بیست و سومین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و نهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه تربیت مدرس
۱۲-۱۴ بهمن ۱۳۹۵
23rd Iranian Conference on Optics and Photonics and 9th Conference on Photonics Engineering and Technology
Tarbiat Modares University, Tehran, Iran
January 31- February 2, 2017

بررسی پراکندگی امواج الکترومغناطیسی از مد و شبه مدهای غبار-یون-صوت

الهام سلیمانی مامالو، حسین حکیمی پژوه

گروه فیزیک، دانشکده فیزیک و شیمی، دانشگاه الزهرا (س)

چکیده -در این مقاله، ابتدا پراکندگی بریلوئن القایی امواج الکترومغناطیسی از مد غبار-یون-صوت در پلاسماهای غباری بررسی شده است. سپس نشان داده شده که وقتی موج پمپ، دامنه‌ی بزرگی داشته باشد و نیز هنگامی که مد غبار-یون-صوت توسط میرایی لاندائو میرا گردد، پراکندگی از شبه مدها حائز اهمیت است.

کلید واژه- برهمکنش لیزر پلاسما، پراکندگی بریلوئن القایی، پلاسمای غباری، شبه مد

Electromagnetic waves Scattering off DIA modes and DIA quasi-modes

Elham Soleimani Mamaloo, Hossein Hakimi Pajouh

Department of Physics, Faculty of Physics & Chemistry, Alzahra University, Tehran, Iran.

Email: hakimi@alzahra.ac.ir , e.soleimani@student.alzahra.ac.ir

Abstract- In this paper, the stimulated Brillouin scattering of electromagnetic waves off DIA mode in dusty plasmas has investigated.Then it is shown that when the pump wave has a larg amplitude and also when the DIA mode is damped by Landau damping, the scattering off quasi-modes is important.

Keywords: dusty plasma, Laser Plasma interaction, quasi-mode, stimulated Brilloin scattering

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-03]

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

۱- مقدمه

انتشار پالس‌های لیزری بسیار قوی در پلاسما، از این جهت مورد توجه است که در چنین برهمکنشی تأثیر نیروی اثرگذار بسیار مهم می‌شود. به دنبال تزریق موج الکترومغناطیسی به داخل پلاسما پارامترهای اساسی آن همچون چگالی و میدان‌های الکترومغناطیسی دچار اختلال خواهند شد که این پدیده اثر خود را به صورت ناپایداری‌ها نشان می‌دهد. ناپایداری‌های پارامتری امواج الکترومغناطیسی در پلاسما که تابش فرودی را دچار پراکندگی می‌کنند، از جمله مهمترین پدیده‌های غیرخطی در برهمکنش پالس قوی لیزر با پلاسما هستند که اثرات زیادی بر دینامیک پالس و پلاسما می‌گذارند. در میان ناپایداری‌های مختلف، پراکندگی بریلوئن القایی مهمترین نقش را دارد، زیرا آسان‌تر از سایر ناپایداری‌های پارامتری برانگیخته می‌شود. این پراکندگی، نتیجه‌ی زنش غیر خطی موج الکترومغناطیسی فرودی با یک موج یون-صوت کم فرکانس است به گونه‌ای که انرژی و تکانه پایسته بماند. این پایستگی، منجر به شرایط جور شدگی فرکانس و بردار موج یعنی $\omega_0=\omega_1+\omega_2$ و $\vec{k}_0=\vec{k}_1+\vec{k}_2$ می‌شود. در حقیقت، این پراکندگی مطابق با واپاشی یک موج نوری فرودی $(\omega_0,\vec{k}_0)$ به یک موج نوری استوکس $(\omega_0-\omega_2,\vec{k}_0-\vec{k}_2)$ و یک موج یون-صوت $(\omega_2,\vec{k}_2)$ است. این پراکندگی در آزمایش‌های مربوط به همجوشی هسته‌ای توسط لیزر اهمیت دارد و یک عامل اتلاف انرژی جدی برای فرآیند محصورسازی لختی پلاسما می‌باشد.

از آنجایی که پلاسماهای فضایی و آزمایشگاهی و پلاسماهای دستگاه‌های همجوشی در بیشتر موارد با ذرات غبار آمیخته هستند، در سال‌های اخیر توجه پژوهشگران به سمت پلاسماهای غباری جلب شده است. حضور ذرات غبار باردار، با تغییر رفتارهای جمعی پلاسما سبب اصلاح مد یون-صوت به مد غبار-یون-صوت می‌گردد [۱]، بنابراین پراکندگی بریلوئن القایی را نیز دچار تغییراتی خواهد نمود. در این مقاله، این پراکندگی در پلاسمای غباری مورد بررسی قرار گرفته است.

