



بررسی پیش گرمایش پلاسمای همجوشی هسته‌ای با استفاده از روش حل تحلیلی و شبیه سازی ذره‌ای دو بعدی پلازما

کارگریان، آمنه*^(۱) - حاجی شریفی، کمال^(۲)

^۱ سازمان انرژی اتمی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده پلازما و گداخت هسته‌ای

^۲ دانشگاه خوارزمی، دانشکده فیزیک، پژوهشگاه پلازما

چکیده:

در این مقاله، به بررسی پیش گرمایش پلاسمای همجوشی هسته‌ای بصورت تحلیلی و همچنین با استفاده از روش شبیه سازی ذره‌ای می‌پردازیم. یکی از روش‌های افزایش دمای پلازما به منظور بالا بردن آهنگ برهم‌کنش‌های همجوشی، تاباندن لیزر به پلازما می‌باشد. پالس لیزر علاوه بر تأثیر مستقیم در افزایش دما، از طریق برانگیختگی امواج در محیط پلازما باعث گرمایش می‌شود. اگر پالس لیزری قوی در جهت میدان مغناطیسی خارجی به داخل پلازما تابانده شود، طیفی از امواج الکترومغناطیسی در مرکز محیط قابل مشاهده می‌باشد. نتایج تئوری و شبیه‌سازی نشان می‌دهند این امواج الکترومغناطیسی سبب گرمایش قابل توجه پلاسمای همجوشی در جهت عمود بر انتشار پالس لیزر می‌گردند.

کلمات کلیدی: پیش گرمایش پلاسمای همجوشی، پلاسمای مغناطیده، امواج الکترومغناطیسی، شبیه‌سازی پلازما

مقدمه:

در واکنش‌های همجوشی هسته‌ای، عوامل مختلفی در جریان انجام واکنش‌ها می‌تواند سبب خارج کردن انرژی از داخل محیط پلازما و در نتیجه کاهش دمای محیط همجوشی و برهم‌زدن شرایط انجام واکنش‌ها گردند [۱]. هرچه مدت زمان برقراری شرایط اولیه مناسب و در نتیجه کنترل ما از محیط بیشتر باشد، بهره‌وری انرژی بیشتری خواهیم داشت. بنابراین در جهت برقراری دوباره شرایط و ادامه جریان همجوشی می‌بایستی انرژی را به طریقی به داخل محیط تزریق نماییم. روش‌های مختلفی برای این منظور وجود دارند که هر کدام از این روش‌ها می‌تواند بسته به دستگاه مورد استفاده، درصد متفاوتی از تأثیر را دارا باشد. منابع مهم تأمین انرژی در جریان برهم‌کنش‌های همجوشی شامل متراکم نمودن با میدان-مغناطیسی، گرم کردن اهمی، تزریق باریکه خنثی، تزریق ساچمه سوخت دوتریم-تریتیم جامد، عبور امواج رادیویی و عبور امواج لیزری می‌باشند. تزریق باریکه خنثی و ساچمه‌های سوختی تنها برای راکتورهای بزرگ کارایی خواهند داشت در حالی که عبور امواج رادیویی و امواج لیزر برای محیط پلاسمای کوچک مفید خواهند بود. این در حالی است که دو روش اول یعنی متراکم کردن با میدان مغناطیسی و گرم کردن اهمی در همه‌ی راکتورها دارای کاربرد می‌باشند [۲-۳]. در سالهای اخیر، تاباندن پالس لیزر به داخل محیط پلازما بسیار مورد توجه می‌باشد. به دلیل اینکه پالس لیزر علاوه بر تأثیر



مستقیم در افزایش دمای ذرات پلاسما، از طریق تهییج امواج الکترومغناطیسی در داخل محیط پلاسما نیز باعث افزایش انرژی این ذرات می‌گردد. یکی از مهمترین این امواج که در سالهای اخیر بسیار مورد توجه قرار گرفته‌است، امواج سوتکش^۱ تولید شده در اثر عبور پالس لیزر از پلاسما مغناطیده می‌باشد که می‌تواند باعث گرمایش قابل توجه محیط پلاسما شود [۴-۵].

