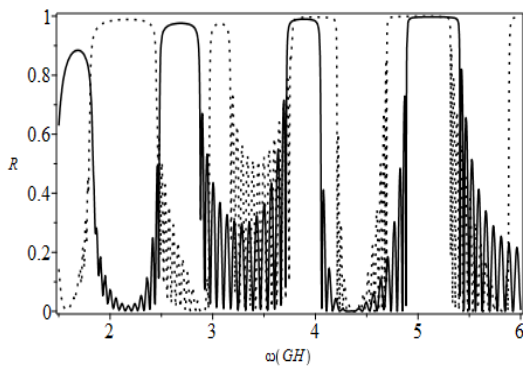
پارامتر بعدی که مورد بررسی قرار می‌دهیم فرکانس برخورد است. در شکل (۴)، $\omega_c = 0.8\omega_p, \varepsilon_a = 9.1, \theta = 20^\circ$ می‌باشد.



شکل (۴). اثر فرکانس برخورد بر روی معادله پاشندگی (a) بخش موهومی و (b) بخش حقیقی. (نمودار خط صاف برای $\vartheta = 0.05\omega_p$ و نمودار نقطه ای برای $\vartheta = 0.1\omega_p$ است)

در اینجا، نمودار نقطه مربوط به $\vartheta = 0.1\omega_p$ و نمودار خط مربوط به $\vartheta = 0.05\omega_p$ است. همان‌طور که مشاهده می‌شود با افزایش فرکانس برخورد، بخش حقیقی عدد موج در ساختارهای نوار فوتونی تغییر قابل‌ملاحظه‌ای ندارد و این نشان می‌دهد پاشندگی موج در ساختار موردنظر، تحت تأثیر برخورد الکترونی در لایه‌های پلاسمایی بلور نوری نمی‌باشد. اما بخش موهومی عدد موج با افزایش فرکانس برخورد، افزایش مختصری می‌یابد. ضرایب بازتاب و جذب برای $N = 15$ در دو فرکانس برخورد $\vartheta = 0.05\omega_p$ و $\vartheta = 0.1\omega_p$ رسم شده اند.

(a)



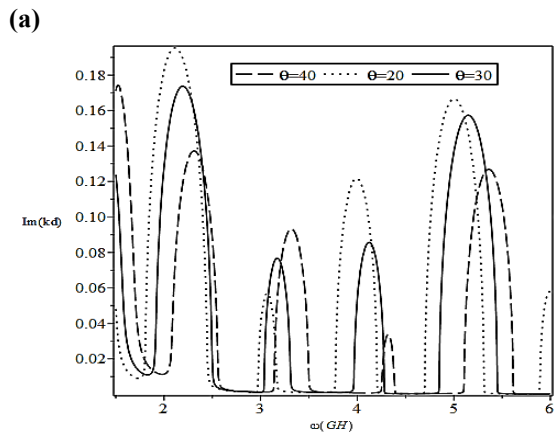
شکل (۷). اثر ضریب گذردهی دی الکتریک بر روی (a) ضریب جذب و (b) ضریب بازتاب (نمودار خط برای $\epsilon_a = 4.2$ نمودار نقطه ای برای $\epsilon_a = 9.1$ است)

در این شکل ملاحظه می‌گردد، با افزایش ثابت دی الکتریک، پهنای گاف نواری افزایش یافته و تعداد نوارها نیز افزایش می‌یابد. در واقع، افزایش ثابت دی الکتریک، دی الکتریک‌ها منجر به ایجاد شکاف‌های فوتونی جدید و افزایش پهنای گاف‌های باند فوتونی می‌شود که به معنای کاهش سرعت گروه است. از طرفی با افزایش ثابت دی الکتریک، اختلاف بین گذردهی دی الکتریک لایه‌های پلاسما و دی الکتریک بزرگ‌تر می‌شود که این امر منجر به ظهور گاف‌های نواری بیشتر می‌گردد [۲۱، ۲۲].

