

parvazin@cc.iut.ac.ir :

(دریافت مقاله: ۱۳۹۰/۶/۲۲؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۱/۱/۳۰)

افروزش، در گرمایش محیط پلاسمای همجوشی بسیار مفید باشد. بررسی این ناپایداری‌ها، به خصوص در پلاسمای فوق چگال از اهمیت بسیاری برخوردار است، به گونه‌ای که در چند دهه اخیر چه به لحاظ آزمایشگاهی و چه از طریق شبیه‌سازی بسیار مورد مطالعه قرار گرفته است [۱]. در پراکندگی رامان، پالس لیزر ورودی به محیط پلاسما توسط اختلالات چگالی الکترون‌های محیط پلاسما پراکنده می‌شود. در این حالت امواج پلاسمای الکترونی توسط نیروی پاندرموتیو^۱ که خود در اثر برهم‌نهی امواج الکترومغناطیسی ورودی به محیط پلاسما و امواج الکترومغناطیسی پراکنده شده در این محیط ایجاد

استفاده از لیزر در ایجاد شرایط مناسب وقوع واکنش‌های همجوشی هسته‌ای و بررسی چگونگی رشد ناپایداری‌های موجود در محیط پلاسمای فوق چگال از اهمیت بسیار زیادی برخوردار است. ناپایداری رامان تحریکی تنها یکی از این نوع ناپایداری‌ها در محیط پلاسما می‌باشد که باید در جریان کنترل محیط پلاسما مورد توجه قرارگیرد. این ناپایداری‌ها را نمی‌توان مطلقاً پدیده‌هایی نامطلوب در بحث پلاسمای همجوشی به حساب آورد. به عنوان مثال یکی از مهمترین ویژگی‌های ناپایداری رامان تحریکی ایجاد الکترون‌های با انرژی‌های بالا می‌باشد که می‌تواند پس از مرحله متراکم شدن سوخت و

۱. pondermotive

مربوط به مسیر حرکتشان (به خصوص اطلاعات در مورد چگالی مسیر حرکت)، می‌توان به عنوان یک وسیله خوب محیط سنجی در بررسی محیط‌های پلاسما و البته در بحث کنترل محیط پلاسما همجوشی هسته‌ای (در صورت حرکت پایدار در محیط همجوشی) استفاده نمود [۵]. علاوه بر این یکی از ویژگی‌های مهم این موج که در سال‌های اخیر بسیار مورد توجه قرار گرفته است، استفاده از آن به عنوان یک کانال پیش گرمایش اضافی در محیط پلاسما همجوشی هسته‌ای است. این ویژگی نه تنها در افزایش دمای محیط همجوشی، بلکه در دیگر شاخه‌های فیزیک پلاسما از اهمیت زیادی برخوردار است.

در این مقاله ابتدا در بخش ۲ و ۳ به بررسی نظریه پراکندگی رامان تحریکی و امواج سوت‌کش الکترومغناطیسی^۱ پرداخته می‌شود. در بخش ۴ گرمایش دو مرحله‌ای را با استفاده از کد Xem1 مورد بررسی قرار می‌دهیم. در بخش ۵ به شبیه‌سازی عبور پالس لیزر از یک محیط پلاسما با استفاده از کد XOOPIIC پرداخته و انتشار امواج تولید شده در پراکندگی رامان تحریکی و برهم‌کنش آن با ذرات محیط پلاسما را مورد بررسی قرار می‌دهیم. در بخش ۶ با اعمال یک میدان مغناطیسی خارجی در محیط پلاسما، تولید و برهم‌کنش امواج سوت‌کش با الکترون‌های محیط در انتقال انرژی به این ذرات در جهت عمود بر میدان مغناطیسی خارجی را شبیه‌سازی می‌کنیم.