تحلیل شبه خطی گرمایش ذرات پلاسما توسط امواج سوتکش:

میدان الکتریکی مربوط به یک بسته موج سوتکش یک بعدی که در جهت میدان مغناطیسی خارجی محیط پلاسما در حال انتشار می‌باشد را می‌توان به صورت رابطه زیر نمایش داد:

$$\bar{E} = \sum_k \bar{E}_k \exp(i(\omega_k t - kz)) \quad (1)$$

برهم‌کنش ذرات محیط با این میدان الکتریکی، تابع توزیع ذرات پلاسما را تغییر خواهد داد. تغییرات تابع توزیع بر حسب زمان به شکل زیر است [۶]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \sum \left[\frac{\partial}{\partial p_z} \frac{kv_{\perp}}{\omega_k} + \frac{1}{p_{\perp}} \frac{\partial}{\partial p_{\perp}} p_{\perp} \left(1 - \frac{kv_z}{\omega_k}\right) \right] * \{ D_k \left[\left(1 - \frac{kv_z}{\omega_k}\right) \frac{\partial f}{\partial p_{\perp}} + \frac{kv_z}{\omega_k} \frac{\partial f}{\partial p_z} \right] \} \quad (2)$$

در رابطه (۲)، تابع توزیع f تابعی از سه متغیر t ، p_z و p_T می‌باشد که به ترتیب بیانگر زمان، تکانه خطی ذرات در جهت میدان خارجی و تکانه خطی در جهت عمود بر انتشار موج سوتکش می‌باشد. قسمت بسیار مهم در رابطه (۲)، وجود جمله دیراکی D_k در طرف راست معادله می‌باشد. این جمله بیانگر این موضوع است که امواج تنها با الکترون‌هایی با تکانه خطی مشخص (الکترون‌های رزونانسی) از محیط برهم‌کنش خواهند داشت. با عبور موج از داخل محیط، تابع توزیع به حالت پایدار خود می‌رسد یعنی حالتی که در آن تغییرات f نسبت به زمان صفر خواهد شد. در این حالت خواهیم داشت:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = 0 \rightarrow \left(1 - \frac{kv_z}{\omega_k}\right) \frac{\partial f}{\partial p_{\perp}} + \frac{kv_z}{\omega_k} \frac{\partial f}{\partial p_z} = 0 \quad (4)$$



که در آن v_z و v_T به ترتیب سرعت الکترون‌های رزونانسی در جهت انتشار و عمود بر انتشار موج سوتکش می‌باشند. حال با توجه به تابع پاشندگی امواج سوتکش و معادله (۴) برای سرعت فاز این امواج و سرعت الکترون‌های رزونانسی در طول موج‌های بلند داریم:

$$V_{ph} = \frac{\Omega_e}{k} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{c^2 k^2} - \frac{1}{\mu} \frac{c^2}{v_{ac}^2} \frac{c^4 k^4}{\omega_p^4} \right) \quad (5)$$

$$V_z = -\frac{\Omega_e}{k} \left(\frac{\omega_p^2}{c^2 k^2} + \frac{1}{\mu} \frac{c^2}{v_{ac}^2} \frac{c^4 k^4}{\omega_p^4} \right) \quad (6)$$

که در آن $v_{ac} = \frac{c\Omega_e}{\omega_p}$ بیانگر سرعت الکترون‌های آلفن می‌باشد.

با ادغام معادلات (۴)، (۵) و (۶) می‌توان به دو معادله پارامتری برای سرعت الکترون‌های رزونانسی، پس از ایجاد پایداری در محیط، به صورت زیر رسید:

$$\frac{v_{\perp}^2}{v_{th}^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{\omega_p^2}{c^2 k^2} \right)^{2/3} \left(\frac{1}{q^4} + q^2 \right) = c \quad (7)$$

$$V_z = -v_{th} \left(\frac{1}{q^3} + \frac{q^3}{2} \right) \quad (8)$$

که در آن q پارامتر معادلات و C بیانگر یک ثابت می‌باشد.

