



فصلنامه علمی ((دفاع هوافضایی))  
دوره ۱، شماره ۱، خرداد ۱۴۰۱

عنوان مقالات

### مقاله پژوهشی

## رفتار میدان‌های انتشاری پالس‌های کوتاه رادار لیزری هنگام برخورد با لایه و تیغه‌های پلاسمایی و مطالعه اثرات غیرخطی هماهنگ دوم در پوشش پلاسمایی یکنواخت

سیدعلی حسینی مرادی<sup>۱</sup>، حسن رنجبر عسکری<sup>۲</sup>، مجتبی رحیمی<sup>۳</sup>، نادر قبادی<sup>۴</sup>

۱. دانشجوی دکتری فیزیک، گروه فیزیک، دانشگاه ملایر، ملایر، ایران

۲. استادیار فیزیک، گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه ولیعصر، رفسنجان، ایران

۳. استادیار فیزیک، گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه ولیعصر، رفسنجان، ایران

۴. دانشیار فیزیک، گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه ملایر، ملایر، ایران

### چکیده

### اطلاعات مقاله

در این مقاله، نحوه‌ی تولید هماهنگ دوم امواج طولی و عرضی در اثر انتشار یک پالس کوتاه لیزر یا لیدار در یک پلاسمای سرد کم چگال و غیرمغناطیسی یکنواخت با توجه به اثرات برخورد مورد بررسی قرار می‌گیرد. همچنین اثرات میدان مغناطیسی یکنواخت خارجی مایل بر این پلاسمای مورد تجزیه قرار می‌گیرد. انتشار امواج در پلاسمای همسانگرد موجب تولید هماهنگ‌های فرد می‌شود، ولی با اعمال میدان مغناطیسی می‌توان این همسانگردی را از بین برد و هماهنگ‌های زوج نیز تولید کرد. در ادامه با استفاده از تئوری اختلال مؤلفه‌های میدان الکتریکی هماهنگ اول و دوم را تا مرتبه اول اختلال محاسبه نموده و تأثیر انعکاس‌های متوالی را بر روی دامنه میدان الکتریکی هماهنگ‌های اول و دوم و همچنین بازده توان انعکاسی هماهنگ دوم بررسی کرده و با تجزیه و تحلیل روابط مورد نظر و رسم نمودارهای مورد نظر نتیجه‌گیری صورت می‌گیرد. نهایتاً، رفتار دامنه‌ی میدان هماهنگ‌ها برای اختلال مرتبه‌ی صفر و اول در تیغه پلاسمایی برای حالات مختلف بررسی شده و تغییرات آن‌ها را بر حسب پارامترهای مختلف رسم کرده و در مورد نتایج و شرایط بهینه برای کاربردهای مختلف بحث نموده و پیشنهادهایی ارائه می‌نماییم.

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۰/۱۰/۰۱

تاریخ دریافت: ۱۴۰۰/۰۷/۰۲

### کلمات کلیدی:

امواج طولی و عرضی، پالس کوتاه لیزر، پلاسمای هماهنگ دوم، لیدار.



نویسنده مسئول:

سیدعلی حسینی مرادی

ایمیل:

physicplasma2011@gmail.com

**استناد به مقاله:** سیدعلی حسینی مرادی، حسن رنجبر عسکری، مجتبی رحیمی، نادر قبادی، رفتار میدان‌های انتشاری پالس‌های کوتاه رادار لیزری هنگام برخورد با لایه و تیغه‌های پلاسمایی و مطالعه اثرات غیرخطی هماهنگ دوم در پوشش پلاسمایی یکنواخت، مجله علمی دفاع هوافضایی دوره ۱، شماره ۱، خرداد ۱۴۰۱.



## Investigation of the propagation of laser radar short pulses when dealing with plasma layers and slabs and study of nonlinear effects of second harmonic

**Seyed Ali Hosseini Moradi<sup>1</sup>, Hassan Ranjbar Askari<sup>2</sup>, Mojtaba Rahimi<sup>3</sup>**

1- PhD student in Physics, Department of Physics, Malayer University, Iran.

2- Professor of Physics, Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, Valiasr University, Rafsanjan, Iran.

3- Assistant Professor, Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, Valiasr University, Rafsanjan, Iran.

### Article Information

Accepted: 1400/10/01

Received: 1400/07/02

### Keywords:

Longitudinal and transverse waves, Laser short pulse, Plasma, Second harmonic, Lidar.



