

محاسبه توان جذب امواج الکترومغناطیسی راداری باند X در لایه و تیغه‌های پلاسمایی در انعکاس‌های متوالی

سیدعلی حسینی‌مرادی^۱، حسن رنجبرعسکری^۲، مجتبی رحیمی^۳،

physicphonic@yahoo.com

- ۱- کارشناس ارشد فیزیک اتمی مولکولی، دانشگاه پدافند هوایی
 ۲- دانشیار گروه فیزیک، دانشگاه ولی عصر (عج)، رفسنجان-معاون پژوهش
 ۳- مربی گروه فیزیک، دانشگاه ولی عصر (عج)، رفسنجان

چکیده

در این مقاله سعی شده است جهت رادار گریز شدن تجهیزات موشکی و راداری از دید رادارهای دیگر توان جذب امواج الکترومغناطیسی باند X در لایه و تیغه‌های پلاسمایی مغناطیسی و غیرمغناطیسی در انعکاس‌های متوالی بررسی شوند. در این تحقیق توان جذب، عبوری و منعکس شده با روش اسنل دکارت برای حالت‌های مختلف مطالعه می‌شوند. به این صورت که یک موج تک‌فام با قطبش مشخص را به طور عمود و یا مایل به سطح لایه و تیغه‌های پلاسمایی تابانده و مقدار توان تلفاتی، عبوری و انعکاسی در لایه و تیغه پلاسمایی برای این طیف محاسبه می‌گردند؛ سپس با در نظر گرفتن انعکاس‌های متوالی توان تلفات، عبور و انعکاس محاسبه گردیده و نمودار تغییرات این توان‌ها نسبت به زاویه فرودی، میدان مغناطیسی خارجی، فرکانس موج الکترومغناطیسی ورودی و ضخامت تیغه و لایه پلاسمایی و دیگر پارامترهای مهم ترسیم می‌شوند. نهایتاً در مورد نتایج و شرایط بهینه برای کاربردهای مختلف بحث نموده و پیشنهاداتی ارائه داده می‌شوند.

واژگان کلیدی

رادار گریز، انعکاس‌های متوالی، باند X، تجهیزات موشکی، لایه پلاسمایی

تاریخ دریافت مقاله :	۹۲/۹/۳۱
تاریخ پذیرفته شدن مقاله :	۹۳/۳/۱

۱- مقدمه

اعمال شده در جهت محور Z ها می باشد. که می توان با جداسازی، معادله ی بالا را به شکل ماتریسی زیر نوشت:

$$-(2) \quad \begin{bmatrix} 1-n^2 \cos^2 \theta & 0 & n^2 \cos \theta \sin \theta \\ 0 & 1-n^2 & 0 \\ n^2 \cos \theta \sin \theta & 0 & 1-n^2 \sin^2 \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \frac{ien_0}{\epsilon_0 \omega} \begin{bmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \end{bmatrix}$$

به طوری که ضریب شکست محیط با رابطه زیر نمایش داده می شود:

$$-(3) \quad \hat{n} = \frac{kc}{\omega}$$

با ساده تر کردن و جدا کردن هر یک از معادلات، با توجه به محورهای مختصات دکارتی به ماتریس زیر می رسیم:

$$-(4) \quad \begin{bmatrix} S - n^2 \cos^2 \theta & -iD & n^2 \cos \theta \sin \theta \\ iD & S - n^2 & 0 \\ n^2 \cos \theta \sin \theta & 0 & P - n^2 \sin^2 \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0$$

به طوری که:

$$-(5) \quad S = 1 - \frac{Xu}{u^2 - Y^2}, D = -\frac{XY}{u^2 - Y^2}, P = 1 - \frac{X}{u}$$

اگر در مینان ضرایب را صفر در نظر بگیریم شرط رابطه پاشندگی برای ما ایجاد می گردد.

$$-(6) \quad (S \sin^2 \theta + P \cos^2 \theta)n^4 - (RL \cos^2 \theta + SP(1 + \cos^2 \theta)n^2 + PRL) = 0$$

-(7)

$$R = S + D, L = S - D, S = \frac{1}{2}(R + L), D = \frac{1}{2}(R - L)$$

اگر معادله ی (۱) را بر حسب n^2 حل کنیم مقدار ضریب گذردهی پلاسما از رابطه ی زیر محاسبه می گردد.