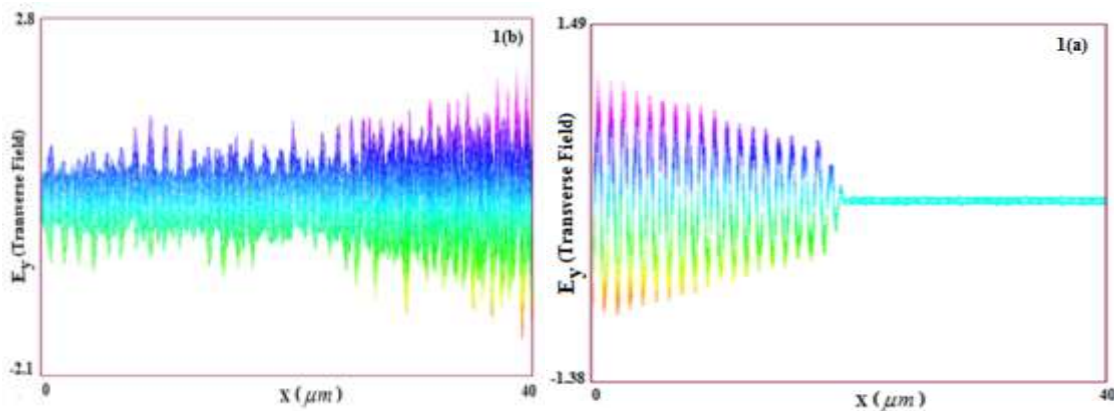
همان‌طور که در این روابط مشاهده می‌شود، سرعت عمودی الکترون‌ها نسبت به سرعت گرمایی شان تابع سرعت گرمایی الکترون‌ها و طول امواج سوتکش می‌باشد. این درحالی است که سرعت موازی این ذرات نسبت به سرعت گرمایی شان تنها تابع طول امواج می‌باشد.

نتایج شبیه‌سازی ذره‌ای:

برای اثبات نتایج تئوری بخش قبل، از روش شبیه‌سازی ذره در جعبه استفاده شده است. یکی از کدهای شبیه‌سازی شناخته شده و پیشرفته برمبنای این روش کد XOOPIIC می‌باشد [۷]. پالس لیزر به کار رفته در این شبیه‌سازی در راستای X به داخل محیط پلاسما تابانده شده و بنابراین در این راستا منتشر می‌گردد. این پالس گوسی شکل، دارای قطبش خطی در جهت محور Y بوده و طول موج آن $\lambda = 0.9 \mu m$ می‌باشد. با توجه به این طول موج، دوره تناوب مربوط به پالس لیزر برابر با $\tau \approx 3 fs$ می‌باشد. چگالی بحرانی محیط پلاسما نیز $n = 3 \times 10^{22} cm^{-3}$ می‌باشد. علاوه بر این، پالس لیزر دارای شدت $I = 1.28 \times 10^{18} \omega/cm^2$ می‌باشد. محیط پلاسما در شبیه‌سازی ما دارای چگالی $n = 0.12 n_{cr}$ می‌باشد. محیط پلاسما دارای طول $4 \times 10^{-5} m$ و عرض $2.5 \times 10^{-5} m$ می‌باشد. گام زمانی به کار رفته در این شبیه‌سازی $0.05 \times 10^{-15} s$ می‌باشد. در این