### Corresponding author:

SeyedAliHosseiniMoradi

Email:

physicplasma2011@gmail.com

### Abstract

In this paper, the method of second harmonic generation of longitudinal and transverse waves in cold, low-density and uniform non-magnetic plasma is investigated, when a short pulse laser or lidar is propagated in the plasma medium and collision effects are considered. Also, the effect of external uniform magnetic field on the plasma is studied. The propagation of electromagnetic waves in isotropic plasma can produce odd harmonics, but magnetic field varies isotropic state and produce even harmonics. Using perturbation theory components of electric field of first and second harmonic are calculated and the effects of successive reflections on the electric field amplitude of first and second harmonics and efficiency of reflection power of second harmonic are investigated. Also, with analysis of government equations the results are obtained. Finally, field amplitude of harmonics for zero and first perturbations for different states are studied and variations of them in terms of different parameters are plotted. Also, results and optimum conditions are discussed and some suggestions are offered.

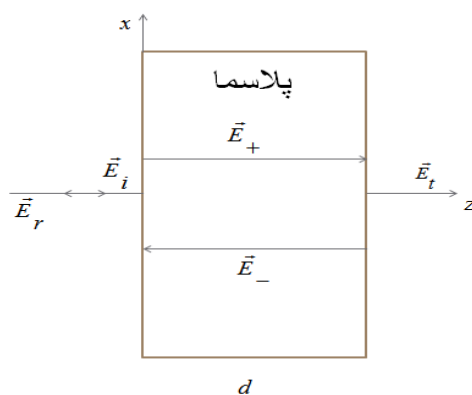
**HOW TO CITE:** Seyed Ali Hosseini Moradi, Hassan Ranjbar Askari, Mojtaba Rahimi, Investigation of the propagation of laser radar short pulses when dealing with plasma layers and slabs and study of nonlinear effects of second harmonic, Journal of Aerospace Defense. Vol. 1, No. 1, 1401.

## ۱. مقدمه

برهم کنش امواج الکترومغناطیسی با مواد همیشه از موضوعات جالب برای مطالعه بوده است، با توجه به اینکه مواد موجود در جهان تقریباً حالت پلاسمایی دارند لذا بررسی امواج درون پلازما و رفتار این امواج درون پلازما از موضوعات اساسی در جهان می باشد. هنگام عبور یک پالس پرقدرت لیزر از درون پلازما، الکترون‌ها در امتداد  $E$  نوسان می کنند، ولی میدان مغناطیسی موج، نیروی لورنتزی  $\vec{a} \times \vec{B}$  به الکترون‌ها وارد می کند که الکترون‌ها را در امتداد  $\vec{K}$  سوق می دهد. به علت قابلیت بیشتر الکترون‌ها نسبت یون‌ها که از جرم کم آن ناشی می شود، یک جدایی بار فضایی ایجاد می شود و میدان شبه ایستایی مقاومی شکل می گیرد که این مکانیسم در تولید شتاب‌دهنده‌های رومیزی و ایجاد ردپا، درون محیط پلازما برای رسیدن به باریکه‌های پرانرژی از ذرات بکار می رود [۱].

## ۲. تولید هارمونیک دوم از پلاسمای غیرمغناطیسی

فرض می کنیم که یک پالس لیزر با قطبش خطی P در یک تیغه‌ی پلاسمایی که موج در آن دارای انعکاس‌های متوالی است با چشمه موج الکترومغناطیسی تابشی، در جهت محور X، با بسامد  $\omega$  در جهت محور Z انتشار می یابد. پلاسمای مورد استفاده، یک پلاسمای سرد کم چگال و مطابق شکل (۱) است. در این صورت با استفاده از معادله انتقال جرم، تکانه و ماکسول مربوط به هماهنگ اول و دوم به محاسبه دامنه‌ی میدان داخل تیغه‌ی پلاسمایی مطابق روابط زیر پرداخته می شود [۳].



شکل ۱: نشان‌دهنده تیغه‌ی پلاسمایی است که میدان الکتریکی به صورت عمود بر تیغه تابیده است. و قطبش P و موج TM در نظر گرفته شده است.

میدان موج ورودی بر تیغه‌ی پلاسمایی به صورت زیر است:

$$\hat{E}_{1i} = \hat{E}_{i0} e^{i(k_0 z - \omega t)} \quad (1)$$

به طوری که  $k_0 = \omega/c$  است. میدان الکتریکی داخل تیغه‌ی پلاسمایی به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود:

$$\hat{E}_1^0 = \left[ \hat{E}_{10}^+ e^{i(k_1 z - \omega t)} + \hat{E}_{10}^- e^{-i(k_1 z + \omega t)} \right] \hat{e}_x \quad (2)$$

