

A generalization for Fresnel's coefficients (transmission and reflection) in semi-bounded plasma waveguides and the effect of plasma temperature on them

Samaneh Najari, Bahram Jazi*

Department of Laser and photonics, Faculty of Physics, University of Kashan, Kashan, Iran

Received: 25.06.2019 Final revised: 29.09.2020 Accepted: 03.08.2021

Doi link: [10.22055/JRMBS.2021.17014](https://doi.org/10.22055/JRMBS.2021.17014)

Abstract

In this paper, propagation of electromagnetic waves in a cylindrical waveguide with two different regions and with circular cross-section is investigated. The incident wave in symmetric mode TM_0 is sent from the first media to the second media which the first is a filled loss-free dielectric semi-bounded metallic waveguide. The second region of the waveguide is a metallic waveguide with a plasma rod which is isolated by a thin dielectric layer from the metallic wall of the waveguide. The considered plasma rod in the waveguide is assumed in warm approximation. The generation of the new modes for reflected and transmitted waves investigated and by using the mode matching technique, the reflection and transmission coefficients are obtained as a function of the temperature of plasma charged carriers. It is shown that the reflected and transmitted waves have phase difference with respect to the incident wave. The graphs of reflection and transmission coefficients and so the graphs of their phase difference for some elementary modes in terms of the variations of the plasma temperature are presented.

Keywords: Adiabatic waves, Plasma frequency, Electromagnetic waves, reflection and transmission coefficients

*Corresponding Author: jaziada@kashanu.ac.ir



تعمیمی برای ضرایب فرنل (عبور و انعکاس) در موجبرهای نیمه کراندار

پلاسمایی و تأثیر دمای پلازما بر آنها

سمانه نجاری، بهرام جزی*

گروه لیزر و فوتونیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه کاشان، کاشان، ایران

دریافت: 1398/04/04 ویرایش نهائی: 1399/07/08 پذیرش: 1400/05/12

Doi link: [10.22055/JRMBS.2021.17014](https://doi.org/10.22055/JRMBS.2021.17014)

چکیده

در این مقاله، انتشار امواج الکترومغناطیس در یک موجبر استوانه‌ای با دو ناحیه متفاوت و با سطح مقطع دایروی مورد بررسی قرار گرفته شده است. موج فرودی در مد متقارن TM_{0j} ، از محیط اول به محیط دوم فرستاده می‌شود که محیط اول، یک موجبر فلزی نیمه کراندار پر شده با یک دی الکتریک بدون اتلاف می‌باشد. محیط دوم موجبر، یک موجبر فلزی به همراه یک میله پلاسمایی است که میله پلاسمایی توسط یک لایه دی الکتریک نازک، از دیواره فلزی موجبر محافظت می‌شود. میله پلاسمایی در نظر گرفته شده در موجبر پلاسمایی در تقریب گرم فرض شده است. تولید مدهای جدید برای امواج عبوری و انعکاسی مورد بررسی قرار گرفته شده و با استفاده از تکنیک تطبیق مد، ضرایب انعکاس و عبور به صورت تابعی از دمای حامل‌های بار الکتریکی پلازما به دست آورده شده است. نشان داده شده است که، امواج عبوری و انعکاسی یک اختلاف فاز نسبت به موج فرودی دارند. نمودارهای ضرایب انعکاس و عبور و همچنین، نمودارهای اختلاف فازشان بر حسب تغییرات دمای پلازما برای چند مد اولیه ارائه شده است.

کلیدواژه‌گان: امواج آدیاباتیکی، فرکانس پلاسمایی، امواج الکترومغناطیسی، ضرایب انعکاس و عبور

آنها می‌باشد. علاوه بر این، همان‌طور که می‌دانیم، ماده تشکیل دهنده ساختار درونی موجبر نیز می‌تواند بر الگوی انتشار امواج در موجبرها مؤثر باشد.

یکی از انواع موجبرها، موجبرهای پلاسمایی می‌باشند که کاربرد فراوانی در انتقال امواج الکترومغناطیسی دارند [7-8]. پلاسمای مورد استفاده در این موجبرها در تقریب‌های مختلفی از جمله تقریب‌های سرد، گرم و یا حتی برخوردی به کار برده می‌شوند [9-11]. ضریب گذردهی پلازما در هر تقریب، تابعیت متفاوتی را دارا می‌باشد که به دنبال آن، انتشار امواج در هر تقریب هم شکل‌های مختلفی را به خود خواهند گرفت. در تقریب گرم برای یک پلازما، اثرات حرارتی

مقدمه

در فرآیند انتشار امواج الکترومغناطیس در یک محیط، عوامل مختلفی از جمله هندسه محیط و خصوصیات الکتریکی محیط نقش مؤثری دارند [4-1]. یکی از ابزارهای مهم برای انتشار و هدایت امواج الکترومغناطیس، موجبرهای الکترومغناطیسی می‌باشند و به واسطه همین اهمیت، بررسی عوامل مؤثر بر آنها، مورد توجه بسیاری از دانشمندان قرار گرفته و مطالعات زیادی روی این ابزار فیزیکی انجام شده است [5-6]. وابستگی شدید الگوی انتشار امواج در موجبرها به هندسه موجبر، یکی از ویژگی‌های اساسی

* نویسنده مسئول: jaziada@kashanu.ac.ir

باز نشر این مقاله با ذکر منبع آزاد است.

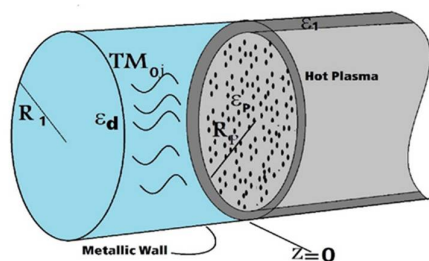
این مقاله تحت مجوز کپی‌رایت کامنز تخصصی 4.0 بین‌المللی می‌باشد



بررسی قرار گرفته شده است. از آنجا که محیط‌های درون موجبر از مواد ساده غیر فعال الکترومغناطیسی در نظر گرفته شده، لذا تنها به اثر ابعاد هندسی موجبر روی ضرایب بازتاب و عبور پرداخته شده است [20].

در این مقاله، در فرآیند انتقال امواج الکترومغناطیسی از یک موجبر نیمه کراندار استوانه‌ای که از یک دی الکتریک پر شده، به یک موجبر نیمه کراندار پلاسمایی بررسی می‌شود که طی آن پلاسمای در تقرب گرم در نظر گرفته شده و نقش سرعت حرارتی حامل‌های بار الکتریکی پلاسمای در تولید و تبدیل مدهای جدید مورد مطالعه قرار می‌گیرد. ضرایب بازتاب و عبور امواج در هر مد جدید را به صورت تابعی از دمای پلاسمای به دست آورده می‌شود.

چارچوب این مقاله به این ترتیب است که ابتدا ساختار موجبر مورد مطالعه و معادلات حاکم بر آن شرح داده می‌شود. سپس معادلات موج به روش تطبیق مد حل شده و برای محاسبه ضرایب بازتاب و عبور در هر مد جدید، یک تقریب کاربردی معرفی می‌گردد. در ادامه، با به دست آوردن ضرایب بازتاب و عبور به صورت تابعی مختلط، به اختلاف فاز ایجاد شده میان امواج عبوری و انعکاسی نسبت به موج فرودی اشاره می‌شود.



شکل 1. موجبر نیمه کراندار پلاسمایی با موج فرودی TM_{0j}

در نهایت، شبیه‌سازی امواج عبوری و امواج انعکاسی با ارائه نمودارهای ضرایب عبور و بازتاب و نمودارهای اختلاف فاز امواج عبوری و انعکاسی نسبت به موج فرودی، بر حسب دمای حامل‌های بار الکتریکی پلاسمای

حامل‌های الکتریکی پلاسمای در نظر قرار گرفته می‌شوند و در این تقریب، الکترون‌ها یا یون‌ها هر یک به طور مجزا یک سرعت حرارتی که بیانگر دمای آنها می‌باشد، خواهند داشت. مطالعات انجام شده بر این موضوع دلالت دارد که، اثرات حرارتی حامل‌های الکتریکی پلاسمای نقش مهمی در تبادل انرژی الکترومغناطیسی بین خودشان و امواج الکترومغناطیسی دارند. این تبادل انرژی می‌تواند منجر به صورت فرآیندهای مختلفی گردد که از جمله می‌توان به فرآیند شتاب‌دهی ذرات یعنی، انتقال انرژی الکترومغناطیسی از امواج به ذرات باردار و یا فرآیند تقویت امواج، به معنای انتقال انرژی از ذرات به امواج، اشاره نمود [12-13]. از طرف دیگر، انتقال امواج از یک موجبر به یک موجبر دیگر که دارای خواص الکترومغناطیسی متفاوتی باشد، باعث به وجود آمدن پدیده‌هایی از جمله انعکاس و عبور خواهد شد که بدون شک، یکی از مسائل مهم در این پدیده، به دست آوردن ضرایب بازتاب و عبور امواج در فصل مشترک دو محیط می‌باشد [14-16]. چرا که شبیه‌سازی ضرایب بازتاب و عبور امواج الکترومغناطیسی از یک موجبر با حضور یک دی الکتریک به یک موجبر پلاسمایی، ابزار مناسبی برای بررسی قدرت میدان‌های الکترومغناطیسی منتقل شده به محیط پلاسمای خواهد بود که کاربرد فراوانی در شتاب‌دهی ذرات و یا گرم‌کنندگی پلاسمای به کمک موجبرها دارند [17-19].

