Downloaded from ijpr.iut.ac.ir at 10:08 IRST on Saturday February 24th 2018

مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران

مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران، جلد ۱۷، شمارهٔ ۵، زمستان ۱۳۹۶

یادداشت پژوهشی

منحنی دما در پلاسمای فوق چگال اتلافی

لیلا رجایی و نعیمه عارفیان

گروه فیزیک، دانشکدهٔ علوم، دانشگاه قم، قم

(دریافت مقاله: ۱۳۹۳/۱۱/۲۴ ؛ دریافت نسخهٔ نهایی: ۱۳۹۶/۰۳/۰۹)

چکیده

در این مقاله، یک روش ساده و کارآمد برای گرم کردن پلاسمای فوق چگال معرفی می‌شود. حضور برخورد در پلاسما، منجر به کاهش میزان انتقال انرژی موج فرودی از پلاسما می‌شود. در یک پلاسمای اتلافی به واسطهٔ حضور برخورد ضریب دی‌الکتریک مختلط خواهد شد که قسمت موهومی آن نشان دهندهٔ حضور برخورد است. موادی با ضریب دی‌الکتریک مختلط مانند سرامیک‌ها به راحتی به وسیلهٔ امواج میکرو گرم می‌شوند. در این مقاله نشان خواهیم داد که می‌توان یک پلاسمای فوق چگال اتلافی که عبور نور از آن به واسطهٔ برانگیختگی امواج سطحی است را به این روش گرم کرد موج میکرو همچنین نشان می‌دهیم که اتلاف انرژی به واسطهٔ برخورد عامل افزایش دما خواهد شد.

واژه‌های کلیدی: موج میکرو، اتلاف، موج ورودی، پلاسمای فوق چگال، پلاسمای سطحی، شفافیت

۱. مقدمه

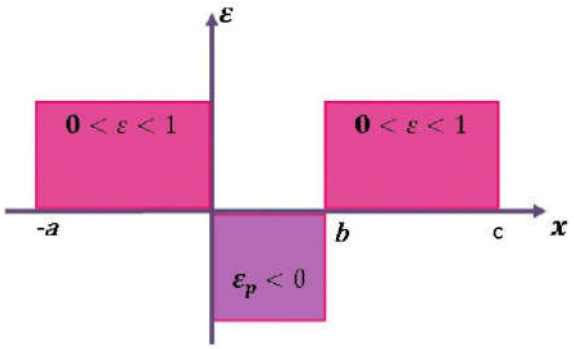
پلاسمای فوق چگال یک نوع ماده کدر است که موج به طور طبیعی نمی‌تواند از میان آن عبور کند، چگونگی عبور موج از این نوع پلاسما، از جمله موضوعاتی است که همواره مورد توجه پژوهشگران بوده است. سازوکار عبور موج از این مواد، همانند سازوکار عبور موج از مواد چپگرد (Left handed materials) است [۱-۶]. مواد چپگرد، موادی با ضریب گذردهی وتراوایی مغناطیسی منفی هستند که در طبیعت یافت نمی‌شوند. از آنجایی که این مواد دارای خواص فیزیکی جالبی بودند دانشمندان تلاش کردند مواد مصنوعی با خواص مواد چپگرد بسازند. این مواد مصنوعی که دارای ساختارهای دوره‌ای فلزی هستند کاربردهای زیادی در صنعت دارند. به عنوان مثال می‌توان از این مواد به عنوان لنزهایی با وضوح تصویر بالا یا ابرلنز استفاده کرد، همچنین در موجبرها نیز از این مواد استفاده می‌کنند [۱-۴].

امواج الکترومغناطیسی به وسیلهٔ سازوکار برانگیختگی امواج سطحی از این مواد کدر عبور می‌کنند. تشدید موج سطحی باعث عبور صد در صدی موج می‌شود. برای برانگیخته کردن موج سطحی روی لبهٔ یک فلز یا یک پلاسمای فوق چگال از یک منشور یا شبکهٔ توری استفاده می‌شود ولی می‌توان با استفاده از یک دی‌الکتریک یا پلاسما با ضریب گذردهی کمتر از یک نیز، این امواج سطحی را تولید کرد [۵-۷].

Archive of SID

www.SID.ir

Downloaded from ijpr.iut.ac.ir at 10:08 IRST on Saturday February 24th 2018



شکل ۱. (رنگی در نسخهٔ الکترونیکی) توزیع ضریب گذردهی الکتریکی.