علامت‌های مثبت و منفی نشانگر امواجی است که به ترتیب در جهت مثبت و منفی محور Z انتشار می‌یابد به طوری که  $\hat{k}_1$  از رابطه‌ی زیر به دست می‌آید:

$$\hat{k}_1 = (k_1 + i\alpha_1) \hat{e}_z \quad (3)$$

و مقدار  $k_1 = k(\omega)$  و  $\alpha_1 = \alpha(\omega)$  است. در تیغه‌ی پلاسمایی مقدارهای  $\hat{E}_{10}^+$  و  $\hat{E}_{10}^-$  را می‌توان با توجه به انعکاس‌های متوالی به صورت زیر به دست آورد:

$$\hat{E}_{10}^{+0} = \left( \frac{\hat{t}_{12}}{1 - \hat{r}_{21} \hat{r}_{23} e^{-2\alpha_1 d}} \right) \hat{E}_{i0}, \hat{E}_{10}^- = \left( \frac{\hat{t}_{12} \hat{r}_{23}}{1 - \hat{r}_{21} \hat{r}_{23} e^{-2\alpha_1 d}} \right) \hat{E}_{i0} \quad (4)$$

با استفاده از قانون فارادی می‌توان میدان مغناطیسی برای هارمونیک را به دست آورد. سرعت سوق هم‌هنگ دوم اختلال مرتبه صفرم از رابطه‌ی زیر محاسبه می‌گردد:

$$\hat{V}_2^0 = \hat{\gamma}_2 \hat{E}_2^0 + \frac{\hat{\gamma}_1 \hat{\gamma}_2 \hat{k}_1}{2\omega} \left( (\hat{E}_1^{+0})^2 - (\hat{E}_1^{-0})^2 \right) \hat{e}_z \quad (5)$$

به طوری که:

$$\hat{\gamma}_2 = \frac{e}{im(2\omega + i\nu)}, \hat{\gamma}_1 = \frac{e}{im(\omega + i\nu)} \quad (6)$$

که در رابطه‌ی (5) جمله‌ی اول و دوم به ترتیب نشان‌دهنده‌ی مؤلفه‌های خطی و غیرخطی سرعت می‌باشند. در این مرحله  $\hat{V}_2^0$  را در رابطه‌ی (5) جایگذاری کرده، چگالی جریان برای هم‌هنگ دوم برابر می‌شود با:

$$\hat{J}_2^0 = -n_0 e \hat{\gamma}_2 \hat{E}_2^0 - \frac{n_0 \hat{k} \hat{\gamma}_1 \hat{\gamma}_2 e}{2\omega} (\hat{E}_1^{+0^2} - \hat{E}_1^{-0^2}) \hat{e}_z \quad (7)$$

برای محاسبه ی  $\hat{n}_2$  از معادله ی انتقال جرم استفاده می کنیم با این توضیح که چون محاسبات برای هماهنگ دوم انجام می شود می توانیم در محاسبات به جای  $\frac{\partial}{\partial t}$  مقدار  $-2i\omega$  را قرار دهیم:

$$\hat{n}_2^0 = \frac{n_0}{2i\omega} \left[ \hat{\gamma}_2 \vec{\nabla} \cdot \hat{E}_2^0 + \frac{\hat{\gamma}_1 \hat{\gamma}_2 \hat{k}}{2\omega} \vec{\nabla} \cdot (\hat{E}_1^{+0^2} - \hat{E}_1^{-0^2}) \right] \hat{e}_z \quad (8)$$

برای محاسبه ی  $(\vec{\nabla} \cdot \hat{E})$  از رابطه ی مربوط به قانون گاوس برای هماهنگ دوم استفاده شده است:

$$\vec{\nabla} \cdot \hat{E}_2^0 = -4\pi e \left[ \gamma_2 \frac{n_0}{2i\omega} \vec{\nabla} \cdot \hat{E}_2^0 + \frac{n_0 \gamma_1 \gamma_2 k}{4i\omega^2} \vec{\nabla} \cdot (\hat{E}_1^{+0^2} - \hat{E}_1^{-0^2}) \right] \hat{e}_z \quad (9)$$

نهایتاً معادله ی دامنه ی حاکم بر هماهنگ دوم بدون اختلال به صورت زیر محاسبه می شود:

$$\hat{E}_2^0 = i \frac{e \hat{k}_1 \omega_p^2}{4m\omega^2 (2\omega + i\nu)(\omega + i\nu) \varepsilon_2} (\hat{E}_1^{+0^2} - \hat{E}_1^{-0^2}) \hat{e}_z \quad (10)$$

$$\hat{E}_2^{0s} = \left( \hat{E}_{20}^{+0s} e^{2i(\hat{k}_1 z - \omega t)} - \hat{E}_{20}^{-0s} e^{-2i(\hat{k}_1 z + \omega t)} \right) \hat{e}_z \quad (11)$$

با تعریف کمیت های بدون بعد به صورت زیر:

$$\Omega_b = \frac{\omega_b}{\omega}, \Omega_c = \frac{\nu}{\omega}, \Omega_p = \frac{\omega_p}{\omega} \quad (12)$$