مواد جاذب رادار، نقش و کاربرد زیادی در صنایع و تجهیزات نظامی و غیر نظامی دارند که به صورت پوشش و محافظ از سطوح در برابر امواج الکترومغناطیسی استفاده می شوند. مسئله جذب طیف امواج الکترومغناطیسی در تمامی باندهای فرکانسی در اطراف ما به یک مشکل اساسی تبدیل شده است. بنابراین استفاده از مواد جاذب الکترومغناطیسی اهمیت بیشتری در کاربردهای بیرونی نظیر اتاق های آنتن سیستم های راداری و کاربردهای نظامی یافته اند. خصوصیات الکتریکی ماده بر حسب نفوذپذیری الکتریکی آن و خصوصیات مغناطیسی آن بر حسب نفوذپذیری مغناطیسی آن مشخص می شود. هر دو مشخصه توسط اعداد مختلط شامل قسمت های حقیقی و موهومی توصیف می شوند. مواد دی الکتریک معمولی که در جاذب ها استفاده می شوند مانند اسفنج ها و پلاستیک ها مغناطیسی نبوده و بنابراین دارای نفوذپذیری مغناطیسی واحد هستند. ولی پلاسما با توجه به اینکه دارای خاصیت غیر همسانگردی، خاصیت تلفاتی، خاصیت گازی شکل و قابلیت پراکندگی بالای امواج الکترومغناطیسی را دارا می باشد، به خوبی می تواند جایگزین مواد جاذب امروزی شود. امروزه برای رادار گریز کردن هواپیماها و تجهیزات، بوسیله دستگاه های ولتاژ هاله ای از پلاسما دور بدنه تولید می کنند که باعث مخفی شدن آن از دید رادارها می گردد باند $x \rightarrow (8-12.5)GH$ یک باند شناخته شده برای راداهای کنترل اسلحه می باشد. رادار کنترل اسلحه S 200 و رادارهای هواشناسی روی هواپیما و رادارهای ناوبری با داپلر در این باند فرکانس کار می کنند [۱].

۲- محاسبه ضریب شکست امواج پلاسمای سرد مغناطیسی

اگر در یک پلاسمای سرد یک میدان مغناطیسی خارجی اعمال کنیم باعث ایجاد ناهمسانگردی در پلاسما می گردد. که می توان با استفاده از معادلات ماکسول نوشت:

$$-(1) \quad \vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}) + \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} = \frac{i \omega_e n_0}{\epsilon_0 c^2} \vec{u}$$

زاویه بین \vec{B}_0 و \vec{k} ، θ که در آن ω زاویه ای موج انتشاری و c سرعت نور \vec{k} بردار انتشار ϵ_0 ضریب گذردهی خلاء در نظر گرفته شده است و میدان مغناطیسی

(۸)-

اگر پلازما از یک طرف نامحدود باشد با تعریف Γ به عنوان ضریب انعکاس به صورت زیر محاسبه می شود.

$$G = \frac{1 - \sqrt{\hat{\epsilon}}}{1 + \sqrt{\hat{\epsilon}}} \quad (11)$$

توان انعکاسی با توجه به ضرایب اسنل دکارت به صورت زیر تعریف می گردد.

$$P_r = p_i |G|^2 = p_i \left| \frac{1 - \sqrt{\hat{\epsilon}}}{1 + \sqrt{\hat{\epsilon}}} \right|^2 \quad (12)$$

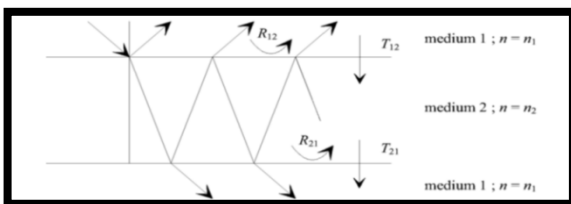
همچنین توان عبورکننده از لایه ی پلاسمایی از رابطه ی زیر به دست می آید.