۲- مدل ریاضی

یک پلاسمای غباری غیرمغناطیسی را در حضور یک موج پمپ الکترومغناطیسی که بردار میدان الکتریکی آن به فرم زیر است در نظر می‌گیریم:

$$\vec{E}_0=2E_0e_0\cos(\vec{k}_0.\vec{x}-\omega_0t) \qquad (۱)$$

که E_0 اندازه‌ی دامنه‌ی میدان، e_0 بردار یکه در جهت میدان، ω_0 و $\vec{k}_0$ نیز به ترتیب فرکانس و بردار انتشار موج پمپ هستند و رابطه‌ی پاشندگی ${\omega_0}^2={\omega_{pe}}^2+C^2{k_0}^2$ را ارضا می‌کنند که در آن ω_{pe} فرکانس الکترونی پلاسما و C سرعت نور است.

برای به‌دست آوردن رابطه‌ی پاشندگی غیرخطی، ابتدا از معادله‌ی موج برای باندهای جانبی $\omega_\pm=\omega\pm\omega_0$ و $\vec{k}_\pm=\vec{k}\pm\vec{k}_0$ تبدیل فوریه می‌گیریم. همچنین از معادله‌ی ولاسف برای توصیف اختلال‌های طولی پلاسما استفاده می‌کنیم. از آنجایی که برهمکنش باندهای جانبی با میدان پمپ، نیروی اثرگذار را تولید می‌کند که موجب تقویت اختلال چگالی کم فرکانس اولیه می‌گردد، پتانسیل متناسب با این نیرو نیز در معادله‌ی ولاسف وارد می‌شود. این مجموعه معادلات توسط معادله‌ی پواسون بسته می‌شود. از حل همزمان این معادلات، رابطه‌ی پاشندگی غیرخطی کلی برای یک پلاسمای غباری در حضور موج پمپ الکترومغناطیسی به‌دست می‌آید [۲]:

$$\frac{\varepsilon}{\chi_e(\varepsilon-\chi_e)}=k^2\sum_{j=+,-}\left\{\frac{\left|\vec{k}_j\times\vec{V}_0\right|^2}{{k_j}^2D_j}-\frac{\left(\vec{k}_j.\vec{V}_0\right)^2}{{k_j}^2{\omega_j}^2\varepsilon_j}\right\} \qquad (۲)$$

که در آن $V_0=\frac{e}{m_e\omega_0}E_0$ سرعت الکترون‌ها در میدان الکتریکی موج پمپ، $D_\pm={k_\pm}^2C^2-{\omega_\pm}^2\varepsilon_\pm$ تابع پاشندگی خطی برای امواج باند جانبی، $\varepsilon_\pm=1-\frac{{\omega_{pe}}^2}{\omega_\pm(\omega_\pm+i\nu_e)}$ تابع دی‌الکتریک عرضی خطی در فرکانس باندهای جانبی ($\nu_e<<\omega_0$ فرکانس برخورد الکترون‌ها است)، $\varepsilon=1+\sum_{\alpha=i,e,d}\chi_\alpha$ تابع دی‌الکتریک طولی پلاسما و $\chi_\alpha=\frac{4\pi{q_\alpha}^2}{m_\alpha{k}^2}\int\frac{k.\partial f_{\alpha0}/\partial V}{\omega-k.V}d^3V$ پذیرفتاری طولی خطی است ($f_{\alpha0}$ تابع توزیع تعادلی پلاسمای غباری می‌باشد) [۴ و ۳].

معادله‌ی (۲) یک رابطه‌ی پاشندگی کلی برای بررسی ناپایداری‌های پارامتری پلاسمای غباری است.