یکی از عوامل اتلاف انرژی در مواد برخورد است. پلاسمای برخوردی ضریب گذردهی مختلط دارد. زمانی که به مواد با ضریب گذردهی مختلط $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ مانند سرامیک‌ها، موج الکترومغناطیس تابیده می‌شود، در اثر برخورد، درصدی از انرژی موج درون پلاسما تلف شده و باعث بالا رفتن دمای آن می‌شود [۸-۱۰۸]. به واسطهٔ حضور قسمت موهومی ضریب گذردهی، عبارت $Q = \frac{1}{8\pi}\omega\varepsilon''|E|^2$ به معادلهٔ گرما اضافه می‌شود و این عبارت همانند یک منبع گرمایی، عامل افزایش دما می‌شود. تا کنون تحقیقات زیادی پیرامون گرم کردن سرامیک‌ها به وسیلهٔ امواج میکرو شده است [۸-۱۱]. پلاسمای فوق چگال برخوردی نیز دارای ضریب گذردهی مختلط است. در اینجا، نشان داده خواهد شد که در اثر عبور موج میکرو از یک پلاسمای اتلافی، درصدی از انرژی موج فرودی در پلاسما تلف می‌شود و این میزان انرژی تلف شده باعث بالا رفتن دمای پلاسما می‌شود. همچنین می خواهیم رابطهٔ بین انرژی موج عبوری با بسامد برخورد را به دست آوریم.

این مقاله شامل ۴ بخش می‌باشد، بخش اول مقدمه، بخش دوم شامل هندسهٔ مسئله و مدل‌های ریاضی است، در بخش سوم معادلات گرما به دو روش عددی و تحلیلی حل شده‌اند و در بخش چهارم نتیجه‌گیری آورده شده است.

۲. عبور و انعکاس

برای بررسی چگونگی تغییرات دما در پلاسمای فوق چگال اتلافی، (مطابق شکل ۱)، یک لایهٔ پلاسمای فوق چگال به طول b، که بین دو دی‌الکتریک یکسان قرار گرفته است، در نظر گرفته می‌شود. در محاسبات، یون‌ها به دلیل وزن زیادشان، ساکن در نظر گرفته می‌شوند. حال یک موج قطبیدهٔ الکترومغناطیسی نوع P به صورت $E = (E_x, E_y, 0)$ و $B = (0, 0, B_z)$ به آن تابیده می‌شود.

برای بررسی چگونگی انتشار موج الکترو مغناطیسی از معادلات ماکسول و اندازه حرکت استفاده می‌شود. با استفاده از این معادلات، معادله خطی شده زیر برای میدان مغناطیسی به دست می‌آید:

$$\varepsilon\frac{\partial}{\partial x}\frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial B_z}{\partial x} + \left(\varepsilon - k_y^2\right)B_z = 0 , \qquad (1)$$

برای محاسبهٔ تغییرات دمایی در هر سیستم از معادلهٔ گرما استفاده می‌شود،

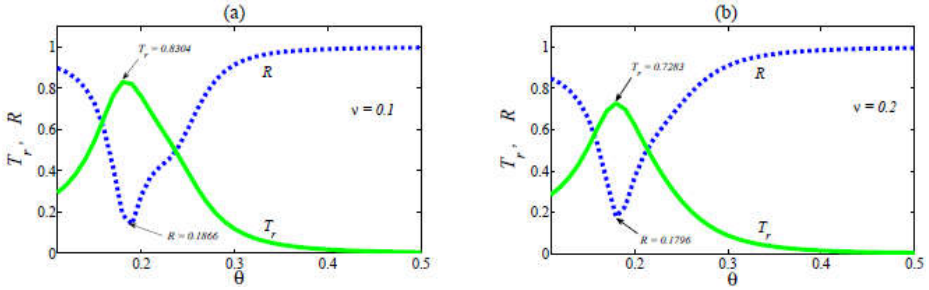
$$k\frac{\partial^2 T}{\partial^2 x} + Q = 0. \qquad (2)$$

لازم به ذکر است که بردار موج به صورت $(k_x, k_y, 0)$ تعریف می‌شود، در این روابط κ رسانندگی گرمایی است. همچنین $Q = \frac{1}{8\pi}\varepsilon''\omega|E|^2$ است، که ε'' قسمت موهومی ضریب گذردهی است. ضریب پلاسما به صورت $\varepsilon = (1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 s})$، $s = (1 + \frac{i\nu}{\omega})$ تعریف می‌شود، عدد موج $k_0 = \frac{\omega}{c}$ و نهایتاً بسامد پلاسما از این رابطه به دست می‌آید: $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2}{m}}$. در این معادلات همهٔ کمیات بدون بعد شده

Archive of SID

www.SID.ir

Downloaded from ijpr.iut.ac.ir at 10:08 IRST on Saturday February 24th 2018



شکل ۲. (رنگی در نسخهٔ الکترونیکی) نمودارضریب عبور بر حسب زاویهٔ برخورد برای دو مقدار بسامد برخورد متفاوت.