همان‌طور که می‌دانیم، یک محیط پلاسمای واقعی دارای حامل‌های الکتریکی با انرژی جنبشی قابل ملاحظه می‌باشد، اگر شبیه‌سازی انتقال امواج به یک موجبر پلاسمایی با تقریب گرم در نظر گرفته شود، ضرایب بازتاب و عبور با تقریب خوبی به واقعیت نزدیک خواهند شد. اخیراً مسئله عبور امواج الکترومغناطیسی از یک موجبر فلزی استوانه‌ای با سطح مقطع دایروی به یک موجبر نیمه کراندار دیگر به طور تحلیلی مورد

می‌گیرند، لذا در این پیکربندی از این مدها استفاده شده است [21-22]. البته باید توجه داشت که چنانچه در سازوکارهای موجبری، هدف اصلی، انتقال و ارسال اطلاعات مخابراتی باشد و نه اهداف کاربردی اشاره شده در بالا، می‌توان از مدهای دیگر هم استفاده نمود که مؤلفه‌های آن از جنبه‌های کاربردی کمتری برخوردار است.

موج فرودی با تقارن کروی (تقارن سمتی) در مد TM_{0j} و تابع زمانی هارمونیک $e^{-i\omega t}$ از بخش اول موجبر بر مرز مشترک دو موجبر فرود می‌آید، مؤلفه Z پتانسیل برداری مغناطیسی این موج در تابع زیر صدق می‌کند [20]:

$$\nabla^2 A_z - \gamma_d^2 A_z = 0 \quad 1$$

که در آن

$$\gamma_d = \sqrt{\omega^2 \epsilon_d \mu_0 - \frac{k_0}{c} n_r} \quad 2$$

بوده و γ_d ثابت انتشار محیط، n_r ضریب شکست نسبی و k_0 ثابت انتشار موج در خلاء می‌باشند. همچنین، ϵ_d و μ_0 به ترتیب ثابت گذردهی و تراوایی محیط دی الکتریک در ناحیه $z < 0$ ، ω فرکانس موج فرودی و c سرعت نور در خلأ در نظر گرفته شده است. با در نظر گرفتن تقارن سمتی موج فرودی و حل معادله 1 در مختصات استوانه‌ای، پتانسیل برداری موج فرودی در راستای انتشارش یعنی Z به صورت زیر به دست می‌آید [23]:

$$A_j = J_0 \left(\frac{x_j}{R_1} \rho \right) e^{ik_{zj} z} \quad 3$$

در دو بخش مجزا مورد بحث و بررسی قرار می‌گیرند. کلیه نمودارهای ذکر شده برای امواج در فرآیندهای آدیاباتیکی و غیرآدیاباتیکی به طور مجزا نشان داده می‌شوند.

معرفی ساختار موجبر و معادلات حاکم بر آن

موجبر مورد مطالعه شامل دو موجبر نیمه کراندار استوانه‌ای با سطح مقطع دایروی، با دیواره‌های فلزی و طول بینهایت است که در شکل 1 نشان داده شده است. این موجبر دارای دو بخش می‌باشد. سمت چپ یک موجبر نیمه کراندار استوانه‌ای پر شده با یک ماده دی الکتریک بدون اتلاف با ثابت گذردهی الکتریکی ϵ_d و شعاع R_1 می‌باشد و بخش دوم موجبر، شامل موجبر پلاسمایی نیمه کراندار با شعاع R_2 است که حول آن یک لایه دی الکتریک بدون اتلاف با ثابت گذردهی الکتریکی ϵ_1 و ضخامت $(r_1 = R_1 - R_p)$ قرار داده شده است. همچنین، محور موجبر در راستای محور Z ها و فصل مشترک دو موجبر در $z=0$ واقع شده است. برای آنکه بخش بیشتری از موج عبوری در ناحیه پلاسمای منتشر و نقش آفرینی موجبر پلاسمایی افزایش یابد، لایه دی الکتریک اطراف پلاسمای را نازک در نظر می‌گیریم که در نتیجه، پروفایل‌های قدرتمند میدان‌های موج عبوری اکثراً در ناحیه پلاسمای ظاهر می‌گردند. بنابراین، شرط $r_1 \ll R_1$ در بخش دوم موجبر همواره برقرار می‌باشد. همچنین، از آنجا که مدهای (TM) به دلیل داشتن مؤلفه میدانی E_z نقش مؤثرتری در فرآیندهایی همچون شتابدهی ذرات در راستای Z و یا گرم‌کنندگی پلاسمای یا تشعشع و جذب چرنکف دارند و در چیدمان‌های عملی در موجبرهای پلاسمایی بیشتر مورد استفاده قرار

مد، امواج عبوری و انعکاسی را می‌توان به صورت یک بسط از مدهای عبوری و انعکاسی در نظر گرفته که هر مد انعکاسی و عبوری با ضریب عبور و ضریب انعکاس مجزا، از فصل مشترک دو موجبر بازتاب و عبور می‌کند [25-27]. در ادامه، ضرایب بازتاب و عبور مدهای مختلف تولید شده بر اساس تکنیک تطبیق مد به دست آورده می‌شود که برای این منظور، ابتدا لازم است میدان الکتریکی و مغناطیسی را در هر دو بخش موجبر تعیین کرد.

در سمت چپ موجبر، علاوه بر موج فرودی که در راستای +Z منتشر می‌شود، یک موج انعکاسی به صورت بسطی از مدهای مختلف هم وجود دارد که در راستای انتشار -Z منتشر می‌گردد. اگر هر مد انعکاسی با ضریب Γ_m منعکس شود، آنگاه پتانسیل برداری موج انعکاسی، که در معادله 1 هم باید صدق کند، به صورت زیر به دست می‌آید:

$$A_z^r = \sum_{m=1}^{\infty} A_{zm}^r \sum_{m=1}^{\infty} r_m J_0 \left(\frac{\chi_m}{R_1} \rho \right) e^{-ik_{zm}^r Z} \quad (6)$$

$$(k_{zm}^r)^2 = \gamma_d^2 - \left(\frac{\chi_m}{R_1} \right)^2$$

که در آن k_{zm}^r بردار موج برای مد m ام موج انعکاسی است. به همین ترتیب، امواج عبوری که در بخش راست موجبر در ناحیه پلاسما و دی الکتریک منتشر می‌شوند هم، به صورت بسطی از مدهای مختلف در نظر گرفته می‌شوند. اگر ضریب عبور هر مد عبوری t_n فرض شود، آنگاه، مؤلفه Z پتانسیل برداری امواج عبوری، به صورت یک تابع دو ضابطه‌ای به دست خواهد آمد:

$$A_t = \sum_{n=1}^{\infty} A_{zn}^t = \quad (7)$$

که J_0 تابع بسل نوع اول مرتبه صفر، χ_j ، J امین صفر بسل مرتبه صفر و k_{zj}^i بردار موج، موج فرودی می‌باشد که با استفاده از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$k_{zj}^i{}^2 = \gamma_d^2 - \left(\frac{\chi_j}{R_1} \right)^2$$

با استفاده از بسط فوریه پتانسیل نرده‌ای مغناطیسی به شکل زیر:

$$\varphi(r, t) = \varphi(\omega, k) e^{-i(\omega t - k \cdot Z)} \quad (4)$$

میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی موج فرودی برحسب مؤلفه Z پتانسیل برداری به صورت زیر به دست می‌آیند [20]:

$$H_\phi = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial}{\partial r} A_z$$

$$E_r = -\frac{c}{i\omega\mu\epsilon} \frac{\partial^2}{\partial r \partial z} A_z$$

$$E_z = -\frac{c}{i\omega\mu\epsilon} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} A_z + \frac{\omega^2 \mu \epsilon}{c^2} A_z \right)$$

باید توجه داشت که برای به دست آوردن روابط بالا، از معادلات ماکسول و شرط لورنتز در قالب معادلات زیر استفاده شده است [24]:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$$

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0$$

برهم‌کنش موج فرودی با فصل مشترک دو محیط، باعث تولید مدهای جدید در موج‌های عبوری و انعکاسی می‌شود. بدین معنا که، بر اساس تکنیک تطبیق

همچنین معادله پاشندگی امواج هم به صورت زیر تعیین می‌گردد:

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_p} \frac{J_0\left(\frac{\beta_{pn} R_2}{R_1}\right)}{H_0^{(1)}\left(\frac{\beta_{ln} R_2}{R_1}\right) J_0(\beta_{ln}) - H_0^{(1)}(\beta_{ln}) J_0\left(\frac{\beta_{ln} R_2}{R_1}\right)} = 10$$

$$\frac{\beta_{ln}}{\beta_{pn}} \frac{I_1\left(\frac{\beta_{pn} R_2}{R_1}\right)}{H_1^{(1)}\left(\frac{\beta_{ln} R_2}{R_1}\right) J_0(\beta_{ln}) - H_0^{(1)}(\beta_{ln}) I_1\left(\frac{\beta_{ln} R_2}{R_1}\right)}$$

که ε_p و ε_1 به ترتیب ضریب گذردهی پلاسما و لایه دی الکتریک در طرف دوم موجبر می‌باشند.