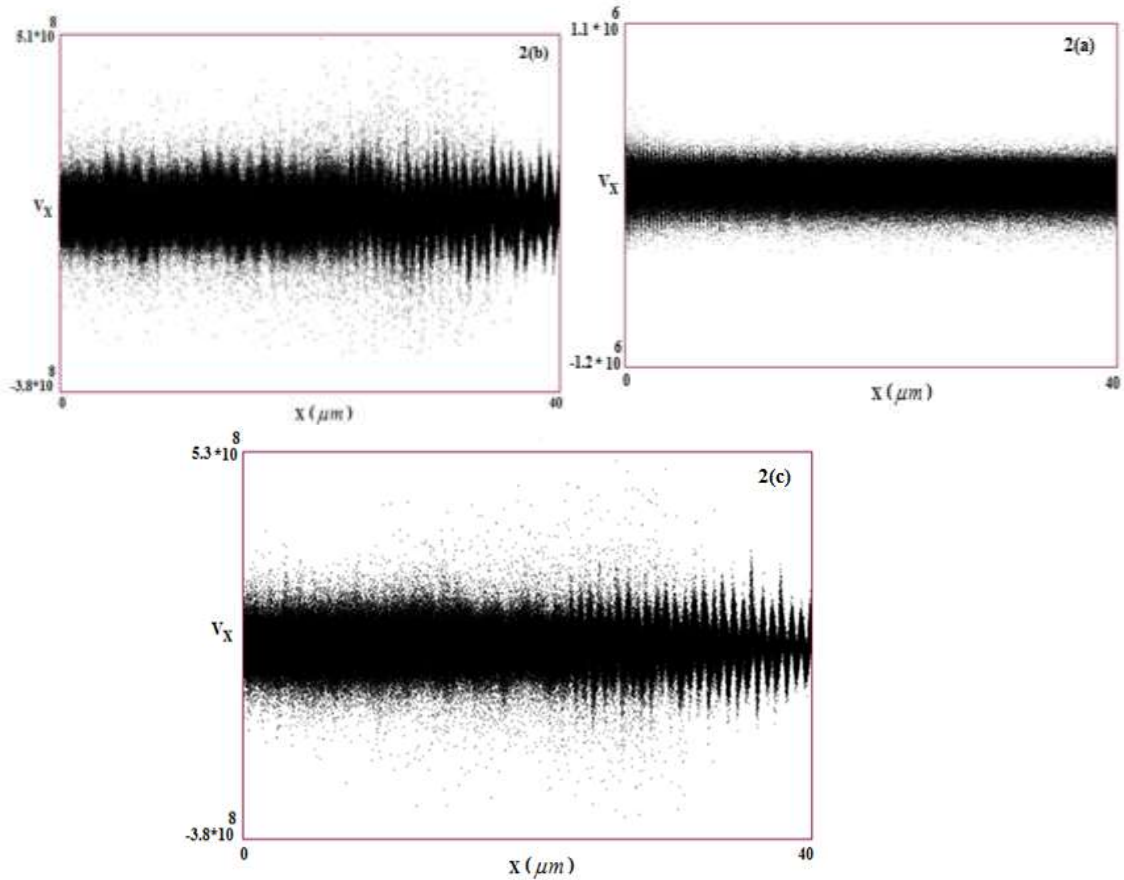


محاسبات عددی دمای اولیه الکترون‌ها و یون‌های محیط $100eV$ ، یون‌ها به‌عنوان ذرات زمینه محیط پلاسما و توزیع اولیه ذرات به صورت ماکسولی در نظر گرفته شده‌اند. بزرگی میدان مغناطیسی خارجی در جهت انتشار پالس لیزر $\Omega_e = 0.3$ (معادل با حدود $0.18MGauss$) می‌باشد. شکل‌های (۱) الف و (۱) ب به ترتیب نشان دهنده‌ی امواج الکترومغناطیسی عرضی در حال انتشار در جهت انتشار پالس لیزر ورودی در گام‌های زمانی $35\omega_0^{-1}$ و $75\omega_0^{-1}$ می‌باشند. در شکل (۱) الف هنوز پالس لیزر به‌طور کامل وارد محیط پلاسما نشده‌است. در این شکل پالس لیزر با حرکت به طرف داخل محیط در اثر پراکندگی در حال میراشدن می‌باشد. در شکل (۱) ب پالس لیزر به‌طور کامل وارد محیط پلاسما شده و به قسمت‌های انتهایی محیط پلاسما نیز رسیده است. با عبور این پالس لیزری قوی از محیط پلاسما، مدهای الکتروستاتیکی و الکترومغناطیسی در محیط برانگیخته می‌شوند.