آنگاه خواهیم داشت:

$$\hat{E}_{20}^{+0s} = \frac{ie\Omega_p^4 \hat{k}_1}{4m\hat{\varepsilon}_2 (2 + i\Omega_c)(1 + i\Omega_c) \omega_p^2} E_{10}^{+2}, \hat{E}_{20}^{-0s} = \frac{ie\Omega_p^4 \hat{k}_1}{4m\hat{\varepsilon}_2 (2 + i\Omega_c)(1 + i\Omega_c) \omega_p^2} E_{10}^{-2} \quad (13)$$

به طوری که اندیس صفر پایین نشانگر دامنه و اندیس صفر بالا نشانگر مرتبه ی صفرم اختلال است و شاخص S مشخصه جواب خصوصی است. همان طور که دیده می شود راستای انتشار موج در جهت میدان الکتریکی می باشد. پس جواب خصوصی معادله ی موج، طولی می باشد [۳].

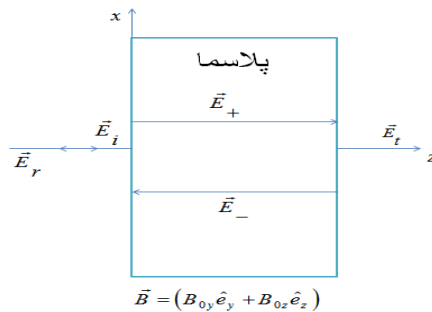
### ۳. تولید هماهنگ دوم از پلاسمای مغناطیسی در تابش عمودی

در این مرحله، محاسبات را برای هماهنگ دوم در یک تیغه‌ی پلاسمایی که موج دارای انعکاس‌های متوالی است انجام می‌شود. چشمه موج الکترومغناطیسی تابشی، دارای قطبش خطی P و جهت انتشار موج در صفحه XZ است و راستای انتشار موج در جهت محور Z در نظر گرفته شده است. پلاسمای مورد استفاده، یک پلاسمای سرد مغناطیسی کم چگال و دارای برخورد است. لذا با فرض کوچک بودن میدان مغناطیسی می‌توان جواب را به صورت زیر نوشت:

(۱۴)

$$\hat{q}_i = \hat{q}_i^0 + \hat{q}_i^1 + \hat{q}_i^2 + \dots$$

به طوری که اندیس بالا مرتبه اختلال (توان میدان مغناطیسی  $B_0$ ) را نشان می‌دهد. جواب در حالتی که میدان وجود ندارد در بخش قبل حل و مورد بررسی قرار گرفته است. لذا مسئله را برای اختلال مرتبه اول حل می‌کنیم پس شاخص ۱ بالای کمیت‌ها یعنی وابستگی کمیت‌ها به توان‌های اول میدان مغناطیسی است [۴-۸].



شکل ۲: نشان‌دهنده تیغه‌ی پلاسمایی است که میدان الکتریکی به صورت عمود بر تیغه تابیده است. و قطبش P و موج TM در نظر گرفته شده است.

با حل معادله‌ی موج، میدان الکتریکی موج زیر را که مجموعه‌ای از موج طولی و عرضی است، درون تیغه‌ی پلاسمایی به دست می‌آید:

$$\hat{E}_1 = \hat{f}_1 (\hat{E}_{10}^- e^{i(k_1 z - \omega t)} + \hat{E}_{10}^+ e^{-i(k_1 z + \omega t)}) \sin \theta \hat{e}_z + \hat{f}_2 (\hat{E}_{10}^- e^{i(k_1 z - \omega t)} + \hat{E}_{10}^+ e^{-i(k_1 z + \omega t)}) \cos \theta \hat{e}_y \quad (۱۵)$$

$$\hat{f}_2 = i \frac{\omega \omega_p^2 \omega_{bz}}{c^2 (\omega + i\nu)^2 \left( -\hat{k}_1^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\epsilon}_1 \right)}, \hat{f}_1 = -i \frac{\omega_p^2 \omega_{by}}{\omega (\omega + i\nu)^2 \hat{\epsilon}_1} \quad (16)$$

همچنین معادله‌ی حاکم بر قسمت موهومی معادله‌ی هارمونیک دوم مرتبه اختلال اول را داریم:

$$(-2i\omega + \nu) \hat{V}_2^1 + \frac{1}{2} \left[ (\hat{V}_1^0 \cdot \hat{\nabla}) \hat{V}_1^1 + (\hat{V}_1^1 \cdot \hat{\nabla}) \hat{V}_1^0 \right] = -\frac{e}{m} \hat{E}_2^0 - \frac{e}{mc} \hat{V}_2^0 \times \hat{B}_0 - \frac{e}{2mc} (\hat{V}_1^0 \times \hat{B}_1^1 + \hat{V}_1^1 \times \hat{B}_1^0) \quad (17)$$

