بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه سیستان و بلوچستان،
زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۶۹-۱۰-A

مطالعه اثرات کوانتومی بر رشد ناپایداری الکترومغناطسی در آشفتگی پلاسمای چگال

فاطمه خدادادی آزادبنی

استادیار، گروه فیزیک، دانشگاه فرهنگیان، تهران، ایران.

F.khodadadi@cfu.ac.ir

چکیده - در برهمکنش لیزر با پلاسمای چگال، آشفتگی ناشی از ناهمسانگردی دمایی و ناپایداری الکترومغناطیسی نقش مهمی در مکانیسم ته نهشت انرژی دارد. در این مقاله ، اثرات کوانتومی و تأثیرآشفتگی پلاسما در رشد ناپایداری الکترومغناطیسی عرضی ویبل توسط مدل ویگنر-شبه بررسی شده است. نتایج نشان داده است که در حضور تنش و آشفتگی پلاسما ، با افزایش پارامتر کوانتومی، آستانه تنش کاهش می‌یابد و دامنه زاویه انتشار حالتهای رشد ناپایداری در پلاسما گسترده تر می شود. با افزایش اثرات کوانتومی ، ناهمسانگردی در فضای فاز افزایش یافته و سرعت رشد بی ثباتی کاهش یافته است. در محدوده طول موج های بزرگ ، هنگامی که پارامتر کوانتومی پلاسما، R، بزرگتر از 10^{-9}، نرخ رشد ناپایداری الکترومغناطیسی یک مقدار ثابت خواهد بود که مستقل از پارامتر کوانتومی پلاسما است افزایش گرادیان چگالی و ناهمسانگردی دماییبا ضریب ۱۰ ، منجر به افزایش ۶۸٪و ۳۳٪افزایش نرخ رشد ناپایداری می شود.

کلید واژه:آشفتگی پلاسما،اثرات کوانتومی، ناپایداری الکترومغناطیسی،ناهمسانگردیدمایی.

Study of Quantum Effects on the Electromagnetic Instability Growth inthe Dense PlasmaTurbulence

F. Khodadadi Azadboni

Assistant Professor, Department of Physics, Farhangian University, Tehran, IranF.khodadadi@cfu.ac.ir

Abstract- In the inertial confinement fusion process, turbulent induced by Electromagnetic instabilities is of scientific interest that it plays a significant role in the energy deposition mechanism. In this work, the quantum effects and the influence of plasma turbulence of the fuel fusion induced by plasma instability on the growth of the transverse electromagnetic modes by the Wigner-quasi Maxwell model have investigated. The results have shown that in the presence of plasma wave turbulence, as the quantum parameter increases, the stress threshold decreases, and the range of the propagation angles of growing modes of instability in plasma becomes wider. By increasing the quantum effects, anisotropy in the phase space has enhanced, and the instability growth rate has reduced.At the large wavelengths limit, When $R>10^{-9}$, the electromagnetic instability growth rate would tend to be a constant value that is independent of the quantum parameter of the fuel plasma, R. Increasing the density gradient and the temperature anisotropy by a factor of 10, leads to about 68% and 33%increment in the instability growth rate.

Keywords: Plasma Turbulence, Quantum Effects, Electromagnetic Instability, Temperature anisotropy.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