و به صورت زیر بازنویسی می‌شوند:

$$\tilde{r} = k_0 r, \tilde{t} = \omega t\ , \tilde{B} = \frac{B}{B_0}, \tilde{E} = \frac{E}{E_0}, \tilde{\nu} = \frac{\nu}{\omega}, \tilde{T} = \frac{T}{T_0}\ . \qquad (۳)$$

در تعاریف فوق، $\omega\ ,T_0, k_0, B_0, E_0$ به ترتیب شدت میدان الکتریکی فرودی، شدت میدان مغناطیسی فرودی، عدد موج فرودی، دمای اولیه محیط و بسامد موج فرودی است. لازم به ذکراست که کمیت‌های دارای علامت مد بی بعد هستند و برای راحتی در روابط، این علامت نادیده گرفته می‌شود. بنابراین بعد از بی بعد کردن، k_y به صورت $k_y = \sin\theta$ نوشته می‌شود.

با استفاده از حل تحلیلی معادلهٔ (۲)، میدان مغناطیسی به صورت زیر به دست می‌آید:

$$B_z = \left(A_1 e^{\alpha x} + A_2 e^{-\alpha x}\right), \qquad (۴)$$

به طوری که $\alpha = \sqrt{k_y^2 - \varepsilon}$. میدان‌های الکترومغناطیسی در ناحیهٔ خلأ $x < -a$ و $x > b$ به صورت زیر است:

$$B_z = E_0 e^{i\cos\theta\, x} + R e^{-i\cos\theta\, x} \qquad x < -a\ , \qquad (۵)$$

$$B_z = T_r e^{i\cos\theta\, x} \qquad x > b\ , \qquad (۶)$$

به طوری که E_0 میدان فرودی، R موج بازتابی و T_r موج عبوری هستند.

این جواب‌ها باید در شرط پیوستگی B_z و $\frac{dB_z}{dx}$ در مرزها صدق کنند، در نتیجه هشت معادله با هشت مجهول به دست می‌آید. با توجه به اینکه تعداد معادلات زیاد است و نمی‌توان آنها را به طور تحلیلی حل کرد، بنابراین با استفاده از نرم‌افزار متلب این هشت معادله حل شده و مقادیر R و T_r به دست می‌آیند. موج در حالت کلی نمی‌تواند از پلاسمای فوق چگال عبور کند. یکی از پارامترهای مهم در عبور موج یا به عبارت دیگر برانگیخته شدن امواج سطحی، زاویهٔ تابش است. بنابر این T_r بر حسب زاویهٔ موج فرودی در شکل ۲ رسم شده است.

در شکل ۲، ضریب عبور بر حسب زاویهٔ برخورد برای دو مقدار مختلف بسامد برخورد $\nu = ۰/۱$ و $\nu = ۰/۲$ رسم شده است. با دقت در این نمودارها، دو نتیجه مهم به دست می‌آید: نتیجه اول اینکه در یک محدودهٔ خاص از زاویهٔ تابش، موج می‌تواند عبور کند و در بقیه مقادیر برای زاویهٔ تابش موج عبور نمی‌کند و در یک زاویهٔ خاص بیشینه عبور وجود دارد. در حقیقت تنها تحت این زاویهٔ موج سطحی به طور کامل برانگیخته خواهد شد. همان گونه که مشاهده می‌شود در ناحیه‌ای که بیشینه عبور داریم انعکاس کمترین مقدار خود را دارد و همواره شرایط پایستگی انرژی برقرار است. به این معنی که بیشترین ضریب عبور زمانی اتفاق می‌افتد که $\theta = ۰/۱۸ rad$.