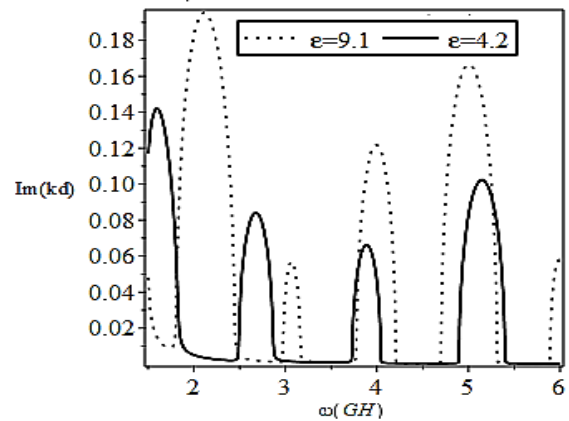
با افزایش ضریب گذردهی دی الکتریک شدت جذب نیز به‌طور کلی افزایش می‌یابد. این نمودارها ما را به این نتیجه رهنمون می‌سازند که با افزایش ثابت دی الکتریک عبور موج از بلور نوری در شرایط ذکر شده، سخت‌تر خواهد شد و البته با توجه به اینکه امواج در فرود به محیط‌های کدر با احتمال بیشتر جذب و منعکس می‌شوند تا عبور، قابل انتظار است.

۴-۳. اثر زاویه‌ی فرود

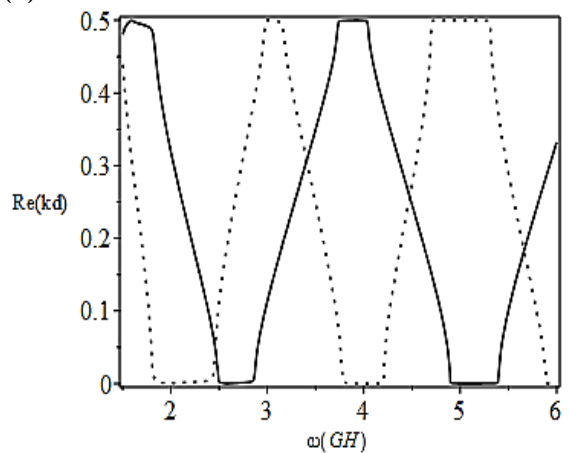
شکل (۸) معادله پاشندگی را در زوایای فرود مختلف موج فرودی، برای پارامترهای $\omega_c = 0.8\omega_p$ ، $\epsilon_a = 9.1$ ، $\theta = 0.05\omega_p$ ، نشان می‌دهد.



(b)



(b)

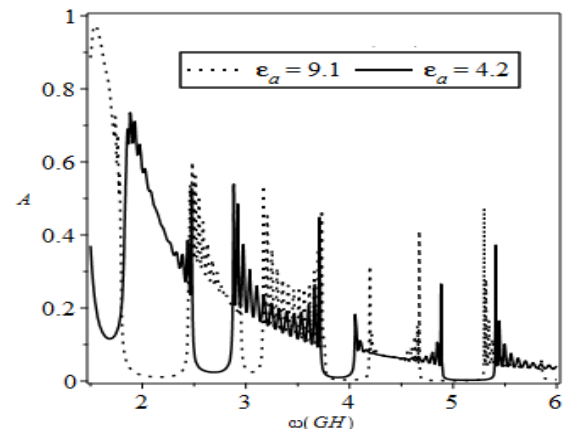


شکل (۶). اثر ضریب گذردهی دی الکتریک بر روی معادله پاشندگی (a) بخش موهومی و (b) بخش حقیقی. (نمودار خط برای $\epsilon_a = 4.2$ و نمودار نقطه برای $\epsilon_a = 9.1$ است).