مقدمه

یکی از موضوعات جالب تحقیقات سالهای اخیر، بررسی ناهمسانگردی دمایی حاصل از انتشار الکترونها در برهمکنش لیزرهای پرشدت با پلاسمای چگال قرص سوخت همجوشی است. در برهکنش لیزر$10^{20}w/cm^2$با پالس بسیار کوتاه(10 ps) با پلاسمای چگال، انتشار باریکه الکترون در سیستمی فوق العاده ناپایدار صورت می گیرد. این چنین سیستمهایی نسبت به هر آشفتگی هارمونیکی ناپایدارند و مدهای الکترومغناطیسی که بطور نمایی با زمان رشدمی کنند، تولید می کنند. ناپایداری ویبلیکی از ناپایداریهای پلاسما است که توسط ناهمسانگردی تابع توزیع سرعت حاصل می‌شود[۳-۱]. در لایه های مختلف قرص سوخت به علت وجود نیروی اصطکاک بین لایه ای حاصل از گرادیان چگالی پلاسما سرعت متفاوت خواهد بود. به نیروی بین لایه ای، اصطلاحاً ویسکوزیته گفته می شود. ناهمسانگردی دمایی و رشد ناپایداریهای الکترومغناطیسی نقش مهمی در تغییرات ویسکوزیته قرص سوخت ایفا می‌کنند. الکترونهای پلاسما به ناپایداری پاسخ می دهند و یک جریان برگشتی برای خنثی سازی میکروجریان های باریکه الکترون سریع، تولید می کنند. این جریانها میدان مغناطیسی القاء می کنند که آشفتگی اولیه را تقویت می‌کند. در این مرحله، میدان های مغناطیسی قوی در حدود مگا گوس تولید می شود که از لحاظ تئوری و تجربی به طور گسترده ای مورد مطالعه قرار گرفته است. این میدان ها اثر مهمی در دینامیک پلاسما دارد و علت برخی از پدیده های فیزیکی از جمله؛ جلوگیری از انتقال حرارت بین سطح بحرانی (محل جذب باریکه لیزر) و لایه فرسایش (محل پس زنی و تولید فشار بالا برای انفجار سوخت)، کاهش نرخ فرسایش جرم و رشته شدگی جریان پلاسما می باشد[۸-۴]. در این مقاله،اثرات کوانتومی سیستم‌های غیر تبهگن بر رشد ناپایداری الکترومغناطیسی ویبل را بررسی خواهیم کرد.

روش کار

در این بخش به تاثیر پلاسمایی غیرمغناطیده با چگالی الکترونیn_e متغییر در طول محور x ها را در نظر می‌گیریم. یونها برای خنثی سازی زمینه پلاسما ثابت فرض می شوند. باریکه الکترونی با دمایTو سرعتv_xاز میان پلاسما در طول گامهایی از گرادیان چگالی عبور می کند. گرم شدن پلاسما تنها در جهت انتشار موج الکترونی منجر به ناهمسانگردی دمایی توزیع الکترون که متغیر با جهت موج است می شود. رفتار مدهای ناپایدار ویبل تولید شده در حضور جریان برشی و درونی در طول گرادیان چگالی پلاسما و تولید نانو خوشه های الکترونی را بررسی خواهیم کرد. در مرحله اولیه گرم شدن پلاسما، ممکن است دمای الکترون در لایه بحرانی به اندازه چند ولت باشد. شدت لیزر در منطقه ای با تراکم الکترون ۰.۰۲ - ۰.۰ از چگالی بحرانی جذب می شود. اثرات کوانتومی مربوط به اثرات اسپین و تونل زنی است. دینامیک الکترونها توسط معادله ویگنر توصیف می‌شود. رابطه پراکندگی کوانتومی برای امواج عرضی عبارت است از:

$$\omega^2-k^2c^2-\omega_{pe}^2+\frac{m_e\omega_{pe}^2}{2n_0\hbar}\int dv\left(\frac{v_x^2+v_y^2}{\omega-\vec{k}v_z}\right)\left[f_0\left(\vec{v}+\frac{\hbar\vec{k}}{2m_e}\right)-f_0\left(\vec{v}-\frac{\hbar\vec{k}}{2m_e}\right)\right]=0 \quad (۱)$$