با محاسبه تک تک جملات میدان الکتریکی هماهنگ دوم اختلال مرتبه اول را از رابطه‌ی زیر محاسبه می‌شود:

$$\hat{E}_2^{1s} = \hat{E}_{20}^{1+s} e^{2i(\hat{k}_1 z - \omega t)} + \hat{E}_{20}^{1-s} e^{-2i(\hat{k}_1 z + \omega t)} \quad (19)$$

به طوری که:

$$\hat{E}_{20}^{1+s} = \hat{A} \left( \hat{E}_{10}^{0+} \right)^2, \hat{E}_{20}^{1-s} = -\hat{A} \left( \hat{E}_{10}^{0-} \right)^2 \quad (20)$$

به طوری که  $\hat{A}$  به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\hat{A} = \frac{-e \hat{k}_1 \Omega_p^3 \Omega_b}{mc^2 \hat{\epsilon}_1 (1 + i\Omega_c)(2 + i\Omega_c)^3} \sin \theta \hat{e}_z + \left( \begin{array}{l} -\frac{e \hat{k}_1 \Omega_p^4 \Omega_b \omega_p^2}{2mc^2 \hat{\epsilon}_1 (2 + i\Omega_c)^2 (2 + i\Omega_c)^2} + \\ -\frac{e \hat{k}_1 \Omega_p^2 \Omega_b \omega_p^2 (1 - \hat{\epsilon}_1)}{mc^2 \hat{\epsilon}_1 (1 + i\Omega_c)^2 (2 + i\Omega_c)} + \\ \frac{e \hat{k}_1 \Omega_p^2 \Omega_b}{mc^2 \hat{\epsilon}_1 (2 + i\Omega_c)^2 (1 + i\Omega_c)} \end{array} \right) \sin \theta \hat{e}_x \quad (21)$$

همان طور که در معادله‌ی ۲۱ دیده می‌شود، میدان الکتریکی در جهت محور X و Z می‌باشد و جهت انتشار موج نیز در راستای محور Z می‌باشد. از این رو موج ایجاد شده در تیغه‌ی پلازما به صورت ترکیبی از موج طولی و عرضی است.

#### ۴. جواب عمومی معادلات میدان الکتریکی

جواب عمومی معادله‌ی موج از جمع جواب عمومی معادله‌ی همگن و جواب خصوصی معادله غیرهمگن به دست می‌آید. با توجه به شکل ۲، میدان‌های الکتریکی نواحی چپ و راست تیغه پلازما را به ترتیب با  $\vec{E}_2^R$  و  $\vec{E}_2^L$  نشان دهیم، جواب در خلأ را به صورت زیر معرفی می‌کنیم:

$$\hat{E}_2^L = \hat{E}_{20}^L e^{-2i(k_0 z + \omega t)}, \hat{E}_2^R = \hat{E}_{20}^R e^{2i(k_0 z - \omega t)} \quad (21)$$

از طرفی معادله‌ی موج در تیغه پلاسمایی به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\hat{E}_2^P = \hat{E}_{20}^{+g} e^{i(\hat{k}_2 z - 2\omega t)} + \hat{E}_{20}^{-g} e^{-i(\hat{k}_2 z + \omega t)} + \hat{E}_{20}^{+s} e^{2i(\hat{k}_1 z - \omega t)} + \hat{E}_{20}^{-s} e^{-2i(\hat{k}_1 z + \omega t)} \quad (22)$$

به طوری که  $g$  مشخصه جواب عمومی معادلات همگن است. با توجه به قانون القای فارادی می‌توان میدان مغناطیسی را برای هر کدام از میدان‌های بالا به دست آورد:

$$\hat{B}_2^P = \frac{1}{2} \left[ \frac{\hat{k}_2}{k_0} (\hat{E}_{2x}^{+g} - \hat{E}_{2x}^{-g}) + 2 \frac{\hat{k}_1}{k_0} (\hat{E}_{2x}^{+s} - \hat{E}_{2x}^{-s}) \right] \hat{e}_y \quad (23)$$

از پیوستگی مؤلفه‌های عمودی بردار جابه‌جایی الکتریکی در سطوح مرزی خواهیم داشت:

$$\hat{E}_{20z}^L = \hat{\epsilon}_2 (\hat{E}_{20z}^{+g} + \hat{E}_{20z}^{-g} + \hat{E}_{20z}^{+s} + \hat{E}_{20z}^{-s}) \quad (24)$$

$$\hat{E}_{20z}^R e^{2ik_0 d} = \hat{\epsilon}_2 (\hat{E}_{20z}^{+g} e^{ik_2 d} + \hat{E}_{20z}^{-g} e^{-ik_2 d} + \hat{E}_{20z}^{+s} e^{2ik_1 d} + \hat{E}_{20z}^{-s} e^{-2ik_1 d}) \quad (25)$$