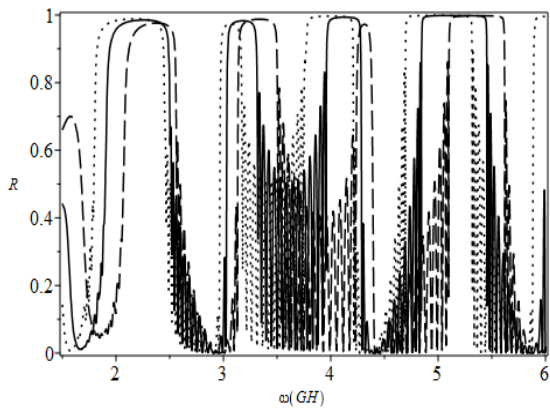
در اینجا با افزایش ضریب گذردهی دی الکتریک، نوار گاف به سمت فرکانس‌های پایین‌تر جابه‌جا می‌شود، بخش موهومی عدد موج افزایش می‌یابد.

شکل (۷) ضرایب بازتاب و جذب ساختار مورد نظر را برای دو مقدار مختلف ضریب گذردهی لایه‌ی دی الکتریک بلور نوری نشان می‌دهد.

(a)



(b)



شکل (۹). اثر زاویه فرود بر روی (a) ضریب جذب و (b) ضریب بازتاب (نمودار نقطه برای $\theta = 20^\circ$ ، نمودار خط برای $\theta = 30^\circ$ و نمودار خط چین برای $\theta = 40^\circ$ است).

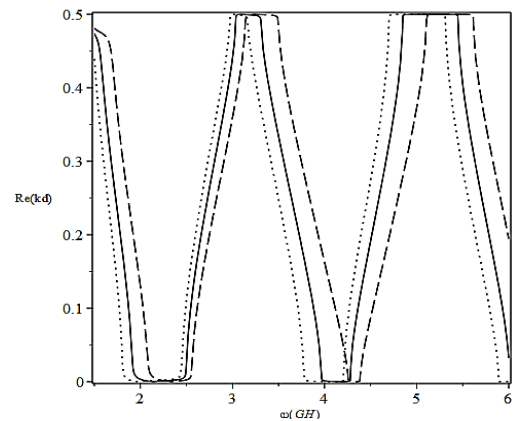
لازم به ذکر است تمامی موارد بررسی شده در بالا برای امواج راست‌گرد و تحت شرایط ذکر شده برای بلور نوری پلاسمایی مورد نظر می‌باشد، بدیهی است با تغییر شرایط ممکن نتایج کاملاً متفاوتی حاصل شود.

۴- نتیجه‌گیری

با استفاده از روش ماتریس انتقال و محاسبه معادله پاشندگی، یک بلور نوری پلاسمایی مغناطیسه یک‌بعدی که تحت تابش مایل موج با قطبش خطی قرار گرفته، بررسی گردید. اثرات میدان مغناطیسی خارجی، فرکانس برخورد، ضریب گذردهی دی‌الکتریک و زاویه فرود موج بر روی معادله پاشندگی و ضرایب بازتاب و جذب مورد مطالعه قرار گرفت.

میدان مغناطیسی، زاویه فرود و ضریب گذردهی لایه دی-الکتریک بر روی نوارهای گاف اثر چشمگیری داشتند. اما اثرات تغییر فرکانس برخورد بر روی گاف نواری و شدت ضریب بازتاب ناچیز و صرفاً با افزایش برخوردها ضریب جذب افزایش و در نتیجه شدت عبور کاهش یافت. نتایج بیانگر آن بود که تعداد گاف‌های نواری و پهنای آن‌ها و نیز شدت ضریب انعکاس و جذب می‌تواند توسط این پارامترها کنترل شود. این مطالعه نشان داد که تغییرات ثابت دی‌الکتریک لایه‌های پلاسمایی بلور نوری ناشی از اثرات مگنتو-پتیکی در بازه‌های فرکانسی مختلف، متفاوت بود که بر این اساس ساختارهای باند فوتونی بلور مورد نظر می‌تواند تنظیم شود؛ در نتیجه جهت به دست آوردن یک بلور نوری کوک‌پذیر با کنترل ویژگی‌های ساختار فوتونی مثل گاف‌های نواری، قراردادن بلور نوری پلاسمایی در معرض میدان مغناطیسی خارجی در کنار تنظیم سایر پارامترهای پلاسمایی و دی‌الکتریک، روشی کارآمد و نو می‌باشد.