برای سیستم های غیر تبهگن، تابع ویگنر، تابع توزیع ماکسول-بولتزمن ناهمسانگرد است. تابع ویگنر در حضور تنشهای نیروی پاندرماتیو به صورت زیر تعریف می‌شود[۹]:

$$f_0(v)=\frac{\sqrt{\eta}exp\left(-\frac{\eta v_x^2+v_y^2+v_z^2}{2v_T^2}\right)}{\left(\sqrt{2\pi}v_T\right)^3}\left[1+\frac{p_{xy}}{v_T^2}\left(\sqrt{\eta}v_xv_y\,cos\,2\theta+\frac{\eta}{2}v_x^2\,sin\,2\theta-\frac{1}{2}v_y^2\,sin\,2\theta\right)+\frac{p_{xx}}{4v_T^2}\left(\eta v_x^2(2cos^2-sin^2\theta)-6\sqrt{\eta}v_xv_y\,sin\,\theta\,cos\,\theta-v_z^2+v_y^2(2sin^2-cos^2\theta)\right)\right] \quad (۲)$$

اگر وابستگی مکانی–زمانی آشفتگی را به صورت $exp(i(kz-\omega t))$ در نظر بگیریم، رابطه پراکندگی خطی امواج عرضی $(\vec{k}.\vec{E}=0)$ به صورت زیر بدست می آید:

$$\omega^2-k^2c^2-\omega_{pe}^2\left(\sqrt{\eta}+\frac{m_ev_{t||}}{2\hbar k\beta}\left[\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty}dx\,\frac{exp(-x^2)}{(x-\xi)^2-R^2}\right]\right) \quad (۳)$$

که در آن $\beta=T_{||}/T_{\perp}$ ، $v_{t||}=\left(2k_BT_{||}/m_e\right)^{1/2}$سرعت گرمایی الکترون و$R=\hbar k/2m_ev_{t||}$پارامتر مشخصه اثر کوانتومی است. اثر کوانتومی، تنها از طریق پارامتر بدون بعد R، در رابطه پراکندگی نقش پیدا می کند. پارامتر R تنها به مولفه موازی سرعت گرمایی و در نتیجه به $T_{||}$ بستگی دارد. تابع پراکندگی پلاسما با معادله زیر که در آن $\xi=\left(\omega_r+i\delta\right)/(\sqrt{\eta}kv_{t||})$ است، تعریف می‌شود:

$$Z(\xi)=\frac{1}{\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty}dx\,\frac{exp(-x^2)}{x-\xi} \quad (۴)$$

با جایگذاری$Z(\xi)$ در معادله (۳) رابطه پراکندگی عبارت است از:

$$\omega^2-k^2c^2-\omega_{pe}^2\left(\sqrt{\eta}+\frac{m_ev_{t||}}{2\hbar k\beta}\left[A[Z(\xi+R)-Z(\xi-R)]+B[(\xi+R)Z(\xi+R)-(\xi-R)Z(\xi-R)]\right)=0, \quad (۵)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

$$A = 1 - P_{xy}\sin 2\theta + \frac{P_{xx}}{2}(3\sin^2\theta - 2),$$

$$B = P_{xy}\sin 2\theta + \frac{P_{xx}}{2}(3\cos^2\theta - 1),$$

است. با بسط تابع توزیع پراکندگی پلاسمادر حد $R \gg 1$، وقتی $R^2 \gg \left|\xi\right|^2$، رابطه پراکندگی به معادله زیر ساده می‌شود:

$$\omega^2 - k^2c^2 - \omega_{pe}^2\left(\sqrt{\eta} - \frac{A}{2R^2\beta}\right) = 0 \quad (۶)$$

ناپایداری ویبل به ازای $\omega^2 < 0$ صورت می گیرد، بنابراین شرط ناهمسانگردی دمایی به صورت زیر تعریف می شود:

$$\frac{T_\perp}{T_{||}} > \frac{2R^2}{A}\left(\left(\frac{ck}{\omega_{pe}}\right)^2 + \sqrt{\eta}\right) \quad (۷)$$

در عدم حضور تنش، از آنجایی که سمت راست نامساوی یک تابع افزایشی با پارامتر مشخصه اثر کوانتومی است و $\sqrt{\eta} > 0$، می توان نتیجه گرفت که اثرات کوانتومی نقش ثبات سیستم را بازی می کنند. در حد طول موجهای کوتاه $1 \ll |\xi|$، تابع پراکندگی پلاسما $Z(\xi) \cong i\sqrt{\pi}$ است. بنابراین، رابطه پراکندگیبه معادله زیر ساده می‌شود:

$$\omega^2 - k^2c^2 - \omega_{pe}^2\left(\sqrt{\eta} + \frac{A}{\beta}\left[-1 - i\xi\sqrt{\pi} + \frac{2R^2}{3}\right]\right) = 0 \quad (۸)$$