تعیین دقیق ضرایب β_{ln} و β_{pn} در معادلات بالا، بسیار مشکل است. بنابراین برای تعیین آنها، یک تقریب کاربردی مهم را معرفی می‌کنیم. همان‌طور که گفته شد یک لایه نازک دی الکتریک حول پلاسما در طرف دوم موجبر، قرار دارد، به طوری که شرط $r_l \ll R_1$ همواره در $z > 0$ برقرار است (r_l ضخامت لایه دی الکتریک و R_1 شعاع موجبر). بنابراین می‌توان ضرایب β_{ln} و β_{pn} را برحسب توان‌های $\frac{r_l}{R_1}$ بسط داد:

$$\beta_{ln} = \lambda_{0n} + \lambda_{1n} \frac{r_l}{R_1} \quad 11$$

$$\beta_{pn} = \alpha_{0n} + \alpha_{1n} \frac{r_l}{R_1} \quad 12$$

که به دلیل کوچک بودن r_l از جملات مرتبه دوم به بعد صرف‌نظر شده است. با جای‌گذاری این روابط در معادلات 8 و 10 و بسط جملات و تساوی جملات هم‌مرتبه، ضرایب بسط به شکل زیر تعیین می‌شوند:

$$\alpha_{0n} = \chi_n$$

$$\lambda_{0n} = \sqrt{R_1^2 k_l^2 - R_1^2 k_p^2 + \chi_n^2}$$

$$\alpha_{1n} = \alpha_{0n} \left(1 - \frac{\varepsilon_p \lambda_{0n}^2}{\varepsilon_1 \alpha_{0n}^2}\right)$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} t_n \begin{cases} J_0\left(\frac{\beta_{pn} \rho}{R_1}\right) \times e^{ik_{zn}^2 z} & 0 < \rho < R_1 \\ D_1(n) H_0^{(1)}\left(\frac{\beta_{ln} \rho}{R_1}\right) + D_2(n) J_0\left(\frac{\beta_{ln} \rho}{R_1}\right) & \\ \times e^{ik_{zn}^2 z} & R_1 < \rho < R_2 \end{cases}$$

$$\gamma_l^2 - \left(\frac{\beta_{ln}}{R_1}\right)^2 = \gamma_p^2 - \left(\frac{\beta_{pn}}{R_1}\right)^2 \quad 8$$

که در آن γ_l و γ_p به ترتیب بردار انتشار موج در ناحیه پلاسما و دی الکتریک در طرف دوم موجبر، $H_0^{(1)}$ تابع هنکل نوع اول مرتبه صفر، $D_1(n)$ ، $D_2(n)$ ، β_{pn} و β_{ln} هم ضرایب ثابت ناشی از حل معادله موج در طرف دوم موجبر می‌باشد. دقت شود که اندیس ln و pn که برای ضریب β تعریف شده در معادله 7 به ترتیب، مرتبط به مد nm موج عبوری در پلاسما و دی الکتریک می‌باشند. معادله 8 به تساوی بردار موج، امواج عبوری در تمام نقاط موجبر در ناحیه $Z > 0$ اشاره دارد. اکنون، با داشتن مؤلفه Z پتانسیل برداری در دو طرف موجبر، می‌توان میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در هر ناحیه را با استفاده از مجموعه معادلات 5 به دست آورد.

در ادامه، با برقراری شرایط مرزی مناسب، ضرایب مجهول $D_1(n)$ ، $D_2(n)$ ، β_{pn} و β_{ln} و همچنین ضرایب بازتاب و عبور هر مد انعکاسی و عبوری به دست آورده می‌شود که به شرح زیر می‌باشد:

با استفاده از شرط پیوستگی مولفه‌های E_z و H_ϕ در مرز بین پلاسما و دی الکتریک ($\rho = R_2$) در طرف دوم موجبر، ضرایب $D_1(n)$ ، $D_2(n)$ در معادله 7 به شکل زیر به دست می‌آیند.

$$D_1(n) = \frac{\beta_{pn}}{\beta_{ln}} \frac{I_1\left(\frac{\beta_{pn} R_2}{R_1}\right) J_0(\beta_{ln})}{H_1^{(1)}\left(\frac{\beta_{ln} R_2}{R_1}\right) J_0(\beta_{ln}) - H_0^{(1)}(\beta_{ln}) I_1\left(\frac{\beta_{ln} R_2}{R_1}\right)}$$

$$D_2(n) = -D_1(n) \frac{H_0^{(1)}(\beta_{ln})}{J_0(\beta_{ln})}$$

امواج قابل مقایسه با سرعت گرمایی حامل‌های الکتریکی پلاسما باشد، آنگاه پلاسما در تقریب گرم خواهد بود [28]. در این تقریب، ضریب گذردهی پلاسما با در نظر گرفتن انتشار امواج طولی به‌روش اختلالی، به‌صورت زیر تعیین می‌شود [29]:

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - k^2 \frac{\gamma k_B T}{M}} \quad 15$$

که در آن فرکانس پلاسمایی، ω_p فرکانس موج فرودی، T دمای حامل‌های الکتریکی پلاسما، M جرم حامل‌های پلاسما، k_B ثابت بولتزمن و γ ثابت آمیخته می‌باشد [30]. رابطه 15 را می‌توان به‌صورت زیر بازنویسی کرد:

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{1 - U(T)^2} \quad 16$$

که

$$\omega_p^2 = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad U^2(T) = \frac{V_{th}^2}{V_{ph}^2} = \frac{\gamma k_B T}{M \omega^2 k^2}$$

بنابراین، اگر از شاخه‌های رابطه پاشندگی تنها یک بردار موج (k_z) ثابت انتخاب شود، آنگاه سرعت فاز امواج در رابطه 15 ثابت خواهد شد و رابطه $U(T)$ تنها تابع دمای حاملان الکتریکی پلاسما خواهد شد. بدین ترتیب، می‌توان ضرایب انعکاس و عبور مدهای مختلف را به‌صورت تابعی از دمای پلاسما ($U(T)$) به‌دست آورد. اگر سرعت فاز امواج کمتر از سرعت حامل‌های الکتریکی پلاسما شود، فرآیند انتقال امواج به‌صورت غیرآدیاباتیکی ($U(T) > 1$) و اگر سرعت فاز امواج بیشتر از سرعت حرارتی حامل‌های الکتریکی شود ($U(T) < 1$)، فرآیند انتقال امواج به‌صورت آدیاباتیکی انجام خواهد شد. از آنجا که در چیدمان‌های عملی سرعت فاز امواج درمد TM معمولاً در بازه ده برابر سرعت نور (امواج سریع) تا یک صدم سرعت نور (امواج آهسته) می‌باشند، بنابراین، دمای پلاسمای مورد

$$\lambda_{1n} = \frac{\alpha_{0n}^2}{\lambda_{0n}} \left(1 - \frac{\epsilon_p \lambda_{0n}^2}{\epsilon_1 \alpha_{0n}^2}\right) \quad 13$$

در نهایت، ضریب عبور و انعکاس هر مد عبوری و انعکاسی با استفاده از پیوستگی مؤلفه‌های E_r و H_ϕ در $z=0$ و با در نظر گرفتن استقلال چند جمله‌ای‌های بسل، به‌صورت زیر به‌دست می‌آیند:

$$r_m = \frac{2}{(J_1(\chi_m))^2} \sum_{n=1}^{\infty} (C_{mn} + \hat{C}_{mn}) t_n - \frac{\chi_j}{\chi_m} \delta_{jm}$$

$$\frac{(J_1(\chi_m))^2 \chi_j}{2} (k_{zm}^r + k_{zj}^i) \delta_{jm} = \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn} t_n$$

به‌طوری که:

$$C_{mn} = \frac{\beta_{pn}}{R_1} \int_0^b J_1 \left(\frac{\beta_{pn}}{R_1} \rho \right) J_1 \left(\chi_m \frac{\rho}{R_1} \right) \rho d\rho$$

$$\hat{C}_{mn} = \frac{\beta_{ln}}{R_1} \int_b^a \left(D_1(n) H_1^{(1)} \left(\frac{\beta_{ln}}{R_1} \rho \right) + D_2(n) J_1 \left(\frac{\beta_{ln}}{R_1} \rho \right) \right) \times J_1 \left(\chi_m \frac{\rho}{R_1} \right) \rho d\rho$$

$$A_{mn} = \left((k_{zm}^r + \frac{\epsilon_d}{\epsilon_p} k_{zn}^t) C_{mn} \right.$$

$$\left. + \left((k_{zm}^r + \frac{\epsilon_d}{\epsilon_1} k_{zn}^t) \hat{C}_{mn} \right) \right)$$

با حل مجموعه معادلات کوپل شده 14 می‌توان ضرایب بازتاب و عبور مدهای مختلف امواج عبوری و انعکاسی را به‌دست آورد. همان‌طور که در روابط بالا دیده می‌شود، این ضرایب علاوه بر اینکه تابع خصوصیات هندسی موجبر و شماره مد امواج عبوری و انعکاسی هستند، تابع خصوصیات محیط پلاسما و دی الکتریک به‌واسطه حضور ضریب گذردهی محیط‌های دی الکتریک (ϵ_i و ϵ_d) و محیط پلاسما (ϵ_p) هم هستند. اگر در این پیکربندی فرکانس امواج ورودی در محدوده‌ای انتخاب شود که سرعت فاز

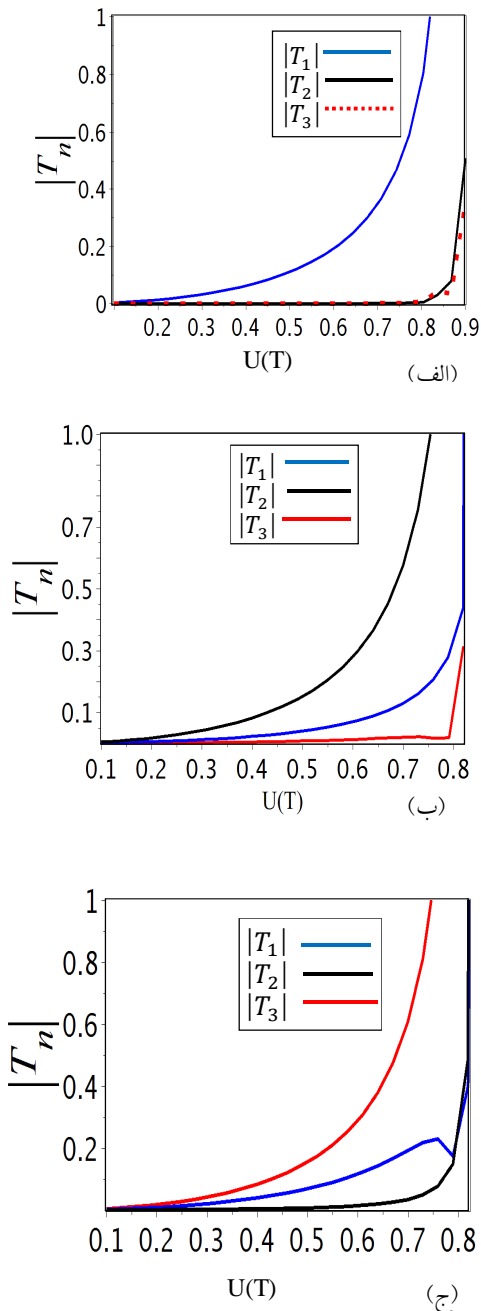
استفاده در این پیکربندی را می‌توان در محدوده دمایی 10^6 تا 10^{10} درجه کلوین برآورد کرد [30-31].