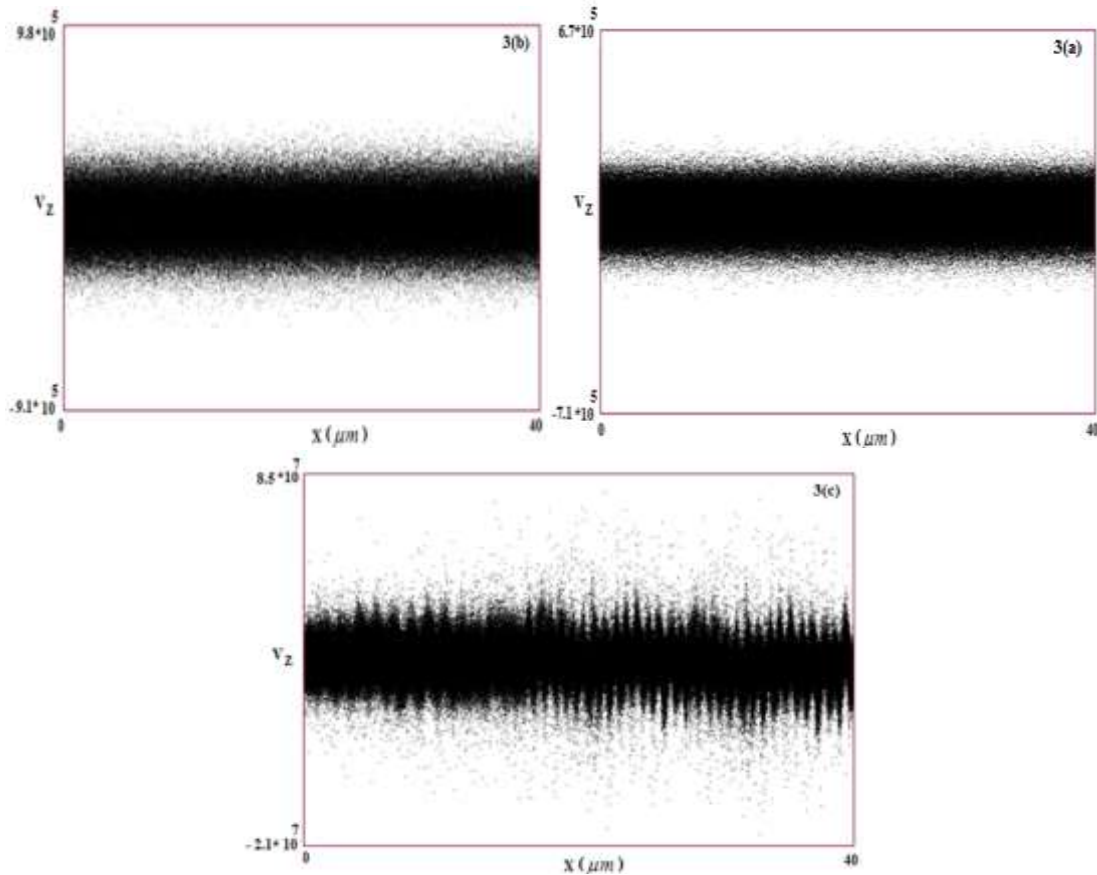
شکل شماره (۱): انتشار میدان لیزری در جهت محور X در زمان (الف) $35\omega_0^{-1}$ و (ب) $75\omega_0^{-1}$.

سرعت الکترون‌های محیط در جهت محور X در گام زمانی $5\omega_0^{-1}$ در غیاب میدان مغناطیسی خارجی در شکل (۲) الف نشان داده شده است. شکل‌های (۲) ب و (۲) ج سرعت الکترون‌های محیط در جهت انتشار لیزر را در گام‌های زمانی $70\omega_0^{-1}$ به ترتیب در غیاب و در حضور میدان مغناطیسی خارجی نشان می‌دهد. همان‌طور که مشاهده می‌شود تفاوت چندانی میان این دو حالت (شکل‌های (۲) ب و (۲) ج) وجود ندارد. بنابراین همان‌طور که از تئوری بیان شده در بخش قبل هم انتظار می‌رفت، امواج سوتکش تولید شده در حضور میدان مغناطیسی نمی‌تواند تأثیر زیادی در افزایش سرعت الکترون‌ها در جهت میدان مغناطیسی داشته باشد.



شکل شماره (۲): فضای سرعت (راستای موازی) - مکان الکترون (الف) در زمان $5\omega_0^{-1}$ در غیاب میدان مغناطیسی خارجی، (ب) در زمان $70\omega_0^{-1}$ در غیاب میدان مغناطیسی خارجی، (ج) در زمان $70\omega_0^{-1}$ در حضور میدان مغناطیسی خارجی ($\frac{\Omega}{c} = 0.3$).