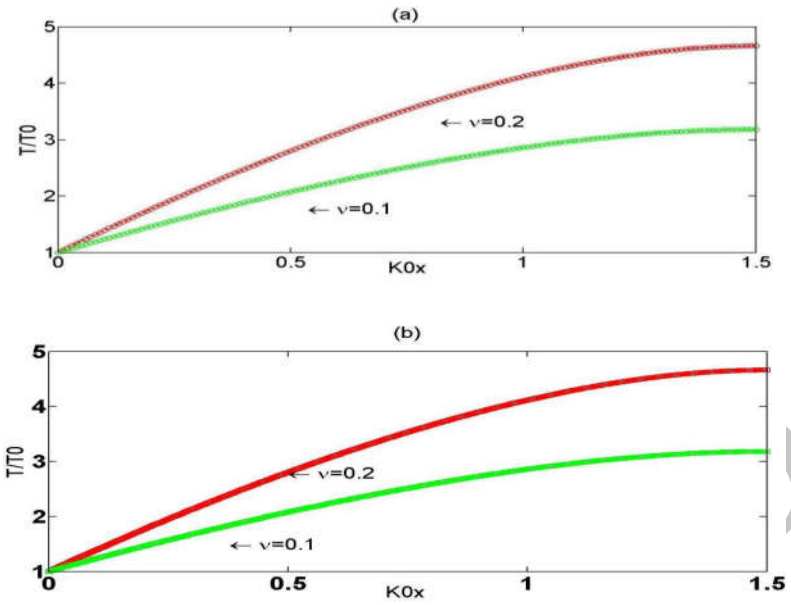
مسئلهٔ مهم دیگری که در اینجا باید مورد بررسی قرار بگیرد، تأثیر بسامد برخورد روی میزان عبور موج است. بدین منظور میزان عبور موج را در دو بسامد برخورد مختلف رسم کرده‌ایم. همان گونه که در شکل دیده می‌شود با افزایش بسامد برخورد میزان عبور نیز کاهش پیدا می‌کند.

بنابراین همان گونه که انتظار داریم در این حالت نیز برخورد بین ذرات عامل اتلاف انرژی موج خواهد شد. برای محاسبهٔ میزان انرژی تلف شده از اصل پایستگی انرژی استفاده می‌شود، با توجه به اینکه در حالت بدون برخورد مجموع توان دو انرژی موج عبوری و انعکاسی باید یک شود، در حضور برخورد، انرژی اتلافی از این رابطه به دست می‌آید: $1 - \left(|R|^2 + |T_r|^2\right)$. میزان انرژی تلف شده در $\nu = ۰/۱$،

Archive of SID

www.SID.ir

Downloaded from ijpr.iut.ac.ir at 10:08 IRST on Saturday February 24th 2018



شکل ۳. (رنگی در نسخهٔ الکترونیکی) نمودار دما برای حل عددی و تحلیلی.

$1-\left(|R|^2+|T_r|^2\right)=0/30071$، در حالی که برای $\nu=0/2$، $1-\left(|R|^2+|T_r|^2\right)=0/43773$ است.

با توجه به نتایج فوق، با افزایش بسامد میزان انرژی تلف شده نیز بیشتر است. هدف اصلی این مقاله بررسی اثر این انرژی تلف شده روی سیستم است که در بخش بعد به آن می پردازیم.

۳. معادلهٔ گرما

همان گونه که در بخش قبل مشاهده شد به واسطهٔ برخورد، مقداری از انرژی موج فرودی تلف می‌شود که این میزان اتلاف انرژی در بخش قبل به دست آمد. به خوبی می‌دانیم که انرژی تلف شده به واسطه برخورد است و به صورت گرما در سیستم ظاهر می‌شود. این گرما عامل افزایش سرعت حرارتی و در نتیجه افزایش دمای ذرات خواهد شد. برای بررسی اثر بسامد برخورد در میزان افزایش دمای سیستم، باید معادلهٔ گرما حل شود.

با استفاده از معادلهٔ (۲) می‌توان پروفایل دمای پلاسما را به دست آورد. در این معادله عبارت Q نشان دهندهٔ منبع گرمایی و عامل گرم شدن مواد است. همانگونه که از رابطهٔ (۲) پیداست Q به قسمت موهومی ضریب گذردهی وابسته است و از طرفی در پلاسما قسمت موهومی ضریب گذردهی به واسطهٔ حضور برخورد، غیر صفر است. بنابراین عامل اصلی ایجاد گرما در پلاسما، بسامد برخورد و در نتیجه اتلاف است.