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-03]

۳- پراکندگی بریلوئن القایی

زمانیکه $D_{\pm}=0$ و $\varepsilon_{\pm}\neq 0$ باشد جملات الکتروستاتیکی، غیر تشدیدی بوده و باندهای جانبی فرکانس بالا عمدتاً الکترومغناطیسی هستند و مسأله‌ی پراکندگی‌های القایی امواج الکترومغناطیسی را خواهیم داشت. ساده‌ترین فرآیند پراکندگی القایی زمانی اتفاق می‌افتد که فقط یک باند جانبی فرکانس بالا یعنی مؤلفه‌ی استوکس $(\omega_-,\vec{k}_-)$ وجود داشته باشد. بنابراین شرایط $D_-\cong 0$ و $D_+\neq 0$ را در نظر می‌گیریم؛ این شرایط تا زمانی برقرار است که $\omega<<\frac{C^2\vec{k}_0.\vec{k}}{\omega_0}$ باشد. برای $\omega<<\omega_0$ و با توجه به اینکه $D_-\cong 0$ است، شرط $k\cong 2k_0\cos\theta$ را خواهیم داشت که در آن θ زاویه‌ی بین $\vec{k}$ و $\vec{k}_0$ است. بنابراین معادله‌ی (۲) به این رابطه تبدیل می شود:

$$\frac{\varepsilon}{\chi_e(\varepsilon-\chi_e)}=\frac{2{k_0}^2{V_0}^2}{\omega_0[\omega-\Delta\omega+i\Gamma_-]}\sin^2\varphi\cos^2\theta \qquad (۳)$$

که در آن $\Gamma_-=\frac{\nu_e}{2}\left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0}\right)^2$ نرخ میرایی برخوردی الکترون‌ها، $\Delta\omega=\frac{C^2\vec{k}_0.\vec{k}}{\omega_0}-\frac{C^2k^2}{2\omega_0}$ میزان فاصله از شرط تشدید و $\sin^2\varphi=\frac{\left|\vec{k}_-\times\vec{V}_0\right|^2}{{k_-}^2{V_0}^2}=\frac{\vec{E}_0.\vec{E}_-}{E_0.E_-}$ است [۵].

اکنون با در نظر گرفتن محدوده‌ی فرکانسی موج غبار-یون-صوت، یعنی $kV_{Td},kV_{Ti}<<\omega<<kV_{Te}$، از رابطه‌ی (۳) خواهیم داشت:

$$[\omega-\Delta\omega+i\Gamma_-]\frac{\left[\omega^2-{\omega_{DIA}}^2\Gamma_{DIA}\right]}{\omega^2-{\omega_{pi}}^2}= 2\frac{C^2{k_0}^2}{\omega_0\left(1+k^2{\lambda_{De}}^2\right)}\frac{{V_0}^2}{C^2}\sin^2\varphi\cos^2\theta \qquad (۴)$$

که در آن $\Gamma_{DIA}=\frac{\omega^2}{2{\omega_{pi}}^2}\frac{n_{e0}}{n_{i0}}\omega_{DIA}\,\mathrm{Im}[\varepsilon-1]$ نرخ میرایی لاندائو و $\omega_{DIA}=\left(\frac{k^2{C_s}^2}{1+k^2{\lambda_{De}}^2}\right)^{1/2}$ فرکانس موج غبار-یون-صوت می‌باشد. C_s نیز سرعت انتشار این موج است که به صورت $C_s=c_s(n_{i0}/n_{e0})^{1/2}$ با سرعت انتشار موج یون-صوت، یعنی c_s، متناسب است. n_{e0} و n_{i0} به ترتیب چگالی تعداد الکترون‌ها و یون‌ها در حالت تعادل هستند. با در نظر گرفتن حدود $T_e>>T_i>>T_d$ و $k\lambda_{De}<<1$، سپس با قرار دادن $\omega=\omega_r+i\gamma$ که $\omega_r\approx\Delta\omega\approx\omega_{DIA}$ و $\gamma<<\omega_r$ است و با توجه به اینکه بخش موهومی و مثبت طیف‌های فرکانسی، معرف نرخ رشد ناپایداری است، داریم:

$$\gamma=-\frac{1}{2}(\Gamma_{DIA}+\Gamma_-)+\frac{1}{2}\left\{(\Gamma_{DIA}-\Gamma_-)^2+2{\omega_{pi}}^2\frac{{V_0}^2}{C^2}\frac{Ck_0}{\omega_0}\frac{C}{c_s}\left(\frac{n_{e0}}{n_{i0}}\right)^{\frac{1}{2}}\sin^2\varphi\cos\theta\right\}^{\frac{1}{2}} \qquad (۵)$$

این عبارت، نرخ رشد پراکندگی بریلوئن القایی در حضور ذرات غبار باردار و ساکن، می‌باشد.