بررسی اندازه ضرایب عبور و انعکاس امواج عبوری و انعکاسی

اندازه ضرایب عبور و انعکاس مدهای مختلف امواج عبوری و امواج انعکاسی از حل عددی معادلات کوپل شده 14 به‌ازای شماره مد موج فرودی برابر با $j=1,2,3$ به‌دست آورده می‌شود. برای حل عددی این معادلات، از برنامه Maple10 استفاده شده است.

پارامترهای موجبر بدین صورت فرض شده‌اند. شعاع موجبر دی‌الکتریک $R_1=10\text{mm}$ ، نسبت شعاع لایه دی‌الکتریک به شعاع موجبر $r_1/R_1=0.002$ ، فرکانس پلاسما $\omega_p=3 \times 10^{10}\text{rad/s}$ و فرکانس موج فرودی $\omega=3 \times 10^{10}\text{rad/s}$ در نظر گرفته شده است.

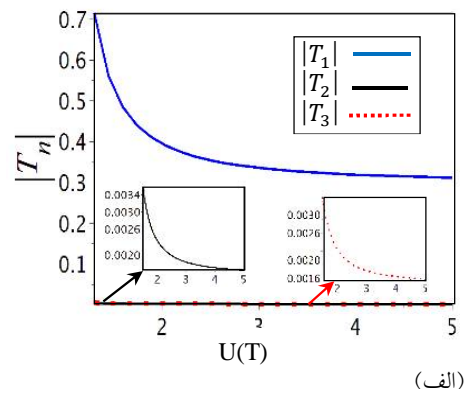
از آنجا در صنعت میکروویو جهت داشتن اتلاف کمینه در ناحیه فرکانسی موجبر، معمولاً از عایق‌های کوارتز، تفلن، و آلومینا استفاده می‌گردد، بنابراین در این پیکربندی برای موجبر بخش اول از عایق تفلن با ثابت گذردهی دی $\epsilon_d=24\epsilon_0$ برای موجبر دوم از آلومینا با ثابت گذردهی دی الکترونیک $\epsilon_d=9\epsilon_0$ انتخاب شده است چرا که این عایق‌ها در ناحیه فرکانسی مدنظر دارای کمترین قسمت موهومی بوده و امواج الکترومغناطیسی از آنها با کمترین اتلاف عبور می‌نمایند [31].



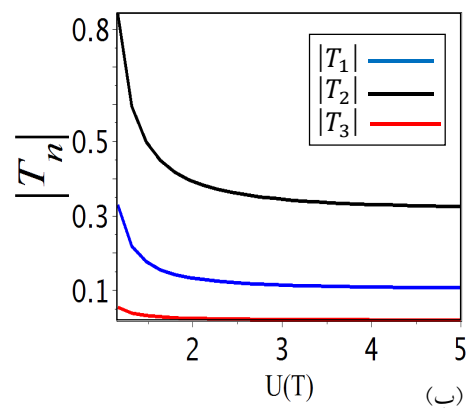
شکل 2. نمودار تغییرات اندازه ضرایب عبور امواج عبوری برحسب $U(T)$ برای امواج آدیاباتیکی به‌ازای مدهای مختلف فرودی، الف) مد فرودی = 1 (ب) مد فرودی = 2 (ج) مد فرودی = 3.

امواج $(U(T))$ رسم شده است. نمودارهای ذکر شده برای حالت آدیاباتیکی $(U(T) < 1)$ و حالت غیر آدیاباتیکی $(U(T) > 1)$ به طور مجزا نشان داده شده‌اند. شکل‌های 2 و 3 نمودار تغییرات اندازه ضرایب عبور مدهای مختلف امواج عبوری به ازای سه مد اول فرودی، را به ترتیب برای حالت آدیاباتیکی و حالت غیرآدیاباتیکی برحسب $U(T)$ نشان می‌دهند. در نمودار الف شکل‌های 2 و 3 شماره مد موج فرودی $j=1$ ، در نمودار (ب) شماره مد موج فرودی $j=2$ ، و در نمودار (ج) شماره مد موج فرودی $j=3$ در نظر گرفته شده است. مد عبوری که شماره مد آن با مد فرودی برابر است را مد غالب عبوری نامیده شده است $(j=n)$. مطابق با شکل 2، اندازه ضریب عبور تمام مدهای عبوری امواج آدیاباتیکی با افزایش دما، افزایش می‌یابد و شیب تغییرات اندازه مد غالب نسبت به مدهای دیگر بیشتر می‌باشد.

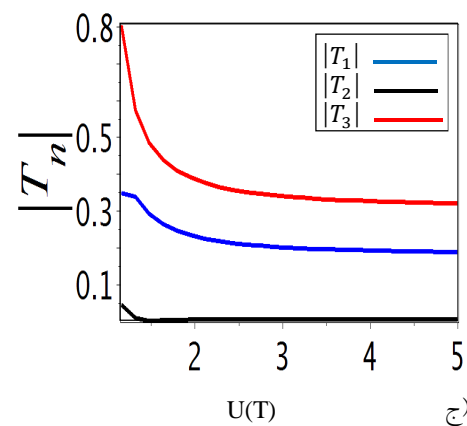
همان‌طور که می‌دانیم، اگر سرعت فاز امواج با سرعت گرمایی حامل‌های الکتریکی برابر شود، جذب چرنکوف اتفاق می‌افتد و امواج میرا می‌شوند. از آنجا که دامنه موج مؤثر از این میرایی است، در نتیجه، میرایی امواج باعث تولید مدهای جدید می‌شود. بنابراین، در حالت آدیاباتیکی با افزایش دما به دلیل افزایش احتمال جذب چرنکوف، مدهای جدید تولید و ضریب عبورشان افزایش می‌یابد. از طرف دیگر، اندازه ضرایب عبور حالت غیرآدیاباتیکی با افزایش دما، کاهش می‌یابد که ناشی از کاهش جذب چرنکوف است. در دماهای بالاتر، اندازه ضرایب عبور تقریباً ثابت و مستقل از دما می‌شود، که این موضوع در شکل 3 نشان داده شده است. همچنین این شکل نشان می‌دهد که اندازه ضریب عبور مد غالب حالت غیرآدیاباتیکی بیشتر از دو مد دیگر می‌باشد. از طرف دیگر، مقایسه نمودارهای ب و ج



(الف)

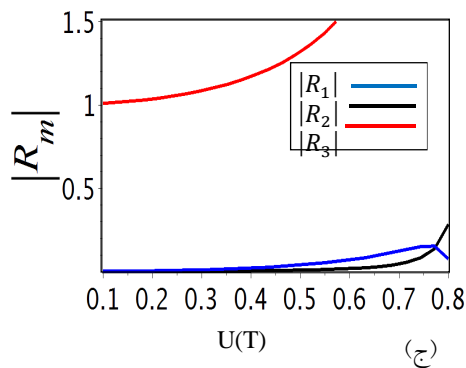
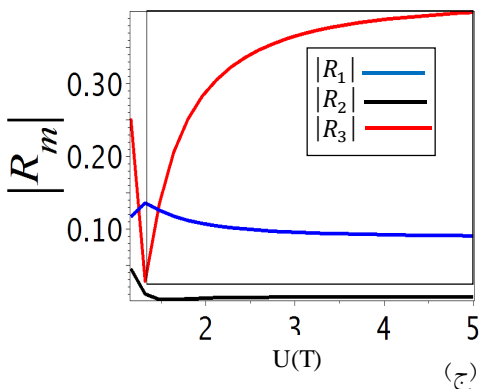
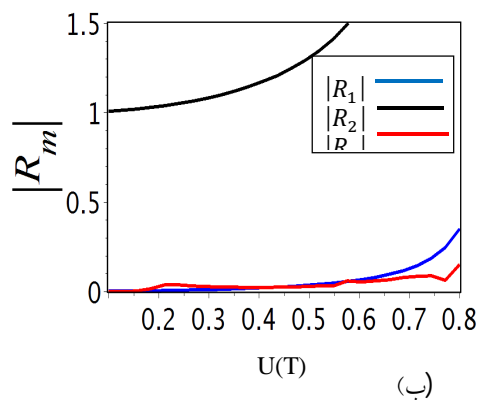
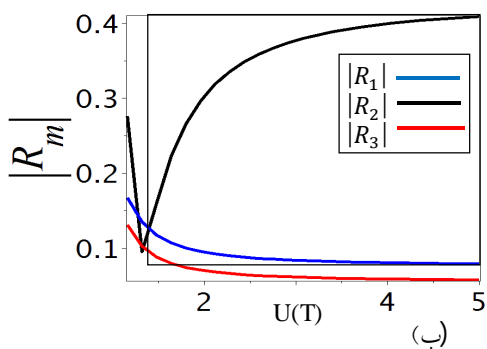
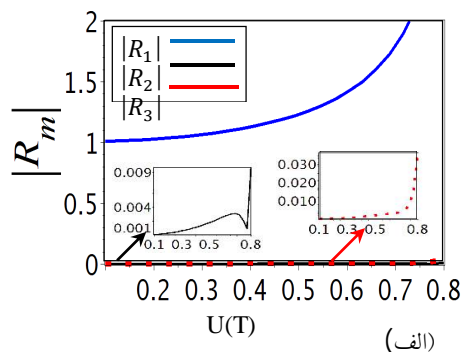
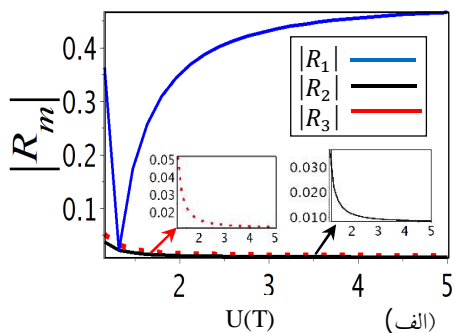