با ساده سازی معادله بالا، نرخ رشد ناپایداری ویبل برابر خواهد بود با:

$$\delta = \frac{\beta(\sqrt{\eta}kv_{t||})}{A\sqrt{\pi}}\left[-\frac{k^2c^2}{\omega_{pe}^2} - \left(\sqrt{\eta} - \frac{A}{\beta}\left(1 - \frac{2R^2}{3}\right)\right)\right] \quad (۹)$$

بنابراین شرایط رشد ناپایداری ویبل بصورت:

$$\frac{T_\perp}{T_{||}} > \frac{\sqrt{\eta}}{A\left(1-\frac{2R^2}{3}\right)} \cong \frac{\sqrt{\eta}}{A}\left(1 + \frac{2R^2}{3}\right) \quad (۱۰)$$

بدست می آید. این شرط بیان کننده این است که در حد طول موجهای کوتاه برای رشد ناپایداری با افزایش اثرات کوانتومی، ناهمسانگردی دمایی نیز زیاد می‌شود. ولی با کاهش گرادیان چگالی، ناهمسانگردی دمایی مورد نیاز کاهش می یابد. در واقع بدون گرادیان چگالی، به علت اثرات کوانتومی، رشد ناپایداری ویبل نیاز به ناهمسانگردی بیشتری دارد. حد طول موج ناپایداری برابر خواهد بود با:

$$k_{cut} = \frac{\omega_{pe}}{c}\left(A\frac{T_\perp}{T_{||}}\left(1 - \frac{2R^2}{3}\right) - \sqrt{\eta}\right)^{1/2} \quad (۱۱)$$

با افزایش اثر کوانتومی، حد طول موج k_{cut} کوچکتر می شود. در حد طول موجهای بزرگ $1 \ll |\xi|$، تقریبی از تابع پراکندگی پلاسما بصورت $Z(\xi) \cong -\frac{1}{\xi} - \frac{1}{(2\xi^3)}$ است. بنابراین برای طول موج بزرگ، رابطه پراکندگی بدست می آید:

$$\omega^2 - k^2c^2 - \omega_{pe}^2\left(\sqrt{\eta} + \frac{A}{2\beta\xi^2}[1 - R^2]\right) = 0 \quad (۱۲)$$

با استفاده از تعریف سرعت گرمایی $v_{t||}$ و پارامتر ξ، معادله پراکندگی برای طول موجهای بزرگ بدست می آید:

$$\omega^2 - k^2c^2 - \omega_{pe}^2\left(\sqrt{\eta} + \frac{A\eta k^2 k_B T_\perp}{m_e\omega^2}[1 - R^2]\right) = 0 \quad (۱۳)$$

در حد طول موجهای بزرگ، برای $ck \gg |\omega|$، نرخ رشد ناپایداری ویبل برابر است با:

$$\delta = \sqrt{\frac{A\eta k^2 k_B T_\perp(1-R^2)}{m_e\left(\left(\frac{kc}{\omega_{pe}}\right)^2 + \sqrt{\eta}\right)}} \quad (۱۴)$$