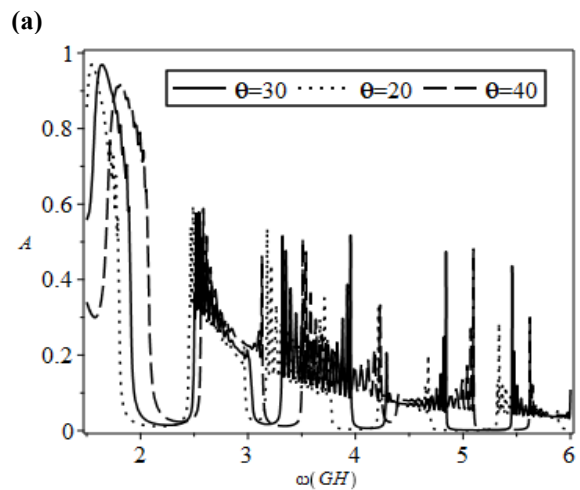
۵- مراجع



شکل (۸). اثر زاویه فرود بر روی نمودار پاشندگی (a) بخش موهومی و (b) بخش حقیقی. (نمودار نقطه برای $\theta = 20^\circ$ ، نمودار خط برای $\theta = 30^\circ$ و نمودار خط چین برای $\theta = 40^\circ$ است).

در این شکل نمودار نقطه مربوط به زاویه 20° درجه، نمودار خط مربوط به زاویه 30° درجه و نمودار خط چین مربوط به زاویه 40° درجه است. باتوجه به شکل مشخص می‌شود که با افزایش زاویه فرود، گاف نواری در ساختار باند فوتونی به سمت فرکانس‌های بالاتر جابه‌جا می‌شوند و بخش موهومی عدد موج کاهش می‌یابد.

در شکل (۹)، ضرایب جذب و بازتاب برای $N = 15$ رسم شده‌اند. با توجه به شکل مشاهده می‌شود که با افزایش زاویه فرود، پهنای گاف نواری کاهش یافته و مقداری به سمت فرکانس‌های بالاتر جابجا می‌شوند. از طرفی نرخ جذب موج برای زوایای فرود کوچک‌تر، روند افزایشی دارد. انتظار می‌رود به علت وابستگی ثابت گذردهی موثر محیط پلاسمایی به زاویه فرود موج فرودی، در زوایای فرود متفاوت، قله‌های جذب و بازتاب جابه‌جا شوند. در $\theta = 20^\circ$ در $\omega = 1.7$ تقریباً جذب کامل داریم، در حالی که در $\theta = 30^\circ$ در $\omega = 1.82$ جذب کامل داریم.



(b)