چون میدان الکتریکی درون خلأ عرضی است، لذا مؤلفه‌ی عمودی میدان الکتریکی درون خلأ صفر است، لذا داریم:

$$\hat{E}_{20z}^{+g} = \frac{\hat{E}_{20z}^{+s} (e^{2ik_1 d} - e^{-ik_2 d}) + \hat{E}_{20z}^{-s} (e^{-2ik_1 d} - e^{-ik_2 d})}{-2i \sin(\hat{k}_2 d)} \quad (26)$$

$$\hat{E}_{20z}^{-g} = \frac{\hat{E}_{20z}^{+s} (e^{ik_2 d} - e^{2ik_1 d}) + \hat{E}_{20z}^{-s} (e^{ik_2 d} - e^{-2ik_1 d})}{-2i \sin(\hat{k}_2 d)} \quad (27)$$



هم چنین از پیوستگی مؤلفه های مماسی میدان الکتریکی میدان های مغناطیسی در سطوح مرزی خواهیم داشت:

$$\hat{E}_{20x}^L = -\frac{1}{2} \left[ \frac{\hat{k}_2}{k_0} (\hat{E}_{20x}^{+g} - \hat{E}_{20x}^{-g}) + \frac{2\hat{k}_1}{k_0} (\hat{E}_{20x}^{+s} - \hat{E}_{20x}^{-s}) \right] \quad (28)$$

$$\hat{E}_{20x}^R = \frac{1}{2} \left[ \frac{\hat{k}_2}{k_0} (\hat{E}_{20x}^{+g} e^{i\hat{k}_2 d} - \hat{E}_{20x}^{-g} e^{-i\hat{k}_2 d}) + \frac{2\hat{k}_1}{k_0} (\hat{E}_{20x}^{+s} e^{2i\hat{k}_1 d} - \hat{E}_{20x}^{-s} e^{-2i\hat{k}_1 d}) \right] e^{-i2k_0 d} \quad (29)$$

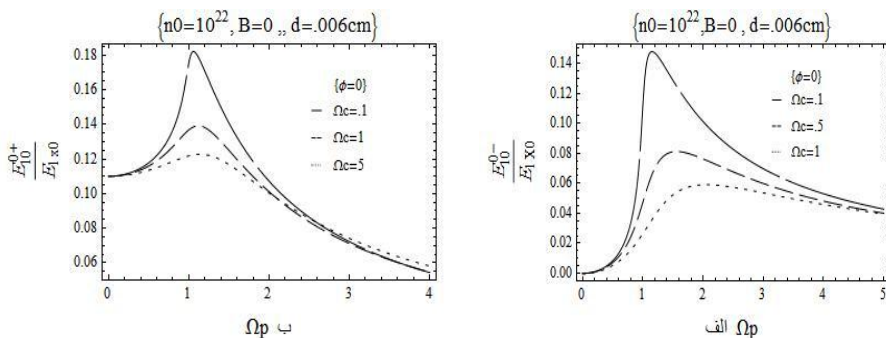
از حل همزمان دو معادله ی (۲۸) و (۲۹)، میدان های کلی درون تیغه پلاسما به دست می آیند:

$$\hat{E}_{20x}^g = \frac{\left(1 + \frac{\hat{k}_1}{k_0}\right) \left(1 - \frac{\hat{k}_2}{2k_0}\right) (e^{2i\hat{k}_1 d} - e^{-i\hat{k}_2 d})}{-2i \left(1 - \frac{\hat{k}_2^2}{4k_0^2}\right) \sin(\hat{k}_2 d)} \hat{E}_{20x}^{+s} + \frac{\left(1 - \frac{\hat{k}_1}{k_0}\right) \left(1 - \frac{\hat{k}_2}{2k_0}\right) (e^{-2i\hat{k}_1 d} - e^{-i\hat{k}_2 d})}{-2i \left(1 - \frac{\hat{k}_2^2}{4k_0^2}\right) \sin(\hat{k}_2 d)} \hat{E}_{20x}^{-s} \quad (30)$$