با توجه به رابطه بدست آمده برای تصحیح کوانتومی بزرگتر نرخ رشد کوچکتر خواهد شد. همچنین شرط رشد ناپایداری در حد طول موج بزرگ عبارت است از:

$$\frac{T_\perp}{T_{||}} \gg A\eta(1 - R^2) \quad (۱۵)$$

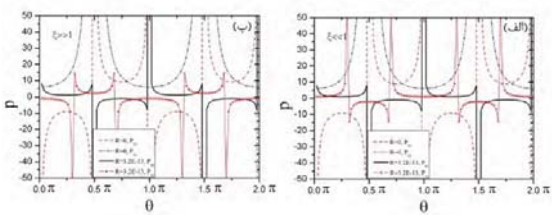
معادله بالا اشاره بر این دارد که در حضور آثار کوانتومی وجریان تنش، رشد ناپایداری ویبل نیاز به ناهمسانگردی دمایی بیشتری خواهد داشت. اثرات کوانتومی تمایل به افزایش پراکندگی ذرات در فضای فاز دارند. بنابراین، ناهمسانگردی دمایی موثر کوچکتر می شود، به طوری که نسبت $T_\perp / T_{||}$برای تولید همان ناپایداری باید بیشتر از ناهمسانگردی دمایی در پلاسمای کلاسیک باشد.

نتایج و بحث

وابستگی مقدار آستانه تنش pبرای رشد ناپایداری ویبل به زاویه انتشار θبرای مقادیر مختلفی از گرادیان چگالی بررسی شده است. ناحیه ناپایداری در صفحه p–θدر حد طول موجهای کوتاه و بلند برای مقادیر ثابتی از گرادیان چگالی پلاسما به ترتیب در شکل (۱) نشان داده شده است. آستانه جریان تنش درونی با گرم شدن پلاسما توسط تابش لیزر در ناحیه کوچکی از هدف با چگالی اولیه $n_0 = 10^{21}cm^{-3}$و پارامتر کوانتومی $R = 2.3\times10^{-13}$، در حد طول موجهای بلند کمتر از ۱۴ و در حد طول موجهای کوتاه کمتر از ۵۰ بدست می‌آید که حدود 10^{13} مرتبه کمتر از حالت بدون آثار کوانتومی R=۰ است. با افزایش آثار کوانتومی، آستانه تنشکاهش می یابد و زاویه ای که به ازای آن آستانه تنش کمینه است θ_{min}، تغییر خواهد کرد.در حضور آثار کوانتومی، رشد ناپایداری ویبلنیاز به ناهمسانگردی دمایی بیشتری خواهد داشت. اثرات کوانتومی تمایل به افزایش پراکندگی ذرات در فضای فاز دارند.بنابراین، ناهمسانگردی دمایی موثر کوچکتر می شود، به طوری که نسبت $T_\perp / T_{||}$برای

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

تولید همان ناپایداری باید بیشتر از ناهمسانگردی دمایی در پلاسمای کلاسیک باشد.

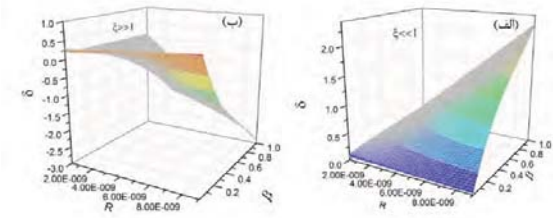


شکل ۱: نرخ تنش،P، به عنوان تابعی از زاویه، θ، برای مقادیر مختلفی از R، الف) در طول موجهای کوتاه، ۱>>ξ ، ب) در طول موجهای بلند،۱<<ξ.