- [15] A. A. Rukhadze, A. F. Alexandrov and L. S. Bogdankevich, "Principles of plasma electrodynamics," ED. 2, 2013.
- [16] N A. Krall and A W. Trivelpiece, "Principles of plasma physics," Univ. of Maryland, McGraw-Hill, New York, .
- [17] M. A. Heald, and C. B. Wharton, "Plasma diagnostics with microwaves", Krieger, New York, 1978.
- [18] Limei Qi, Ziqiang Yang, Feng Lan, Xi Gao, and Zongjun Shi, "Properties of obliquely incident electromagnetic wave in one-dimensional magnetized plasma photonic crystals," Phys. Plasmas, Vol.17, 2010. DOI:10.1063/1.3360296
- [19] V. Ahmadi and A. SeyedFragi, "Improving the structure of hybrid photonic crystal Raman amplifier using optofluidic materials," Applied Electromagnetism, vol.3 no.3 pp.57-64, 2016. (In Persian)
https://dor.isc.ac/dor/20.1001.1.26455153.1395.4.3.6.2
- [20] L. Shiveshwari and P. Mahto, "Photonic band gap effect in one-dimensional plasma dielectric photonic crystals", ssc, Vol.138 pp.160-164, 2006.
- [21] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, "Photonic Crystals-Molding the Flow of Light _Princeton University Press", Princeton Uni, 2008.
- [22] R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer, and J. D. Joannopoulos, "Nature of the photonic band gap: some insights from a field analysis," Opt. Soc. Am. B, Vol.10 No.2 PP.328-332, 1993. https://doi.org/10.1364/JOSAB.10.000328
- [1] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics," Phys.Rev.Lett, Vol.58, No.20, PP.2059-2063, 1987.
https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.2059
- [2] Sprasad, Y. Sharma, S. Shukla, V. Singh, "Properties of density of modes in one dimensional magnetized plasma photonic crystals," Phys. Plasmas, Vol.23 No.3, 2016.
https://doi.org/10.1063/1.4944505
- [3] Z. Saadatmand, "Investigating The Characteristics Of Scattering Surface Modes In one-dimensional Plasma Photonic Crystals," MA. Thesis, Tufts Univ. Kashan, 2016. (In Persian)
- [4] S. K. Horasani, "Introduction to the optics of photonic crystals," Univ. sharif, 2007 (In Persian)
- [5] Z. Rahmani, N. Rezai, "Influence of Different Parameters on Absorption Intensity and Band Gap of the Ternary Plasma Photonic Crystal Considering the Collision and Thermal Effects of Plasma," Modern Research Physics, Univ. Kharazmi, 2021. (In Persian)
- [6] N. Bulgakov and F. Sadreev, "Scattering plane waves by a dielectric cylinder with periodically modulated permittivity at oblique incidence," Phys. Rev. A, Vol.97, No.6, 2018.
https://doi.org/10.1103/PhysRevA.97.063856
- [7] H Tan, C Jin, L Zhuge, X Wu "Simulation on the photonic band gap of 1-D plasma photonic crystals," Plasma Science, Vol.46 No.3 PP.539-544, 2018.
DOI: 10.1109/TPS.2018.2795613
- [8] N.N Huang, Y.C Chung, H.T Chiu, J.C Hsu, Y.F Lin, C.T Kuo, Y.W Chang, C.Y Chen, T.R Lin, "Dual-Phononic crystal slot nanobeam with gradient cavity for liquid sensing," Crystals, Vol. 10 No.5 PP. 421, 2020. https://doi.org/10.3390/cryst10050421
- [9] H Hojo, A Mase, "Dispersion relation of electromagnetic waves in one-dimensional plasma photonic crystals," Plasma Fusion Res, Vol.80 pp.80 -89, 2004. https://doi.org/10.1585/jspf.80.89
- [10] H. Mehdian, Z. Mohammadzahery, A. Hasanbeigi, "Tunable Faraday effect in one-dimensional photonic crystals doped by plasma," Opt, Vol.127 PP.3895-3898, 2015.
https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2015.12.123
- [11] Huiping Tian and Jian Zi, "One-dimensional tunable photonic crystals by means of external magnetic fields," Opt.com, Vol.252 PP.321-328, 2005. https://doi.org/10.1016/j.optcom.2005.04.022
- [12] Zhang, Chun-zao Li, Xiang-kun Kong, Shao-bin Liu, Hai-feng, and Bo-rui Bian, "Omnidirectional photonic band gap of one-dimensional ternary plasma photonic crystals," Opt, Vol.13 No.3, 2011. DOI 10.1088/2040-8978/13/3/035101
- [13] B. Guo, "Photonic band gap structures of obliquely incident electromagnetic wave propagation in a one-dimension absorptive plasma photonic crystal," Phys. Plasmas, Vol.16 2009.
DOI:10.1063/1.3116642
- [14] B. Guo, "Transfer matrix for obliquely incident electromagnetic waves propagating in one dimension plasma photonic crystals," Plasma Sci. Technol, Vol.11 No.1, 2009.
DOI 10.1088/1009-0630/11/1/04.