$$P_t = (p_i - p_r) e^{-2ad} \quad (13)$$

۳- محاسبه توان جذبی در انعکاس های متوالی هنگام برخورد با تیغه پلاسمایی سرد

مغناطیسی

اگر انعکاس های متوالی موج را در هنگام تابش در نظر گرفته شود، می توان ضرایب جذب، عبور و بازتاب را در یک تیغه پلاسمایی ضخیم را محاسبه نمود. با توجه به شکل (۲) موج تخت تکفام به یک تیغه تابیده می شود. راسگر در فرض می شود. در هر دو طرف تیغه هوا با ضریب شکست یک در نظر گرفته می شود



شکل (۲) شماتیکی از انعکاس های متوالی یک تیغه پلاسمایی

ضریب انعکاس و عبور برای انعکاس ها متوالی در تیغه پلاسمایی به صورت زیر است [۶]:

$$\tilde{\Gamma} = 1 - \frac{\frac{\omega_p^2}{\omega^2}}{\left(1 - i \frac{v}{\omega} - \frac{\frac{\omega_b^2 \sin^2 \theta}{\omega^2}}{2 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - i \frac{v}{\omega} \right)} \right)} \pm \sqrt{\frac{\left(\frac{\omega_b \sin \theta}{\omega} \right)^4}{4 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - i \frac{v}{\omega} \right)^2} + \frac{\omega_b^2 \cos^4 \theta}{\omega^2}}$$

که در معادله ی بالا θ زاویه بین میدان مغناطیسی خارجی بر محیط پلاسمایی است و $\omega_b = \frac{eb}{mc}$ ژیروفرکانسی است. همچنین فرکانس پلازما می باشد. رابطه بین ضریب گذردهی و ضریب شکست پلازما از رابطه ی زیر محاسبه می گردد.

$$n = \sqrt{\hat{\epsilon}} \quad (9)$$

همچنین ضرایب α و β نیز با استفاده از روابط:

(۱۰)-

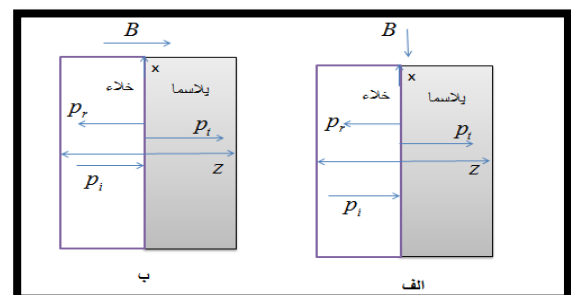
$$\hat{k} = \beta - i\alpha = \frac{\omega \sqrt{\hat{\epsilon}_r}}{c}, \quad \tilde{k}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\epsilon}_r$$

اگر محیط پلاسمایی مورد نظر مغناطیس شده باشد و زاویه میدان مغناطیسی با راستای انتشار صفر باشد ($\theta = 0$)، قسمت حقیقی و موهومی \hat{k} را با استفاده از معادله ی (۸) محاسبه کرد. او در حالت بعدی میدان مغناطیسی خارجی عمود بر راستای انتشار باشد ($\theta = 90$) مقدار $\tilde{\Gamma}$ و ضرایب $a(w)$ از معادله ی (۸) محاسبه می گردد. [۶]

۲- بررسی توان جذب شده در هنگام برخورد امواج

با لایه ی پلاسمایی مغناطیسی

در این قسمت موج الکترومغناطیسی تک فام به صورت عمود و موازی با میدان مغناطیسی به پلازما تابیده می شود.