شکل (۳) الف سرعت الکترون‌های محیط در جهت عمود بر انتشار لیزر را در گام زمانی $5\omega_0^{-1}$ در غیاب میدان مغناطیسی خارجی نشان می‌دهد. شکل‌های (۳) ب و (۳) ج سرعت الکترون‌های محیط در این راستا را در گام زمانی $70\omega_0^{-1}$ به ترتیب در غیاب و در حضور میدان مغناطیسی خارجی نشان می‌دهد. همان‌طور که به وضوح دیده می‌شود در این حالت سرعت الکترون‌ها با ورود پالس لیزر به محیط پلاسما افزایش قابل توجهی در جهت عمود پیدا می‌کند. این همان چیزی است که از تئوری امواج سوتکش نیز بدست آمد (رابطه (۸)). امواج سوتکش تولید شده در اثر انتشار پالس لیزری در یک محیط پلاسمای مغناطیده باعث گرمایش ذرات در راستای عمودی می‌گردند. همان‌طور که از تئوری این امواج نیز مشخص شد این افزایش گرمایش بدلیل اندرکنش الکترون‌های رزونانسی با این امواج می‌باشد.



شکل شماره (۳): فضای سرعت (راستای عمودی) - مکان الکترون (الف) در زمان $5\omega_0^{-1}$ در غیاب میدان مغناطیسی خارجی، (ب) در زمان $70\omega_0^{-1}$ در غیاب میدان مغناطیسی خارجی، (ج) در زمان $70\omega_0^{-1}$ در حضور میدان مغناطیسی خارجی (

$$\left. \begin{array}{l} \Omega \\ c \end{array} \right) = 0.3$$

بحث و نتیجه گیری :

در این مقاله، با استفاده از روش حل تحلیلی و شبیه‌سازی ذره‌ای پلاسما، پیش‌گرمایش پلاسما همجوشی هسته‌ای را مورد بررسی قرار داده‌ایم. یکی از روش‌های افزایش دمای محیط پلاسما به منظور بالا بردن آهنگ برهم‌کنش‌های همجوشی، تاباندن پالس لیزری می‌باشد که علاوه بر تأثیر مستقیم در افزایش دمای پلاسما، از طریق برانگیختگی امواج در داخل محیط پلاسما باعث افزایش انرژی این ذرات می‌گردد. در یک محیط پلاسما مغناطیسه، با عبور یک پالس لیزر قوی در جهت میدان خارجی، طیفی از امواج الکترومغناطیسی در مرکز محیط تشکیل می‌شود. نتایج تئوری و شبیه‌سازی نشان



می‌دهند امواج سوتکش از طریق برهم‌کنش با الکترون‌های رزونانسی پلاسما سبب گرمایش ذرات در جهت عمود بر راستای انتشار می‌گردند.

مراجع:

- [1] G. Pokol, T. Fouloop and M. Lisak, "Quasi-linear analysis of whistler waves driven by relativistic runaway beams in tokamaks", *Plasma Phys. Control. Fusion* **50**, (2008) 045003.
- [2] P. M. Bellan, "Fundamentals of Plasma Physics", Cambridge University Press, United Kingdom, (2015).
- [3] K. Niu, "Nuclear Fusion", Cambridge University Press, United Kingdom, (2009).
- [4] C.M. Franck, "Experiments on Whistler Wave Dispersion in Magnetized Plasmas", PhD Thesis, (2003).
- [5] R. L. Stenzel, "Filamentation instability of a large amplitude whistler wave", *The physics of fluids* **19**, (1976) 857.
- [6] V. I. Sotnikov, Y. Sentoku and V. B. Krasovitskii, "Electron cyclotron heating by whistler waves generated during the interaction of a laser pulse with a magnetized plasma", *Phy. Plasmas* **12** (2005) 082107.
- [7] H. Usui, J. P. Verboncoeur, and Charles K. Birdsall. "Development of 1D object-oriented particle-in-cell code (1d-XOOPIC) ", *IEICE Transactions on Electronics* **83**, (2000) 989