در اینجا، به دو روش عددی و تحلیلی معادلهٔ گرما حل می‌شود. شرایط مرزی بر روی هر دو مرز پلاسما به صورت زیر است:

$T(x)=1$, $x=0$ و $\frac{\partial T}{\partial x}=0$, $x=b$. باید توجه شود که پلاسما در دمای اتاق نگه داشته می‌شود، بنابراین T_0 همان دمای اتاق است. دراینجا T بدون بعد $(\frac{T}{T_0})$ است.

جواب‌های تحلیلی به صورت زیر است:

$$T(x)=-\frac{1}{k}\iint Q(x)dx\,dx+C_1x+C_2\ , \qquad (۷)$$

به طوری که C_1 و C_2 با استفاده از شرایط مرزی تعیین می‌شوند. معادلهٔ (۷) به شکل زیر نیز نوشته می‌شود:

$$T(x)=-F_1(x)+F_2(0)x+F_1(0)\ , \qquad (۸)$$

به طوری که

$$F_1(x)=\iint Q(x)dxF_2(x)=\int Q(x)dx\ .$$

معادلهٔ بالا نشان می‌دهد که نمودار دما بر حسب مکان یک تابع

Archive of SID

www.SID.ir

صعودی است. این نمودار در شکل ۳ و برای دو بسامد برخورد مختلف ν رسم شده است.

همان طورکه در شکل نشان داده شده است، در اثر پیشروی در داخل پلاسما، دمای آن نیز افزایش می‌یابد. قابل ذکر است که این افزایش دما ناشی از اثرات برخورد است که به شکل جملهٔ منبع گرمایی Q ظاهر می‌شود. همان گونه که دیده می‌شود با افزایش انرژی اتلافی دمای سیستم افزایش می‌یابد. بنابراین می‌توان با استفاده از موج ماکرو با عبور موج از یک پلاسمای فوق چگال آن را گرم کرد.

منحنی دما برای حل عددی در شکل ۳ نیز رسم شده است، بدیهی است که حل عددی و تحلیلی در توافق خوبی با یکدیگر هستند.

۴. خلاصه و نتیجه‌گیری

با برانگیختگی تشدید مدهای سطحی جفت شده، می‌توان شرایطی را برای گرم گردن پلاسمای فو ق چگال ایجاد کرد. با قرار دادن دو لایهٔ دی‌الکتریک یکسان در طرفین پلاسما و تاباندن موج الکترومغناطیس به این ساختار، می‌توان موج سطحی ایجاد کرد. بعد از حل معادلهٔ موج برای پلاسمای سرد، میدان مغناطیسی در همهٔ نواحی به دست آمد.

موضوع مهم، اثر برخورد بر روی موج عبوری است که تحقیقات نشان می‌دهد با کاهش اثرات برخورد ضریب عبور افزایش می‌یابد و بالعکس. موضوع مهم دیگر، انرژی اتلاف است که این انرژی در پلاسما به انرژی گرمایی ذرات تبدیل می‌شود و در نتیجه باعث افزایش دمای پلاسما می‌شود.

مراجع

1. V G Veselago, *Sov. Phys. Usp.*, **10** (1968) 509.
2. B Pendry, *Phys. Rev. Lett.*, **85** (2000) 3966.
3. Yu P Bilokh, *Optics comm.* **259** (2006) 436.
4. R Dragila, B Luther-Davies, and S Vukovic 1985, *Physics Review Letter*. **55** (1985) 1117.
5. L Rajaei, S Miraboutalebi, and B Shokri, *Phys, Scr*. **84** (2011) 8949.
6. S Miraboutalebi, L Rajaei, and M K KhadiviBorogeni, *Journal of Theoretical and Applied Physics* 7. **1** (2013) 1.
7. S Miraboutalebi, L Rajaee, and L FarhangMatin, *Journal of Theoretical and Applied Phys*ics **6**. 1 (2012) 1.
8. J C Metcalfe and M B C Quigley, *Welding Journal* **54**, 3 (1975) 99s.
9. J M Dawson and J Oberman, *Phys. Fluids*, 5, 517 (1962).
10. A B Langdon. *Phys. Rev. Lett.,* **44** (1980) 575.
11. D Forslund, J Kindel, K Lee, E Lindman, and R Morse, *Phys. Rev*. A, **11** (1975) 679.

Downloaded from ijpr.iut.ac.ir at 10:08 IRST on Saturday February 24th 2018

Archive of SID

www.SID.ir