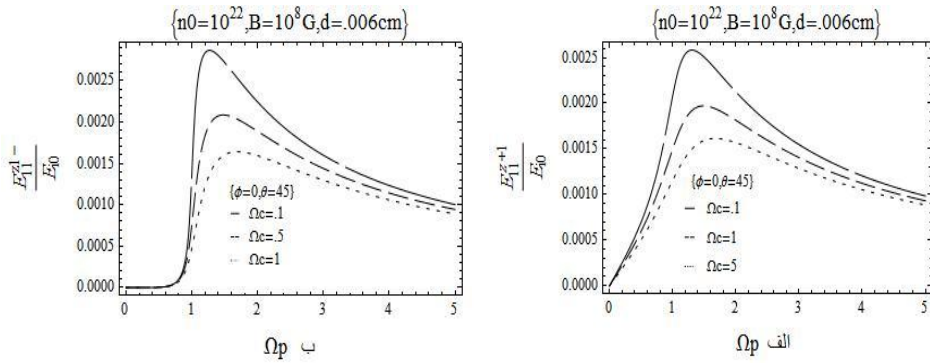
$$\hat{E}_{20x}^{-g} = \frac{\left(1 + \frac{\hat{k}_1}{k_0}\right) \left(1 + \frac{\hat{k}_2}{2k_0}\right) (e^{i\hat{k}_2 d} - e^{2i\hat{k}_1 d})}{-2i \left(1 - \frac{\hat{k}_2^2}{4k_0^2}\right) \sin(\hat{k}_2 d)} \hat{E}_{20x}^{+s} + \frac{\left(1 - \frac{\hat{k}_1}{k_0}\right) \left(1 - \frac{\hat{k}_2}{2k_0}\right) (e^{-i\hat{k}_2 d} - e^{-2i\hat{k}_1 d})}{-2i \left(1 - \frac{\hat{k}_2^2}{4k_0^2}\right) \sin(\hat{k}_2 d)} \hat{E}_{20x}^{-s} \quad (31)$$

برای اختلال مرتبه صفر،  $E_2^s$  تنها دارای مؤلفه هایی در راستای محور  $z$  است و  $\hat{E}_{20x}^{+s}$  و  $\hat{E}_{20x}^{-s}$  صفر هستند. در نتیجه  $\hat{E}_{20x}^{-g}$  و  $\hat{E}_{20x}^{+g}$  هر دو صفر هستند و در نتیجه در خلأ نیز هیچ گونه موج هارمونیک دوم وجود ندارد.

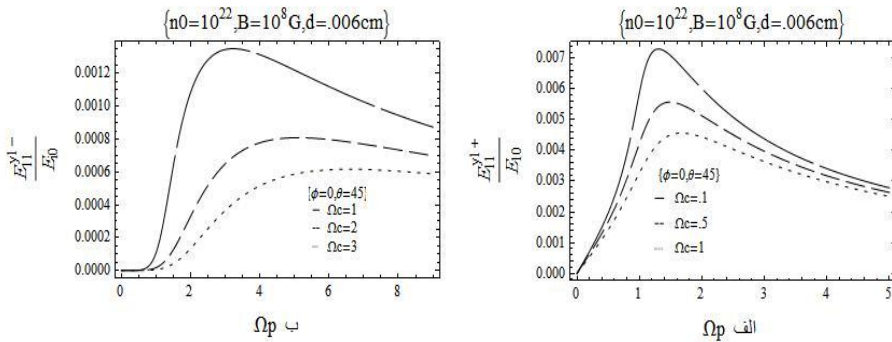
## ۵. رسم نمودارها



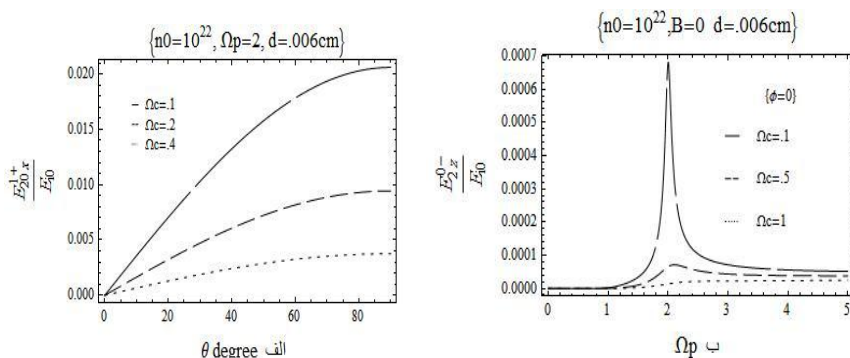
شکل ۳: نمودارهای مؤلفه‌ی  $x$  میدان الکتریکی برحسب  $\Omega_p$  در تیغه‌ی پلاسمایی برای هارمونیک اول بدون اثر میدان مغناطیسی با قطبش  $(\text{TM}) P$ . الف: انتشار موج در جهت مثبت محور  $Z$ . ب: انتشار موج در جهت منفی محور  $Z$ .



شکل ۴: نمودارهای مؤلفه‌ی  $z$  میدان الکتریکی برحسب  $\Omega_p$  در تیغه‌ی پلاسمایی برای هارمونیک اول با اثر میدان مغناطیسی برای قطبش  $(\text{TM}) P$ . الف: انتشار موج در جهت مثبت محور  $Z$ . ب: انتشار موج در جهت منفی محور  $Z$ .