(ب)



(ج)

شکل 3. نمودار تغییرات اندازه ضرایب عبور امواج عبوری برحسب $U(T)$ برای حالت غیرآدیاباتیکی به ازای مدهای مختلف فرودی، الف: مد فرودی $j=1$ ؛ ب: مد فرودی $j=2$ ؛ ج: مد فرودی $j=3$
نمودارهای ضرایب عبور هر مد عبوری برحسب نسبت سرعت گرمایی حامل‌های بار الکتریکی به سرعت فاز



شکل 5. نمودار تغییرات اندازه ضرایب انعکاس امواج انعکاسی برحسب $U(T)$ برای امواج در حالت غیرآدیاباتیکی به‌ازای مدهای مختلف فرودی، الف: مد فرودی $1 = z$ ؛ ب: مد فرودی $2 = z$ ؛ ج: مد فرودی $3 = z$

شکل 4. نمودار تغییرات اندازه ضرایب انعکاس امواج انعکاسی برحسب $U(T)$ برای امواج در حالت آدیاباتیکی به‌ازای مدهای مختلف فرودی، الف: مد فرودی $1 = z$ ؛ ب: مد فرودی $2 = z$ ؛ ج: مد فرودی $3 = z$

با نمودار الف در شکل‌های 2 و 3 به‌طور مجزا، به‌این مطلب هم اشاره دارد که، با افزایش عدد مد موج فرودی (j)، اندازه ضرایب عبور مدهای جدید تولید شده ($n \neq j$) افزایش می‌یابد، به‌عبارت دیگر، با افزایش

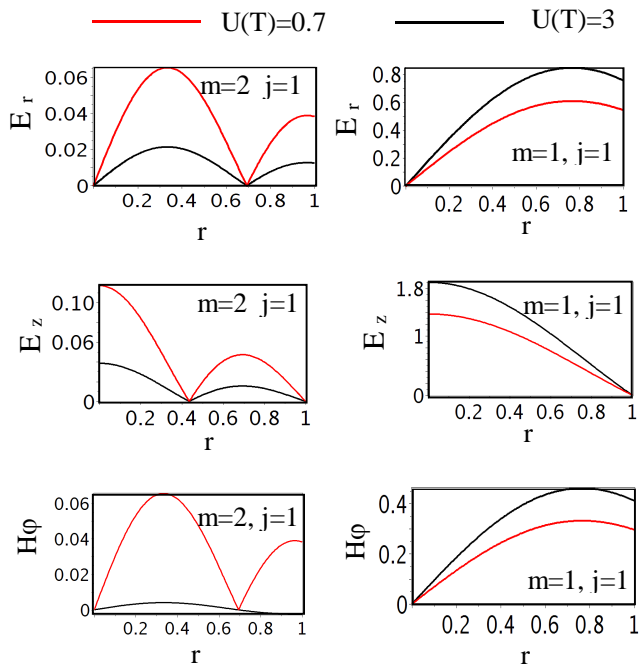
اگر نمودارهای ضرایب انعکاس و عبوری مدهای مختلف را در حالت های آدیاباتیکی و غیرآدیاباتیکی مورد بررسی قرار دهیم ممکن است این سوال مطرح شود آیا انرژی پایسته است، در حالی که جمع اندازه ضرایب انعکاس و ضرایب عبور در هر مد برابر با 1 نمی شود و یا حتی در بعضی حالات این اندازه بزرگتر از 1 می باشد. در پاسخ به این سوال باید خاطر نشان کنیم که قاعده جمع آثار در خصوص کمیات فیزیکی هنگامی معتبر است که معادلات دیفرانسیل حاکم بر آن کمیت فیزیکی، خطی باشند. به این معنی که، ترکیب خطی از جواب های ممکنه معادله دیفرانسیل، خودش نیز باید جواب معادله دیفرانسیل باشد. از آنجا هر یک از بردارهای میدان الکتریکی و مغناطیسی امواج و پتانسیل برداری آنها در مجموعه معادلات اساسی ماکسول که خطی هستند، صدق می کنند، بنابراین در هر نقطه از فضا می توان میدان های الکتریکی امواج، میدان های مغناطیسی امواج و مؤلفه های بردار پتانسیل برداری را در هر مد با هم جمع نماییم. از طرف دیگر، معادله دیفرانسیل حاکم بر بردار پوینتینگ که از حاصل ضرب دو بردار H و E استخراج می شود، خطی نمی باشد [۵،۳۰].

بنابراین، در مسائلی که امواج الکترومغناطیس در یک نقطه دارای مدهای مختلف می باشند، ابتدا باید میدان الکتریکی کل و میدان مغناطیسی کل در هر نقطه با قاعده جمع آثار به دست آورده شده و سپس بردار پوینتینگ در آن نقطه از حاصل ضرب H و E ابداع گردد. لذا باید توجه داشت که رابطه بقای انرژی با معادل گرفتن جمع آثار بردار پوینتینگ فرودی (میدان الکتریکی فرودی تک مد در میدان مغناطیسی تک مد) و پوینتینگ انعکاسی (میدان الکتریکی انعکاسی تمام مدها ضربدر میدان مغناطیسی انعکاسی تمام مدها) با پوینتینگ عبوری (میدان الکتریکی عبوری تمام مدها

عدد موج فرودی، مدهای جدید با اندازه ضریب عبور بیشتری تولید می شوند. زیرا با افزایش شماره مد، حجم اشغال شدگی امواج در ناحیه پلاسما بیشتر شده در نتیجه، جذب چرنکوف بیشتر شده و به همان نسبت، اندازه ضریب عبور مدهای تولید شده هم رشد خواهد کرد.

شکل های 4 و 5 نمودارهای اندازه ضرایب انعکاس مدهای مختلف موج انعکاسی را به ازای سه مد اول فرودی به ترتیب برای امواج در حالت آدیاباتیکی و غیر آدیاباتیکی نشان می دهند. ترتیب نمودارهای شکل 4 و 5 همانند شکل 2 و 3 می باشد. در حالت آدیاباتیکی همان طور که شکل 4 گزارش می دهد اندازه ضریب انعکاس مد غالب امواج انعکاسی ($m=j$) تقریباً برابر با 1 و با افزایش دما، اندازه این ضریب افزایش می یابد. اندازه ضریب انعکاس مدهای جدید انعکاسی هم با افزایش دما، افزایش می یابند ولی نسبت به مد غالب دارای اندازه کمتری می باشند. از طرف دیگر، در حالت غیرآدیاباتیکی، ضریب انعکاس مد غالب در دماهای پایین، ابتدا کاهش می یابد و سپس با افزایش دما، اندازه ضریب انعکاس افزایش یافته و در دماهای بالا به مقدار ثابتی میل می کند. در مقابل، اندازه ضریب انعکاس مدهای جدید انعکاسی، با اندازه های کمتر از ضریب مد غالب، با افزایش دما کاهش می یابند و اندازه آنها در دماهای بالاتر به مقدار ثابتی می رسند.

برای امواج انعکاسی هم وجود جذب چرنکوف در محدوده دمایی $U(T)=1$ ، باعث روند افزایشی ضرایب انعکاس امواج در حالت آدیاباتیکی و روند کاهشی ضرایب انعکاس امواج در حالت غیرآدیاباتیکی می شود. به طور کلی می توان گفت، ضریب انعکاس مدهای جدید امواج انعکاسی در بازه دمایی که جذب چرنکوف رخ می دهد دارای مقدار قابل توجهی هستند و در سایر دماها، اندازه این ضرایب کوچک می باشد.