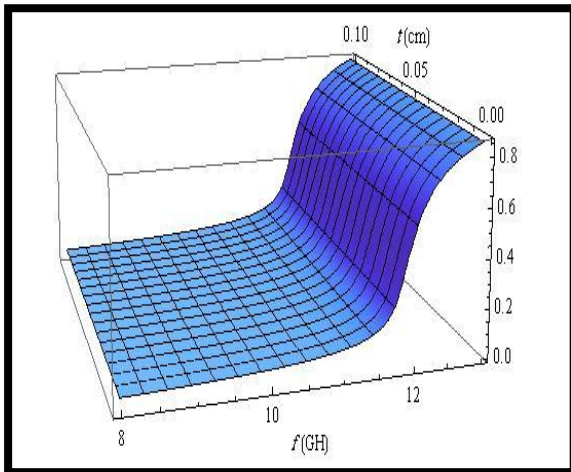
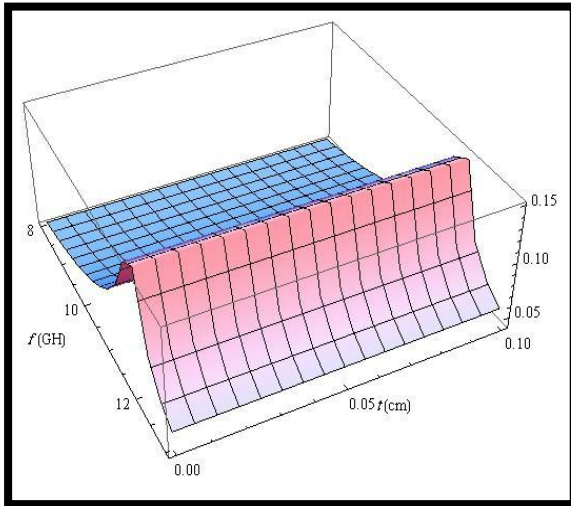
شکل (۱) - شماتیکی از انتشار امواج در لایه های پلاسمایی (الف) - میدان مغناطیسی عمود بر پلازما، (ب) - میدان مغناطیس موازی

معادله‌های زیر توان عبوری و جذب شده نیز محاسبه شده‌اند [۷و۸].

$$P_t = (P_i - P_r) e^{-2\alpha(a)d} \quad (16)$$

$$P_a = (P_i - P_r - P_t) \quad (17)$$

۵- تحلیل نتایج



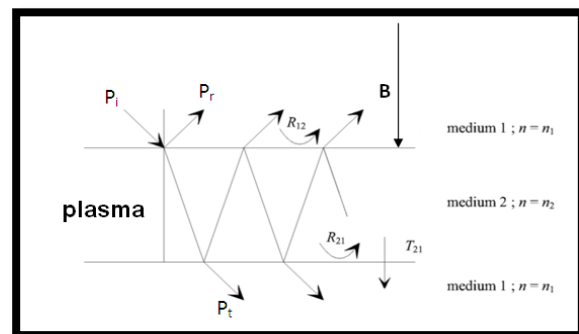
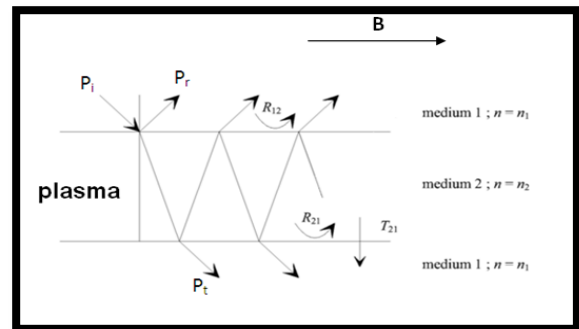
شکل (۴) تغییرات جذب یک موج الکترومغناطیسی بر حسب فرکانس موج ورودی $f \rightarrow (8-12.5)GH$ و ضخامت، در تیغه‌ی پلاسمایی (شکل سمت راست) و لایه پلاسمایی (شکل سمت چپ) برای $B = .2T$ ، $n = 10^{17}$ و $\theta = 0$ و $\nu = 5GH$ موج راستگرد می‌باشد.

$$R = \frac{R_{12}[1 - e^{-2ad_s}(2R_{12} - 1)]}{1 - R_{12}^2 e^{-2ad_s}} \quad (14)$$

هم‌چنین ضریب انعکاس نیز به همین صورت به‌دست می‌آید.

$$T = \frac{R_{12}[(1 - R_{12})^2 e^{-ad_s}]}{1 - R_{12}^2 e^{-2ad_s}} \quad (15)$$

که ضرایب R_{12} و T_{21} را می‌توان از به‌توان دو رساندن ضرایب اسنل دیکارت به‌دست آورد. ضریب نیز به‌صورت مقابل به‌دست می‌آید ولی با توجه به این‌که هر دو طرف محیط پلاسمای، هوا می‌باشد مقدار انعکاس از معادله‌ی زیر محاسبه می‌گردد [۳].