شکل ۵: نمودارهای مؤلفه‌ی  $y$  میدان الکتریکی برحسب  $\Omega_p$  در تیغه‌ی پلاسمایی برای هارمونیک اول با اثر میدان مغناطیسی برای قطبش  $(\text{TM}) P$ . الف: انتشار موج در جهت مثبت محور  $Z$ . ب: انتشار موج در جهت منفی محور  $Z$ .



شکل ۶: مؤلفه‌ی  $x$  میدان الکتریکی هارمونیک دوم برحسب  $\theta$  با بردار انتشار  $2k_1$  در تیغه‌ی پلاسمایی با اختلال مرتبه‌ی اول و قطبش  $P$  الف: انتشار موج در جهت مثبت محور  $z$  ب: انتشار موج در جهت منفی محور  $z$ .

## ۶- تشکر و قدردانی

از معاونت پژوهش دانشگاه پدافند هوایی خاتم الانبیاء<sup>(ص)</sup> که در این پژوهش، همکاری نمودند قدردانی می‌نمایم

## ۷- نتیجه گیری

با تابش عمودی موج الکترومغناطیسی با تیغه پلاسمایی غیرمغناطیسی می‌توان به این نتیجه رسید که موج در تیغه پلاسمایی فقط به صورت طولی وجود دارد و امواج الکترومغناطیسی وجود ندارند. در یک پلاسمای غیرمغناطیسی به علت همسانگردی، درون آن هیچ‌گونه هماهنگ زوجی تولید نمی‌شود و هماهنگ دوم فقط در روی سطح ایجاد می‌شود. اما وقتی یک میدان مغناطیسی ثابت در محیط پلازما اعمال می‌کنیم. هماهنگ دوم علاوه بر روی سطح، در محیط پلازما نیز تولید می‌شود. میدان مغناطیسی اعمال شده در پلازما بر روی دامنه میدان الکتریکی هماهنگ‌های اول و دوم نیز تأثیرگذار است به طوری که با توجه به نمودارهای شکل ۳، می‌توان مشاهده کرد که در پلاسمای غیرمغناطیسی، با افزایش فرکانس پلازما از صفر، دامنه‌ی کل ابتدا افزایش و سپس کاهش می‌یابد و در نهایت به صفر میل می‌کند. در صورتی که در حالتی که پلازما مغناطیسی باشد با افزایش فرکانس پلازما، دامنه میدان زودتر کاهش می‌یابد، این تغییر رفتار ناشی از تأثیر میدان مغناطیسی در محیط پلازما است. در مورد تأثیر میدان مغناطیسی بر روی بازده توان انعکاسی هماهنگ دوم، می‌توان از مقایسه‌ی شکل‌های (۵) و (۶) و روابط (۱۹) تا (۲۰) به این نتیجه رسید که اعمال میدان مغناطیسی باعث افزایش بازدهی توان انعکاسی می‌شود و دامنه‌ی میدان الکتریکی در تیغه‌های پلاسمایی برای هارمونیک‌های اول و دوم دارای رزونانس می‌باشد و فرکانس برخورد سبب کاهش دامنه‌ی میدان‌ها می‌شود. همچنین افزایش

ضخامت تیغه، میزان میرایی دامنه را افزایش می‌دهد و افزایش میدان مغناطیسی خارجی سبب افزایش دامنه‌ی میدان الکتریکی خواهد شد.

## ۷- مراجع

[۱] اف. چن، مقدمه‌ای بر فیزیک پلاسما و هم‌جوشی هسته‌ای، ترجمه‌ی صمد سبحانیان، انتشارات دانشگاه تبریز، ۱۳۸۰.

[2] G.T. Ruch, D.E. Barrick, W.D. Stuart, C.K. Krichbaum, in "Radar Cross Section" Handbook, Plenum, New York, (2019) 78-99.

[3] A. Ishimaru, "Electromagnetic Wave Propagation, Radiation, and Scattering". Prentice, Rochester, New Jersey, (2020).

[4] O. Stenzel, Jena, The Physics of Thin Film Optical Spectra, Springer, Germany, March, 2005.

[5] D. L. Tang, A. P. Sun, X. M. Qiu, and Paul K. Chu "Interaction of electromagnetic waves with a magnetized nonuniform plasma slab, p 405-410 IEEE Trans. Plasma Science. 18 2003.

[6] J. A. Bittencourt, Fundamentals of Plasma Physics, Research Scientist Professor, Institute for Space Research (INPE), Sao Paulo, Brazil, 1986.

[7] A. Ishimaru, "Electromagnetic Wave Propagation, radiation, and scattering". Prentice Hall, New Jersey, 1975.

[8] F. Jin, H. Tong, Z. Shi, D. Tang, P. K. Chu "Effects of external magnetic field on propagation of electromagnetic wave in uniform magnetized plasma slabs. IEEE Trans. Plasma Sci. 21 1993