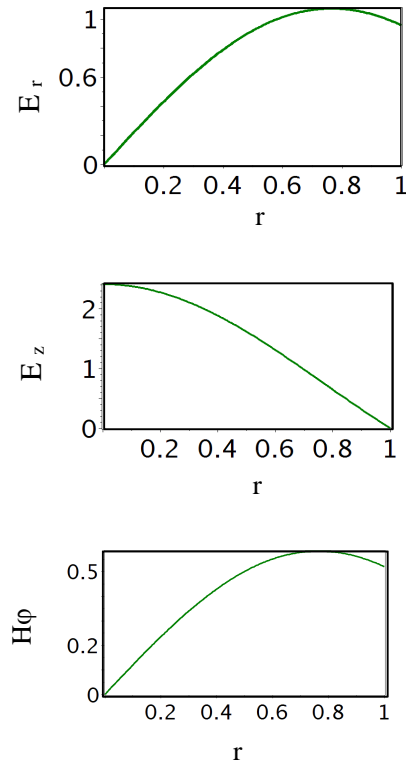
شکل 7. نمودار تغییرات میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی موج انعکاسی برحسب شعاع موجبر در حالت آدیباتیک و غیرآدیباتیک.

ضربدر میدان مغناطیسی عبوری تمام مدها) به دست می‌آید. در نتیجه قضیه بقای انرژی با رابطه زیر توصیف می‌شود:

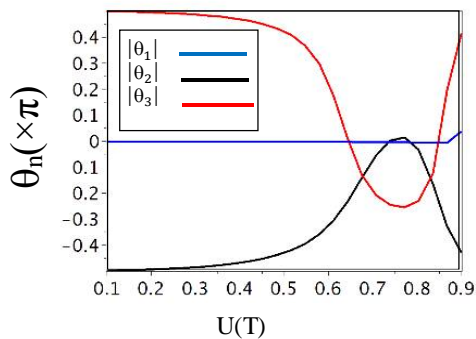
$$[(\sum_{n=1}^{\infty} \vec{E}_n) \times (\sum_{n=1}^{\infty} \vec{H}_n)]_{z=0} =$$

$$[(\sum_{m=1}^{\infty} \vec{E}_m) \times (\sum_{m=1}^{\infty} \vec{H}_m)]_{z=0} + \vec{H}_j \times \vec{E}_j \quad 17$$

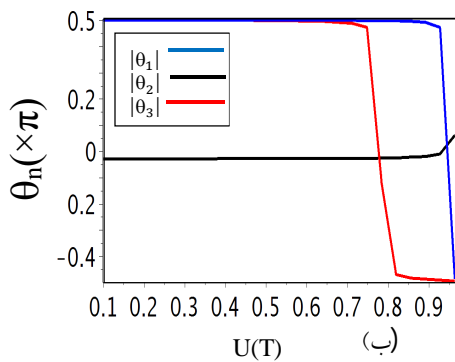
در شکل 6 و 7 و 8 اندازه مؤلفه‌های میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی امواج فرودی، عبوری و انعکاسی برحسب شعاع موجبر در حالت آدیباتیک (نمودارهای مشکی) و غیرآدیباتیک (نمودارهای قرمز) نشان داده شده است. در این شکل‌ها شماره مد فرودی $j=1$ در نظر گرفته شده است.



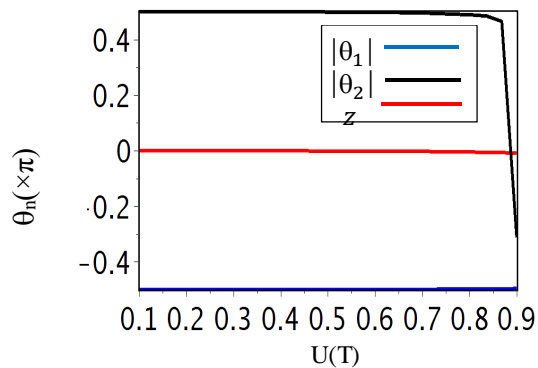
شکل 6. نمودار تغییرات میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی موج فرودی برحسب شعاع موجبر.



(الف)

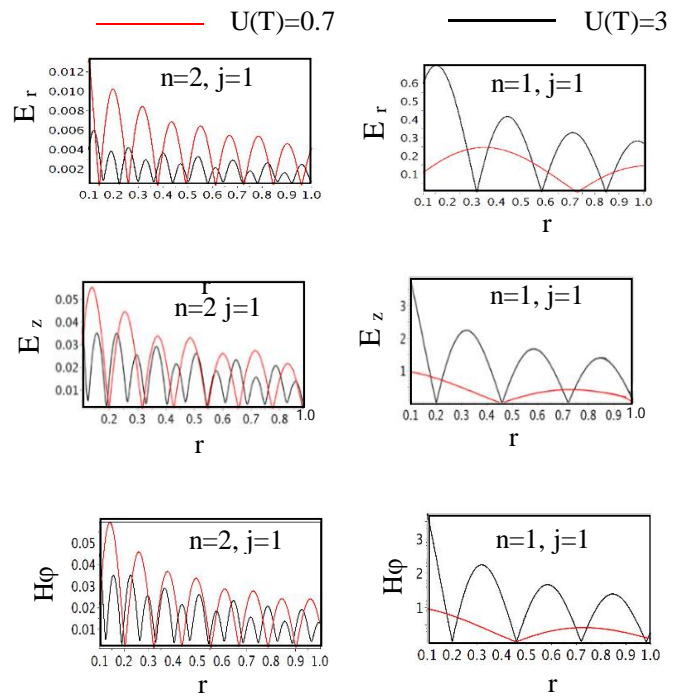


(ب)



(ج)

شکل 9. نمودار تغییرات اختلاف فاز امواج عبوری بر حسب $U(T)$ برای حالت آدیاباتیکی به ازای مدهای مختلف فرودی، الف: مد فرودی $j=1$; ب: مد فرودی $j=2$; ج: مد فرودی $j=3$



شکل 8. نمودار تغییرات میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی موج عبوری بر حسب شعاع موجبر در حالت آدیاباتیکی و غیر آدیاباتیکی

بررسی اختلاف فاز امواج عبوری و انعکاسی

نسبت به موج فرودی

محاسبات نشان می‌دهند که ضرایب انعکاس و عبور به دست آمده از معادلات 14 اعداد مختلطی هستند و این بدان معناست که امواج عبوری و انعکاسی یک اختلاف فاز نسبت به موج فرودی خواهند داشت. برای تعیین این اختلاف فاز ابتدا این ضرایب را به صورت زیر بازنویسی می‌کنیم:

$$t_n = \text{Re}(t_n) + i \text{Im}(t_n) \quad 18$$

$$r_m = \text{Re}(r_m) + i \text{Im}(r_m) \quad 19$$

موهومی ضرایب عبور و انعکاس می‌باشند. اختلاف فاز امواج انعکاسی و عبوری نسبت به موج فروری مطابق با روابط زیر به دست می‌آیند.

$$\theta_n = \tan^{-1} \left(\frac{\text{Im}(t_n)}{\text{Re}(t_n)} \right) \quad 20$$

$$\theta_m = \tan^{-1} \left(\frac{\text{Im}(r_m)}{\text{Re}(r_m)} \right) \quad 21$$

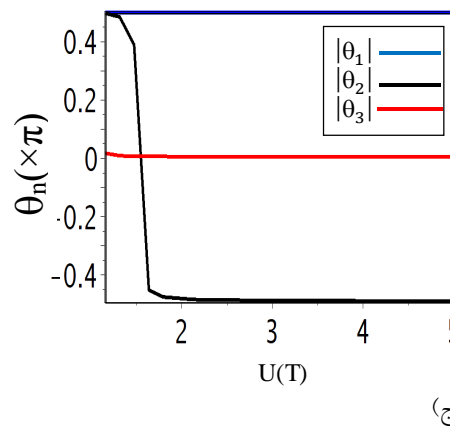
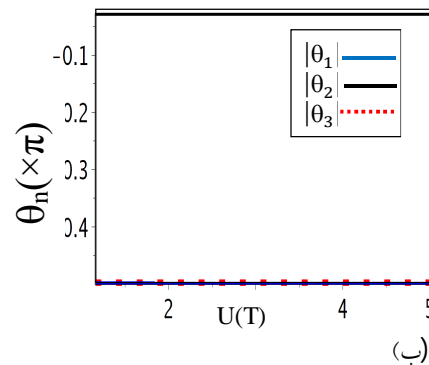
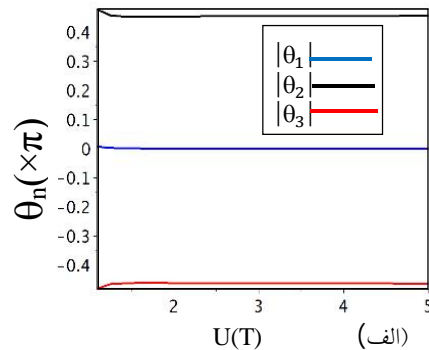
بدین ترتیب، با جای‌گذاری ضرایب انعکاس و عبور مدهای مختلف امواج انعکاسی و عبوری در روابط 20 و 21، اختلاف فاز امواج عبوری و انعکاسی نسبت به موج فرودی در هر مد تعیین می‌گردد.

همان‌طور که دیده شد، امواج انعکاسی ترکیبی از چند جمله‌ایهای بس با آرگومان‌های مختلف می‌باشند که اختلاف فاز امواج انعکاسی نسبت به موج فرودی به دلیل برآورده کردن شرایط مرزی می‌باشد.

از طرف دیگر، در فرآیند گذار امواج از حد واصل دو محیط لایتناهی و نیمه کراندار، موج عبوری و فرودی اغلب هم فاز می‌باشند، زیرا امواج پس از عبور از سطح مشترک، دیگر مرزی را در مسیر نمی‌بینند. از آنجا که در این پیکربندی جواب‌های مسئله در حقیقت جمع آثار امواج است و امواج عبوری متأثر از انعکاس‌های لایه دی‌الکتریک و سطح درونی فلز هستند، بنابراین یک اختلاف فاز میان امواج عبوری و فرودی وجود خواهد داشت.