برطبق نظریه پراکندگی رامان که براساس انطباق فازی در زمان-مکان و پایستگی انرژی و تکانه نوشته شده است برای فرکانس‌ها و اعداد موج خواهیم داشت [۳]:

$$\omega_0 = \omega_s + \omega \quad (1)$$

$$\vec{K}_0 = \vec{K}_s + \vec{K} \quad (2)$$

که در آن ω_0 و \vec{K}_0 به ترتیب فرکانس و عدد موج پالس لیزر ورودی، ω_s و \vec{K}_s فرکانس و عدد موج مربوط به موج الکترومغناطیسی پراکنده شده و ω و \vec{K} مربوط به موج

می‌گردد، به وجود می‌آید [۲]. در این حالت هر چند امواج الکترومغناطیسی پراکنده شده می‌توانند قسمت مهمی از انرژی لیزر تابانده شده به محیط را به خارج از محیط پلاسما همجوشی منتقل نمایند ولی امواج پلاسما الکترونی ایجاد شده در محیط، در اثر این پراکندگی‌ها، می‌توانند با گیراندازی الکترون‌های محیط پلاسما باعث افزایش انرژی این ذرات گردند. به طور کلی انطباق فازی، در زمان و مکان، در بررسی فرکانس و بردار موج امواج تشدیدی ایجاد شده در ناپایداری رامان تحریکی از اهمیت بسیار زیادی برخوردار می‌باشد. با توجه به جهت انتشار موج الکترومغناطیسی پراکنده شده در پراکندگی رامان تحریکی، دو نوع پراکندگی از این نوع در محیط پلاسما قابل مشاهده می‌باشد. پراکندگی رامان پس‌رو در زمان‌های اولیه ورود پالس لیزر به محیط پلاسما و در مناطق اولیه انتشار این پالس قابل مشاهده است درحالی‌که پراکندگی رامان پیش‌رو در قسمت‌های انتهایی محیط پلاسما قابل مشاهده است، بنابراین در زمان‌های تأخیری بیشتر نسبت به پراکندگی رامان پس‌رو تأثیرگذار می‌باشد [۳].

گرمایش الکترون‌های محیط در پراکندگی رامان می‌تواند در دو مرحله صورت گیرد. در مرحله اول گرمایش اولیه الکترون‌ها توسط امواج پلاسما الکترونی با سرعت فاز پایین، تولید شده در پراکندگی رامان پس‌رو، صورت می‌گیرد. در مرحله بعد این الکترون‌ها می‌توانند توسط امواج پلاسما الکترونی با سرعت فاز بالا، تولید شده در پراکندگی رامان پیش‌رو، گیراندازی شده و به انرژی‌های بسیار بالاتر دست یابند [۳].

در برهم‌کنش پالس لیزر با محیط پلاسما مغناطیده بررسی امواج سوت‌کش الکترومغناطیسی، از اهمیت بسیار زیادی برخوردار است. از همان اوایل کشف امواج صوتی الکترومغناطیسی، به دلیل مجموعه خواص این امواج، توجه خاصی نسبت به این امواج صورت گرفت. از جمله خواص مهم این امواج، می‌توان به رابطه پاشندگی قوی، قطبش درهم آمیخته، پدیده‌های تشدید و برهم‌کنش غیرخطی موج با موج و موج با ذره این امواج اشاره نمود [۴]. از امواج صوتی الکترومغناطیسی، به دلیل توانایی این امواج در حمل اطلاعات

۱. Whistler wave

پلاسمای الکترونی است.

برطبق این نظریه، پراکندگی رامان پس‌رو (RBS) یک برهم‌کنش سه موجی می‌باشد که در آن پالس لیزر ورودی به یک موج الکترومغناطیسی با انتشار در جهت عکس انتشار پالس لیزر ورودی و یک موج لانگمیر واپاشی می‌کند. در این حالت برای محیط پلاسمای با چگالی کم (چگالی خیلی کمتر از چگالی بحرانی n_c) سرعت فاز این موج لانگمیر به صورت تقریبی، به صورت $\frac{\omega_p c}{2\omega_0}$ خواهد بود. در این رابطه