عوامل اتلافی، وجود یک آستانه برای ناپایداری را ایجاب می‌کنند. توان آستانه برای موج پمپ، با قرار دادن $\gamma=0$ به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\left(\frac{V_{0T}}{C}\right)^2=2\frac{\Gamma_{DIA}\Gamma_-}{{\omega_{pi}}^2}\frac{c_s\omega_0}{C^2k_0}\left(\frac{n_{i0}}{n_{e0}}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{1}{\sin^2\varphi\cos\theta} \qquad (۶)$$

۳-۱- پراکندگی از شبه مدها

اگر دامنه‌ی موج پمپ بالاتر از آستانه باشد، یعنی $\frac{V_0}{C}>\frac{V_{0T}}{C}$، موج الکترواستاتیک از تشدید دقیق با موج غبار-یون-صوت دور و $\omega>\omega_{DIA},\Delta\omega$ می‌شود. با اعمال این حد فرکانسی و نیز حد $k\lambda_{De}<<1$ در معادله‌ی (۳) خواهیم داشت:

$$\omega^3\cong -2{\omega_{pi}}^2\frac{C^2{k_0}^2}{\omega_0}\frac{{V_0}^2}{C^2}\sin^2\varphi\cos^2\theta \qquad (۷)$$

این رابطه‌ی پاشندگی دارای سه پاسخ زیر است:

$$\omega\cong\omega_{pi}\left(\frac{C^2{k_0}^2}{{\omega_0}^2}\frac{{V_0}^2}{C^2}\frac{\omega_0}{4\omega_{pi}}\sin^2\varphi\cos^2\theta\right)^{\frac{1}{3}}\times\left(-2{,}1\pm i\sqrt{3}\right) \qquad (۸)$$

ملاحظه می‌شود که سه شبه مد در محیط به وجود می‌آید. این شبه مدها تنها در حضور یک موج پمپ الکترومغناطیسی بسیار قوی تولید می‌شوند و فرکانس آن‌ها تابعی از شدت موج فرودی است. جالب توجه است که فرکانس این شبه مدها هیچ وابستگی ای به ذرات غبار ساکن ندارند. از میان این سه شبه مد، تنها یکی از آن‌ها با

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-03]

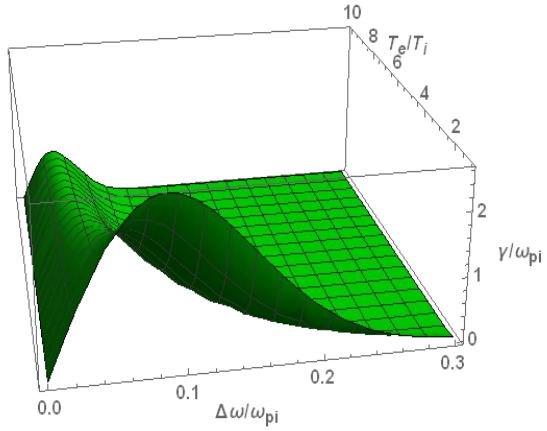
نرخ $+\sqrt{3}\omega_{\mathrm{pi}}\left(\frac{C^2k_0{}^2}{\omega_0{}^2}\frac{V_0{}^2}{C^2}\frac{\omega_0}{4\omega_{\mathrm{pi}}}\sin^2\varphi\cos^2\theta\right)^{\frac{1}{3}}$ در محیط رشد نموده و ایجاد پراکندگی در موج فرودی می‌کند. سرانجام، به رشد ناپایداری غیرخطی لاندائو می‌پردازیم. در این حالت، مد الکتروستاتیک با فرکانس $\omega\approx kV_{\mathrm{Ti}}>>kV_{\mathrm{Td}}$ را در نظر می‌گیریم. در این فرکانس، یک برهمکنش موج-ذره برای موج غبار-یون-صوت در خلال میرایی لاندائو رخ می‌دهد. در نتیجه موج غبار-یون-صوت یک مد تند میرا بوده و شبه مد لاندائو نامیده می‌شود. فرکانس این شبه مد از معادله‌ی (۳) به دست می‌آید. حال برای یافتن نرخ رشد این شبه مد، قرار می‌دهیم $\omega=\omega_{\mathrm{r}}+i\gamma$ ، که $\omega_{\mathrm{r}}\cong\Delta\omega$ است و به دست می‌آوریم:

$$\gamma=\mathrm{Im}\left[\frac{2k_0{}^2V_0{}^2}{\omega_0}\frac{\chi_{\mathrm{e}}\left(\varepsilon-\chi_{\mathrm{e}}\right)}{\varepsilon}\sin^2\varphi\cos^2\theta-i\Gamma_-\right] \quad (۹)$$