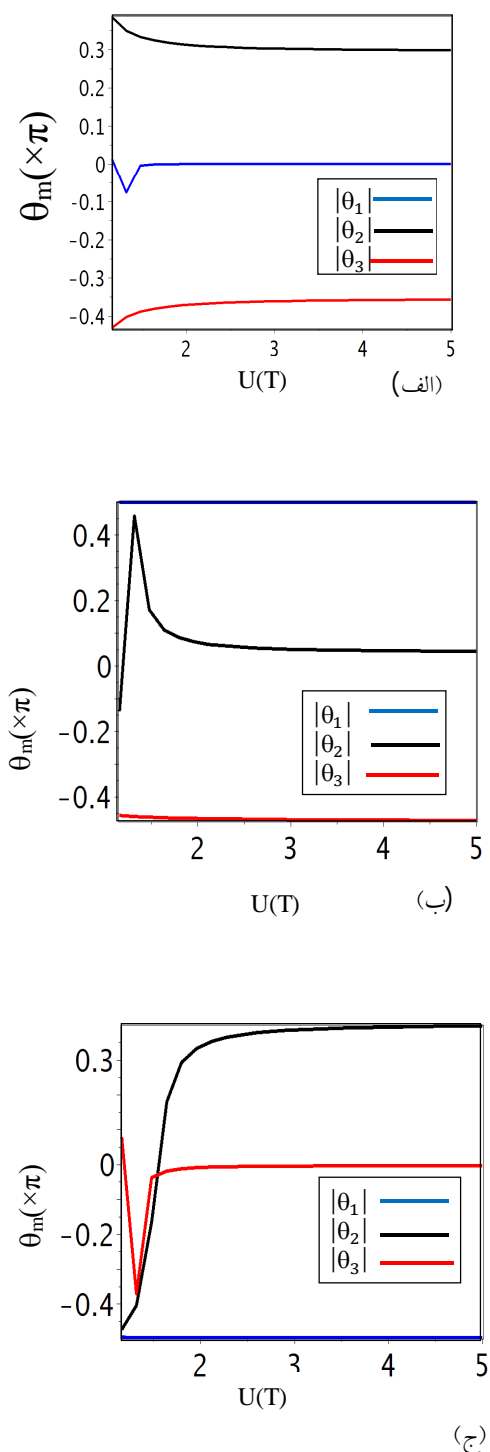
در ادامه، نمودارهای اختلاف فاز امواج انعکاسی و عبوری نسبت به موج فرودی برحسب تغییرات دمای پلاسما مورد بررسی قرار می‌گیرد.

شکل‌های 9 و 10 اختلاف فاز امواج عبوری برحسب $U(T)$ برای سه مد اول را به ترتیب برای حالت



شکل 10. نمودار تغییرات اختلاف فاز امواج عبوری برحسب $U(T)$ برای حالت غیرآدیاباتیکی به‌ازای مدهای مختلف فرودی، الف: مد فرودی 1=ج، ب: مد فرودی 2=ج، ج: مد فرودی 3=ج

که $Re(t_n)$ و $Re(r_m)$ به ترتیب بخش حقیقی ضرایب عبور و انعکاس و $Im(t_n)$ و $Im(r_m)$ بخش



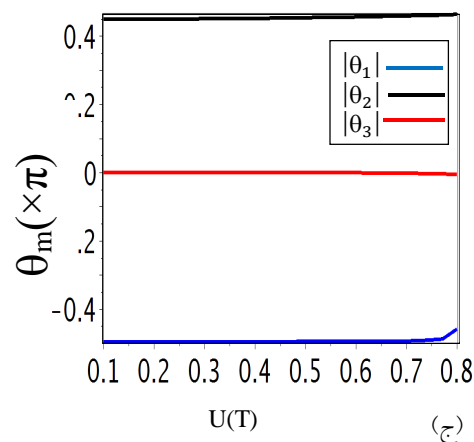
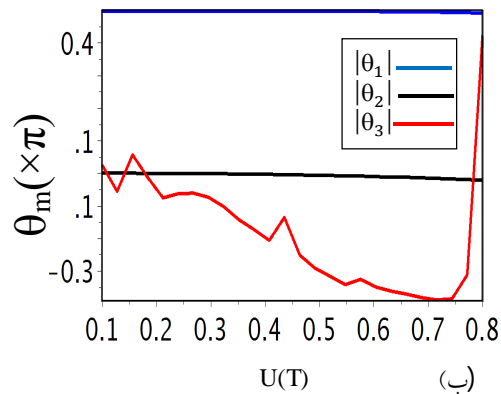
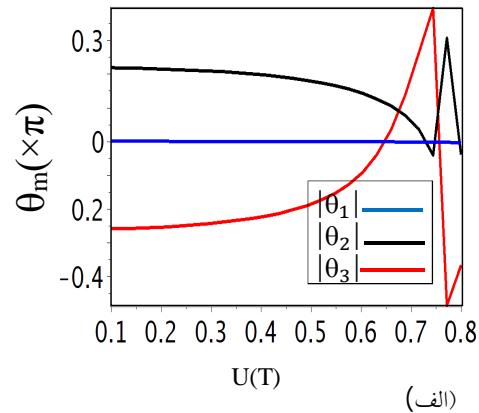
شکل 11. نمودار تغییرات اختلاف فاز امواج انعکاسی برحسب $U(T)$ برای حالت آدیاباتیکی به ازای مدهای مختلف فرودی، الف: فرودی $j=1$ ؛ ب: مد فرودی $j=2$ ؛ ج: مد فرودی $j=3$

آدیاباتیکی و غیر آدیاباتیکی نشان می‌دهند. در این شکل‌ها هم، در نمودار الف موج فرودی $j=1$ ، در نمودار ب شماره مد موج فرودی $j=2$ ، و در نمودار ج شماره مد موج فرودی $j=3$ در نظر گرفته شده است. همان‌طور که در شکل 9 و 10 دیده می‌شود، مد غالب عبوری بدون هیچ اختلاف فازی نسبت به موج فرودی عبور می‌کند، در حالی که مدهای جدید ($n \neq j$)، دارای اختلاف فازی هستند که این اختلاف فاز تقریباً ثابت و مستقل از دما می‌باشد. همچنین با مقایسه نمودارهای اختلاف فاز امواج عبوری در حالت آدیاباتیکی و غیر آدیاباتیکی، دیده می‌شود که اختلاف فاز مدهای جدید در گذر از حالت آدیاباتیکی به غیر آدیاباتیکی تغییر علامت می‌دهند.

همان‌طور که ذکر شد، تا کنون در فرآیند امواج از یک محیط به محیط دیگر، اختلاف فازی میان امواج عبوری و موج فرودی مشاهده نشده است. بنابراین می‌توان به نقش مهم پلاسما و برهم‌کنش موج فرودی با آن در ایجاد این اختلاف فاز اشاره کرد. شکل‌های 11 و 12 نمودارهای اختلاف فاز امواج انعکاسی نسبت به مد فرودی برحسب $U(T)$ را برای حالت‌های آدیاباتیکی و غیر آدیاباتیکی به ترتیب نشان می‌دهند. همان‌طور که دیده می‌شود مد غالب موج انعکاسی بدون هیچ اختلاف فازی نسبت به موج فرودی در حالت آدیاباتیکی و غیر آدیاباتیکی منعکس می‌شود، در حالی که مدهای جدید انعکاسی اختلاف فازی نسبت به موج فرودی دارند که در اکثر مدها، این اختلاف فاز ثابت و مستقل از دما می‌باشد.

نتیجه‌گیری

در این تحقیق، به بررسی تولید مدهای جدید در فرآیند انتقال امواج الکترومغناطیس از یک موجبر نیمه‌کراندار دی‌الکتریک به یک موجبر نیمه‌کراندار پلاسمایی پوشیده شده با یک لایه دی‌الکتریک نازک پرداخته شد. موج فرودی به صورت تک مد متقارن TM_{0j} فرض شد که در مرز مشترک بین دو موجبر بازتاب و عبور می‌کرد. به دلیل برهم‌کنش موج فرودی با موجبر پلاسمایی، امواج عبوری و انعکاسی ترکیبی از مدهای جدید در نظر گرفته شد. موجبر پلاسمایی در تقریب گرم فرض شد و با در نظر گرفتن سرعت فاز ثابت برای امواج انعکاسی و عبوری، نسبت سرعت گرمایی به سرعت فاز امواج، به یک عنوان پارامتر مناسب برای شبیه‌سازی در این پیکربندی معرفی شد. در ادامه، با به کار بردن شرایط مرزی به همراه تکنیک تطبیق مد، ضرایب انعکاس و عبور مدهای مختلف امواج انعکاسی و عبوری به صورت تابعی از دمای حامل‌های الکتریکی پلاسما به دست آورده شد. همچنین ضرایب عبور و بازتاب هر مد، تابعی از عدد مد موج فرودی، عدد مد موج عبوری، عدد مد موج انعکاسی، فرکانس پلاسمایی، و فرکانس موج فرودی هم بودند. تغییرات اندازه ضریب عبور و ضریب انعکاس هر مد عبوری و انعکاسی برحسب $U(T)$ (نسبت سرعت گرمایی به سرعت فاز امواج) در دو حالت آدیاباتیکی و غیرآدیاباتیکی مورد بررسی قرار گرفته شد. نشان داده شد که، ضرایب انعکاس و عبور اعداد مختلطی هستند که بیانگر اختلاف فاز امواج انعکاسی و عبوری نسبت به موج فرودی بود. بنابراین، اختلاف فاز امواج عبوری و انعکاسی نسبت به موج فرودی هم برحسب $U(T)$ در دو حالت آدیاباتیکی و غیرآدیاباتیکی مورد بحث و بررسی قرار گرفت. موج عبوری یا انعکاسی که شماره



شکل 12. نمودار تغییرات اختلاف فاز امواج انعکاسی برحسب $U(T)$ برای حالت غیرآدیاباتیکی به ازای مدهای مختلف فرودی، الف: مد فرودی $j=1$ ؛ ب: مد فرودی $j=2$ ؛ ج: مد فرودی $j=3$.