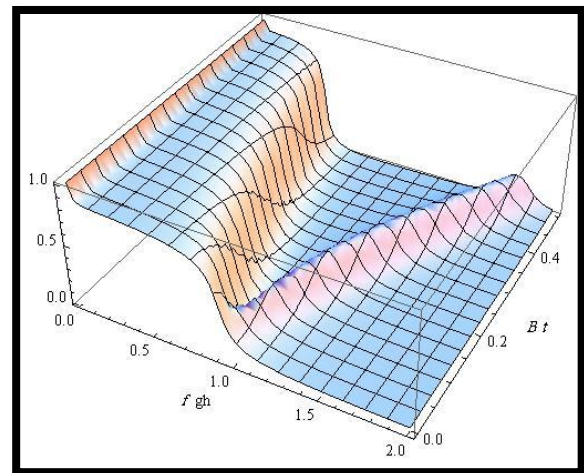
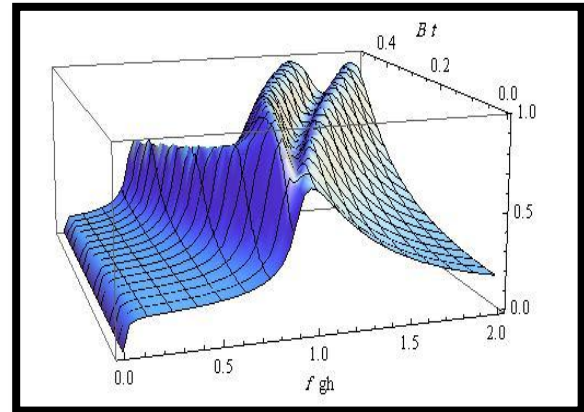
شکل (۳) در این نمودار میدان مغناطیسی موازی و عمود با تیغه پلاسمایی و امواج راستگرد و موج به‌صورت مایل تابیده می‌شود.

با توجه به شکل (۳) میدان موازی با تیغه می‌باشد و امواج الکترومغناطیسی به‌صورت مایل بر تیغه تابیده می‌شوند. بنابراین معادلات مربوط \tilde{a} و ضرایب $a(w)$ و $k(w)$ از معادله‌ی (۸) و (۱۰) محاسبه شده‌اند. هم‌چنین می‌توان با استفاده از روابط (۱۹) و (۲۰) ضرایب عبور و بازتاب را برای انعکاس‌های متوالی در تیغه به‌دست آوریم با توجه به

فیزیکی نیز قابل توجیه است، یعنی هر چه تعداد برخورد الکترون‌ها با هم بیشتر باشد انرژی این برخوردها را از موج ارسال شده تامین می‌کند. به‌طور کلی می‌توان گفت ضخامت میزان جذب را افزایش می‌دهد. و پهنای باند را به سمت فرکانس‌های پایین انتقال می‌دهد. هر چه ω_p کم باشد آن‌گاه پلاسما مانند لایه‌ای از شیشه در مقابل نور عمل می‌کند و بدون انعکاس اولیه وارد پلاسما می‌شود اما در این حالت عمل جذب به‌خوبی انجام نمی‌پذیرد. هر چه ω_p زیاد باشد، لایه پلاسما خاصیت فلزی پیدا می‌کند. و موج بدون این‌که وارد پلاسما شود منعکس می‌شود. برای اجتناب از این کار مقدار ν را نیز افزایش می‌دهیم. افزایش ضخامت سبب افزایش میزان جذب می‌شود. که باعث می‌شود علاوه بر کمک به تطبیق امپدانس مکانیسم جذب را افزایش دهد. نکته قابل توجه این‌که در این‌جا نیز متاسفانه مثل جاذب‌های دیگر در فرکانس‌های پائین میزان جذب کاهش می‌یابد، که برای دستیابی به میزان جذب مورد نظر باید ضخامت آن را افزایش دهیم. با استفاده از نمودارها می‌توان قوانین زیر را تا حدود نسبتاً خوبی پذیرفت. افزایش باعث جابه‌جایی پهنای باند به طرف فرکانس‌های پایین می‌گردد. همچنین با افزایش در یک منطقه میزان جذب افزایش یافته و به مقدار ماکزیمم خود می‌رسد و سپس بعد از آن با افزایش از میزان جذب کاسته می‌شود. علاوه بر ضخامت، افزایش هم باعث افزایش تعداد رزونانس‌ها و افزایش میزان جذب می‌شود. افزایش ضخامت میزان جذب را افزایش می‌دهد. و پهنای باند را به سمت فرکانس‌های پایین انتقال می‌دهد. همچنین افزایش تعداد ذرات سبب می‌شود ضریب جذب به مینیمم مقدار خود برسد. با توجه به خاصیت‌های کاربردی پلاسما می‌توان اطراف سیستم‌ها و تجهیزات نظامی هاله‌های پلاسمایی ایجاد نمود تا بتوان آن را به طور کامل رادار گریز نمود [۸].