با محاسبه‌ی $\mathrm{Im}\left[\chi_{\mathrm{e}}\left(\varepsilon-\chi_{\mathrm{e}}\right)/\varepsilon\right]$ و با در نظر گرفتن حد $k\lambda_{\mathrm{De}}<<1$، همچنین با توجه به اینکه در پلاسمای غباری با ذرات غبار باردار منفی $\frac{\lambda_{\mathrm{De}}{}^2}{\lambda_{\mathrm{Di}}{}^2}=\frac{T_{\mathrm{e}}}{T_{\mathrm{i}}}\frac{n_{\mathrm{i0}}}{n_{\mathrm{e0}}}>>1$ است، معادله‌ی (۹) تبدیل می‌شود به:

$$\gamma=-\Gamma_-+\omega_{\mathrm{pi}}\frac{V_0{}^2}{C^2}\frac{C}{c_{\mathrm{s}}}\frac{T_{\mathrm{i}}}{T_{\mathrm{e}}}\frac{n_{\mathrm{e0}}{}^2}{n_{\mathrm{i0}}{}^2}\frac{Ck_0}{\omega_0}\frac{\omega_{\mathrm{pi}}}{2k_0c_{\mathrm{s}}}\times\frac{\sin^2\varphi}{\cos\theta}\pi^{\frac{1}{2}}\frac{\Delta\omega}{2k_0V_{\mathrm{Ti}}}e^{-\Delta\omega^2/k^2V_{\mathrm{Ti}}{}^2} \quad (۱۰)$$

در اینجا $\Delta\omega$ همان فرکانس نوسان شبه مد و یک پارامتر آزاد است. این رابطه نرخ رشد پراکندگی موج الکترومغناطیسی از شبه مد لاندائو را نشان می‌دهد. همانگونه که در شکل ۱ مشاهده می‌شود با کاهش نسبت دمای الکترون‌ها به یون‌ها، نرخ رشد ناپایداری افزایش می‌یابد. چرا که هر چه دمای یون‌ها بیشتر از دمای الکترون‌ها باشد، میرایی لاندائوی موج غبار-یون-صوت افزایش یافته و در نتیجه رشد شبه مد لاندائو افزایش می‌یابد.



شکل ۱: نمودار نرخ رشد شبه مد لاندائو در پلاسمای غباری بر حسب فرکانس و دما

۴- نتیجه‌گیری

مشاهده شد که با ورود یک موج تخت الکترومغناطیسی به پلاسمای غباری، مد غبار-یون-صوت با دامنه‌ی قابل ملاحظه‌ای رشد نموده و موج فرودی را دچار پراکندگی می‌سازد. همچنین ملاحظه گردید که در شدتی بالاتر از آستانه‌ی لازم برای پراکندگی بریلوئن، یک شبه مد در سیستم ایجاد می‌شود که فرکانس و نرخ رشد آن تابعی از شدت میدان موج الکترومغناطیسی فرودی است. نتیجه‌ی جالب دیگر این بود که هرگاه مد طبیعی غبار-یون-صوت، در اثر میرایی لاندائوی قوی، به سرعت میرا شود شبه مدهای لاندائو در سیستم رشد می‌کنند و سبب پراکندگی موج فرودی می‌شوند. همچنین نشان دادیم که هرچه میرایی لاندائوی مد طبیعی پلاسمای غباری قوی‌تر باشد، یعنی هرچه $T_{\mathrm{e}}/T_{\mathrm{i}}$ کوچک‌تر باشد، رشد این شبه مدها با نرخ بیشتری صورت خواهد گرفت و پلاسمای غباری ناپایدارتر خواهد شد.

مراجع

[1] P. K. Shukla, A. A. Mamun, *Introduction to Dusty Plasma Physics*, IOP Publishing Ltd, 2002.

[۲] سلیمانی، الهام، حکیمی پژوه، حسین، "بررسی نرخ رشد ناپایداری مدولاسیونی امواج الکترومغناطیسی توسط مدهای طولی غباری"، همایش ملی فیزیک و کاربردهای آن، ۱۳۹۴.

[3] Paul M. Bellan, *Fundamentals of Plasma Physics*, 2004.

[4] D. G. Swanson, *Plasma Waves*, 2nd Edition, IOP Publishing Ltd, 2003.

[5] J. F. Drake, P. K. Kaw, Y. C. Lee, G. Schmid, C. S. Liu et al., "Parametric instabilities of electromagnetic waves in plasmas", Phys.Fluids **17**, No. 4 (1974) 778-785.

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-03]