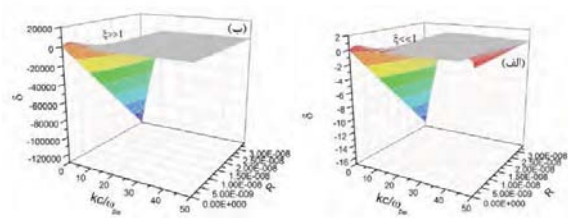
به طور کلی، اثرات کوانتومی در پلاسمایی با تابع توزیع ناهمسانگرد دمایی، موجب کاهش نرخ رشد ناپایداری و بیشینه عدد موج ناپایداری می شود. اما با در نظر گرفتن گرادیان چگالی در حد طول موجهای کوتاه، اثرات کوانتومی منجر به افزایش غیر منتظره ای از ناپایداری شده است.در حد طول موجهای کوتاه بیشینه نرخ رشد ناپایداری به ازای بیشترینR و βاتفاق می افتد. درحالیکه، در حد طول موجهای بلند بیشینه نرخ رشد ناپایداری به ازای کمترینR و β اتفاق می افتد. شکل (۲) را ببینید.در حد طول موجهای کوتاه با افزایش آثار کوانتومی، بیشینه نرخ رشد در کمینه مقدار تنش درونی دیده می شود.رابطه نرخ رشد ناپایداری با پارامتر کوانتومی بطور غیر خطی خواهد بود. با توجه به شکل (۳)، بیشینه نرخ رشد ناپایداری مربوط به آثار کوانتومی کوچک و عدد موجهای کوچک می باشد. با افزایش عدد موج تاثیر آثار کوانتومی بر نرخ رشد کاهش یافته و در نهایت مستقل از آثار کوانتومی خواهد شد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله اثرات کوانتومی سیستمهای غیرتبهگن در نرخ رشد ناپایداری ویبل بررسی شده است. دینامیک الکترونها توسط معادله ویگنر توصیف شده و رابطه پاشندگی کوانتومی برای امواج عرضی در سیستم ویگنر-ماکسول با تابع توزیع شبه ماکسولین ناهمسانگرد که تصحیح تنش نیز در آن لحاظ شده، بدست آمده است. محاسبات نشان داده است که با افزایش پارامتر کوانتومی، آستانه تنش کاهش می‌یابد و زاویه انتشار مدهای الکترومغناطیسی گسترده تر می شود. به دلیل انتشار ذرات موج و تونل زدن، اثرات کوانتومی تمایل به افزایش پراکندگی ذرات در فضای فاز دارند. افزایش اثرات کوانتومی منجر به افزایش غیرمنتظره رشد ناپایداری الکترومغناطیسی می شود.اثرات کوانتومی باعث افزایش پراکندگی ذرات در فضای فاز می‌شود. بنابراین ، ناهمسانگردی موثر دما نسبت به پلاسمای کلاسیک کوچکتر می‌شود. بنابراین برای افزایش اثرات کوانتومی، نیاز به ناهمسانگردی دماییβ بیشتری وجود دارد.



شکل ۲: نرخ رشد ناپایداری ویبل،δ، به عنوان تابعی ازRو $\beta=T_{\parallel}/T_{\perp}$، الف) در حد طول موجهای کوتاه، ۱>>ξ ، ب) در حد طول موجهای بلند،۱<<ξ.



شکل ۳: نرخ رشد ناپایداری ویبل،δ، به عنوان تابعی از عدد موجو R، الف) در حد طول موجهای کوتاه، ۱>>ξ ، ب) در حد طول موجهای بلند،۱<<ξ.

مرجع‌ها

[1] M. Bonitz, Zh. A. Moldabekov, and T. S. Ramazanov, Phys. Plasmas,Vol.26, pp. 090601-1, 2019.

[2] M. Bonitz, Quantum Kinetic Theory, 2nd ed. Teubner-Texte Zur Physik,Springer, 2016.

[3] M. Bonitz, "Kinetic theory for quantum plasmas," AIP Conf. Proc. 1421,pp.135–155, 2012.

[4] M. Mahdavi and F. Khodadadi Azadboni, Phys. Plasmas,Vol.21 (2014) pp.022707-1.

[5] F. Khodadadi Azadboni M. Mahdavi, Contributions to Plasma Physics,Vol.57,pp.351-356, 2017.

[6] M. Mahdavi and F. Khodadadi Azadboni, Advances in High Energy Physics 746212, 1-6, 2015.

[7] W. P. Hong and Y.-D. Jung, Eur. Phys. J. D,Vol. 73, pp. 1-6, 2019.

[8] F. Khodadadi Azadboni, Contributions to Plasma Physics Vol.60, pp.e202000135, 2020.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.

[9] T. Abe, K. Niu, Journal of the Physical Society of Japan Vol.49,pp. 717-724, 1980.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترس باشد.