[2] D. Cheng, *Field and Wave Electromagnetics*, 2nd Edition Addison-Wesley (1989). [ISBN:978-0201128192](#)

[3] A.A. Kishk, *Electromagnetic Waves Propagation in Complex Matter*, InTech First, (2011). [ISBN: 978-953-307-445-0](#).

[4] C.H. Papas, *Theory of electromagnetic wave propagation*", McGraw Hill, New York, (1965). [ISBN: 0486656780](#).

[5] R.E. Collin, *Foundations for microwave engineering*, Wiley-IEEE Press, (2001). [ISBN: 978-0-780-36031-0](#).

[6] D.A. Goldberg, L.J. Laslett, R.A. Rimmer, Modes of elliptical waveguides: A correction, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **38** (1990) 1603–1608. <https://doi.org/10.1109/22.60005>.

[7] C. Rajyaguru, T. Fuji, H. Ito, N. Yugami, Y. Nishida, Observation of ultrahigh energy electrons by resonance absorption of high-power microwaves in a pulsed plasma, *Physical Review E* **64** (2001) 016403. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.64.016403>.

[8] J. Hopwood, D.K. Reinhard, J. Asmussen, Charged particle densities and energy distributions in a multipolar electron cyclotron resonant plasma etching source, *Java. Sci. Technol. A* **8** (1990) 3103. <https://doi.org/10.1116/1.576592>.

[9] L. Liao, D.R. Lim, A.M. Agarwal, X. Duan, K.K. Lee, L.C. Kimerling, Optical transmission losses in polycrystalline silicon strip waveguides: Effects of waveguide dimensions, thermal treatment, hydrogen passivation, and wavelength, *Electronic Materials* **29** (2000) 1380–1386. <https://doi.org/10.1007/s11664-000-0122-4>.

[10] J.F. Drake, P.K. Kaw, Y.C. Lee, G. Schmid, Parametric instabilities of electromagnetic waves in plasmas, *The Physics of Fluids* **17** (1974) 778. <https://doi.org/10.1063/1.1694789>.

[11] D.R. Smith, D. Schurig, Electro-magnetic Wave Propagation in Media with Indefinite Permittivity and Permeability Tensors, *Physical Review Letters* **90** (2003) 077405. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.077405>.

مد آن با مد موج فرودی برابر بود، مد غالب عبوری یا مد غالب انعکاسی نامیده شد.

نمودارها نشان دادند که در حالت آدیاباتیکی با افزایش دما، اندازه ضریب عبور مد غالب امواج عبوری افزایش و اندازه ضریب انعکاس مد غالب موج انعکاسی در حدود 1 به دست می آید. اندازه ضریب عبور و انعکاس مدهای جدید امواج انعکاسی و عبوری در حالت آدیاباتیکی، با افزایش دما، افزایش می یافت. در مقابل برای حالت غیرآدیاباتیکی، اندازه ضریب عبور و انعکاس مدهای جدید انعکاسی و عبوری با افزایش دما، کاهش می یافت و در دماهای بالاتر مستقل از دما می شد. همواره اندازه ضریب عبور و انعکاس مدهای غالب بیشتر از مدهای جدید بود.

همچنین مشاهده گردید که اختلاف فاز مدهای غالب امواج عبوری و انعکاسی نسبت به موج فرودی در حالت آدیاباتیکی و غیر آدیاباتیکی همواره نسبت به موج فرودی صفر و مدهای جدید انعکاسی و عبوری اختلاف فازی نسبت به موج فرودی داشتند که این اختلاف فاز در اکثر مدهای عبوری و انعکاسی مقداری ثابت و مستقل از دما بود.

بنابراین با استفاده از اتصال دو موجبر نیمه کرداندار و برهم کنش موج فرودی با مرز دو موجبر، توانستیم مدهای جدید انعکاسی و عبوری همراه با یک اختلاف فاز نسبت به مد فرودی تولید کنیم. مسلماً می توانیم اختلاف فاز مشاهده شده برای مدهای جدید امواج عبوری نسبت به موج فرودی، که تاکنون گزارش نشده است، را به عنوان یک پدیده جالب در این ساختار معرفی کنیم.

مرجع ها

[1] D.S. Jones, *Methods in electromagnetic wave propagation*, Wiley-IEEE Press, 2nd Edition, (1994). [ISBN: 978-0780311558](#)

- Partially Dielectric Area, *IEEE Transaction on microwave theory and techniques* **64** (2016) 3441–3448. <https://doi.org/10.1109/tmtt.2016.2602267>.
- [21] W. Gai, P. Schoessow, B. Cole, R. Konecny, J. Norem, J. Rosenzweig, J. Simpson, Experimental demonstration of wake-field effects in dielectric structures, *Physical Review Letters* **61** (1988) 2756. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.61.2756>.
- [22] C. Li, W. Gai, C. Jing, J.G. Power, C.X. Tang, A. Zholents, High gradient limits due to single bunch beam breakup in a collinear dielectric Wakefield accelerator, *Physical Review Accelerators and Beams* **17** (2014) 091302. <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.17.091302>.
- [23] G.B. Arfken, H.J. Weber, *Mathematical Methods for Physicists*, Elsevier India, 7edition (2012). [ISBN:978-0123846549](https://doi.org/10.1016/B978-0-12-384654-9).
- [24] D. Jackson, *Classical electrodynamics*. New York: John Wiley, 3rd Edition (1998). [ISBN: 978-0471309321](https://doi.org/10.1016/B978-0-471-30932-1).
- [25] G. Conciauro, M. Guglielmi, R. Sorrentino, *Advanced Modal Analysis: CAD Techniques for Waveguide Components and Filters*, New York, NY, USA: Wiley, (2000). [ISBN:978-0-471-97069-9](https://doi.org/10.1016/B978-0-471-97069-9).
- [26] U. Papziner, F. Arndt, Field theoretical computer-aided design of rectangular and circular iris coupled rectangular or circular waveguide cavity filters, *IEEE Trans. Microw. Theory Tech* **41** (1993) 462–471. <https://doi.org/10.1109/22.223746>.
- [27] R.V. Haro-Báez, J. Córcoles, J.A. Ruiz-Cruz, J.R. Montejo, J.M. Garaian and Rebollar, Higher-Order Mode Electromagnetic Analysis of a Material Sample between Two Flanged Coaxial Probes for Broadband Modelling of Dielectric Measurement Setups. *Advances in Mathematical Physics* **2019** (2019). <https://doi.org/10.1155/2019/6404812>.
- [28] A.A. Rukhadze, A.F. Alexandrov, L.S. Bogdankevich, *Principles of plasma electrodynamics*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1966). [ISBN: 978-3-642-69249-9](https://doi.org/10.1007/978-3-642-69249-9).
- [12] R.B. White1, F.F. Chen, Amplification and absorption of electromagnetic waves in over dense plasmas, *Plasma Physics* **16** (1974) 565-587. <https://doi.org/10.1088/0032-1028/16/7/002>.
- [13] J.P. Palastro, T.M. Antonsen, S. Morshed, A. G. York, H.M. Milchberg, Pulse propagation and electron acceleration in a corrugated plasma channel, *Physical Review E* **77** (2008) 036405. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.77.036405>.
- [14] H. Okuda, H. Sasada, Significant deformations and propagation variations of Laguerre–Gaussian beams reflected and transmitted at a dielectric interface, *Optical Society of America A* **25** (2008)881-890. <https://doi.org/10.1364/JOSAA.25.000881>.
- [15] T.D. Wu, K.S. Chen, J. Shi, A.K. Fung, A transition model for the reflection coefficient in surface scattering, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, **39** (2001) 2040 - 2050. <https://doi.org/10.1109/igarss.1998.702218>.
- [16] D.R. Smith, S. Schultz, P. Markoš, C.M. Soukoulis, Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients, *Physical Review B* **65** (2002) 195104. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.65.195104>.
- [17] T.Y. Alekhanin, A.V. Tyukhtin, Electromagnetic field of a charge intersecting a cold plasma boundary in a waveguide, *Physical Review E* **83** (2011) 066401. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.83.066401>.
- [18] A.V. Tyukhtin, Determination of the particle energy in a waveguide with a thin dielectric layer, *Physical Review Accelerators and Beams* **15** (2012) 102801. <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.15.102801>.
- [19] T.Y. Alekhanin, A.V. Tyukhtin, Self-acceleration of a charge intersecting a boundary surface in a waveguide, *Physical Review Accelerators and Beams* **16** (2013) 081301. <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.16.081301>.
- [20] A.A. Grigoreva, A.V. Tyukhtin, V.V. Vorobev, T.Y. Alekhanin, S. Antipov, Mode Transformation in a Circular Waveguide with a Transverse Boundary Between a Vacuum and a

[29] F.E Chen, *Introduction to plasma physics and controlled fusion*, Springer (1974). [ISBN:978-3-319-22308-7](#).

[30] N.A. Krall, *Principles of Plasma Physics*, McGraw-Hill, New York, (1973). [ISBN: 978-0070353466](#).

[31] D.M. pozar, *Microwave engineering*. Wiley, New York ,(2012). [ISBN: 978-0-470-63155-3](#)