۸- منابع

۱. حسینی مرادی سید علی، بررسی ضریب جذب عبور بازتاب در تیغه‌های پلاسمایی، نوزدهمین کنفرانس اپتیک و لیزر ایران، بهار ۱۳۹۱.
۲. ولفگانگ باوم‌یوهان، "مبانی فیزیک پلاسمای فضایی"، ترجمه‌ی محمود صالح‌فرد، بهروز



شکل (۵) تغییرات جذب (شکل سمت راست) و انعکاس (شکل سمت چپ) موج الکترومغناطیس راستگرد بر حسب فرکانس موج ورودی $(8-12.5)GH \rightarrow f$ و میدان مغناطیسی در تیغه‌ی پلاسمایی برای $\nu = 50GH$ ، $n = 10^{18}$ و $\theta = 0$ و $d = 0.1$ موج راستگرد می‌باشد.

۶- نتیجه‌گیری

همان‌طور که در شکل (۵) مشاهده می‌شود تغییرات توان جذب یک موج الکترومغناطیس راستگرد بر حسب فرکانس موج و ضخامت در تیغه‌ی پلاسمایی ورودی در باند x $(8-12.5)GH \rightarrow f$ برای $B = 2T$ ، $n = 10^{17}$ و $\theta = 0$ و $\nu = 5GH$ در تیغه‌ی پلاسمایی (شکل سمت راست) و لایه پلاسمایی (شکل سمت چپ) رسم شده است. در این نمودارها با افزایش فرکانس موج ورودی میزان جذب زیاد می‌شود. با توجه به معادلات بالا مشاهده نمودیم ضریب جذب و عبور در تیغه‌های پلاسمایی به پارامترهای پلاسما بستگی دارد به‌عنوان مثال هر چه ν بیشتر باشد مکانیزم جذب فعال‌تر عمل می‌کند که از نظر

...صالح پور، چاپ اول، انتشارات دانشگاه تبریز، صفحه

۱۲۰ الی ۱۲۵، ۱۳۹۰.

3. G.T. Ruch, D.E. Barrick, W.D. Stuart, C.K. Krichbaum, in "Radar Cross Section" Handbook Plenum, New York. p p.78-99, Jul. 1970.
4. A.Ishimaru, "Electromagnetic Wave Propagation, radiation, and scattering" Hall, new jersey, (1975) 100-150.
5. Vidmar R.J., "Plasma Sci", IEEE Trans on Plasma Sci. Vol.18 pp 733 jan 1990.
6. Bittencourt, J. A., "Fundamentals of Plasma Physics", Research Scientist Professor, Institute for Space Research (INPE), Sao Paulo, Brazil, (1986).
7. Theoretical " Principles of plasma physics and Atomic".
<http://www.plasmaphysics.org.uk/>
8. N. A. Krall, A. W. Trivelpiece, "Principle of Plasma Physics" McGraw-Hill Book Company, (1973).
9. Y. R. Shen, "The Principle of Nonlinear Optics", Wiley, New York, (1984).
10. R. B. Boyd, "Nonlinear Optics", Rochester, New York, (2007).
11. M. Laroussi, J.R. Roth, IEEE Trans. Plasma Sci. 21 (1993) 366.