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m_e}}$$

اختلالی می‌باشد. حال باتوجه به اینکه برای محیط پلاسمای با چگالی کم، فرکانس پلازما خیلی کوچکتر از فرکانس پالس لیزر ورودی است این سرعت فاز بسیار کمتر از c (سرعت نور در خلأ) می‌باشد. از طرف دیگر برطبق این نظریه، پراکندگی رامان پیش‌رو (RFS) یک برهم‌کنش چهار موجی می‌باشد که در آن پالس لیزر ورودی به دو موج الکترومغناطیسی در حال انتشار در جهت پالس لیزر ورودی و یک موج پلاسمای الکترونی واپاشی می‌کند. در پراکندگی رامان پیش‌رو موج لانگمیر تولید شده دارای فرکانس ω_p و عدد موج K_p است و بنابراین سرعت فاز آن تقریباً با سرعت نور برابر خواهد بود و بنابراین $\left(\frac{\omega_p}{K_p} \approx c\right)$ [۶].

نسبت ضریب رشد پراکندگی رامان پس‌رو به پراکندگی رامان پیش‌رو را می‌توان بر طبق معادله زیر محاسبه نمود [۳ و ۷]:

$$\frac{\gamma_B}{\gamma_F} \approx \sqrt{2} \left(\frac{n_e}{n_c}\right)^{\frac{-3}{4}} \quad (3)$$

این معادله به خوبی بیان می‌کند که ضریب رشد مربوط به پراکندگی رامان پس‌رو در حالت پلاسمای با چگالی کمتر از n_c از ضریب رشد مربوط به پراکندگی رامان پیش‌رو بیشتر است، به طوری که با تغییر چگالی از n_c تا $0.1n_c$ این نسبت از ۸ تا ۴۵ تغییر می‌کند. بنابراین هرچه چگالی محیط

کمتر شود، ضریب رشد پراکندگی رامان پس‌رو در مقایسه با پراکندگی رامان پیش‌رو بیشتر خواهد شد [۳].

یک بسته موج سوت‌کش الکترومغناطیسی یک بعدی که در جهت میدان مغناطیسی خارجی محیط پلازما در حال انتشار می‌باشد را در نظر می‌گیریم. میدان الکتریکی مربوط به این بسته موج را می‌توان به صورت رابطه زیر نمایش داد:

$$\vec{E} = \sum_K \vec{E}_K \exp i(Kz - \omega Kt) \quad (4)$$

برهم‌کنش ذرات محیط با این میدان الکتریکی، تابع توزیع ذرات پلازما را تغییر خواهد داد. تغییرات تابع توزیع برحسب زمان را می‌توان به شکل زیر به دست آورد [۸]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \sum_K \left[\frac{\partial}{\partial p_z} \frac{kv_{\perp}}{\omega K} + \frac{1}{p_{\perp}} \frac{\partial}{\partial p_{\perp}} p_{\perp} \left(1 - \frac{kv_z}{\omega K} \right) \right] f \times \left\{ DK \left[\left(1 - \frac{kv_z}{\omega K} \right) \frac{\partial f}{\partial p_{\perp}} + \frac{kv_{\perp}}{\omega K} \frac{\partial f}{\partial p_z} \right] \right\} \quad (5)$$

که در آن

$$DK = \frac{\pi e^2}{\gamma} E_K^{\gamma} \delta \left(\omega K - K v_z - \frac{\Omega e}{\gamma} \right) \quad (6)$$

اگر فرض کنیم که موج سوت‌کش با فرکانسی به صورت ω_K در محیط در حال انتشار باشد، این موج می‌تواند تنها با الکترون‌هایی که با سرعتی برابر با

$$v_z = \frac{\left(\omega_K - \frac{\Omega e}{\gamma} \right)}{k} \quad (7)$$

در جهت میدان مغناطیسی در حال انتشار می‌باشند برخورد نماید. به این الکترون‌ها، الکترون‌های تشدید می‌گفته می‌شود. در

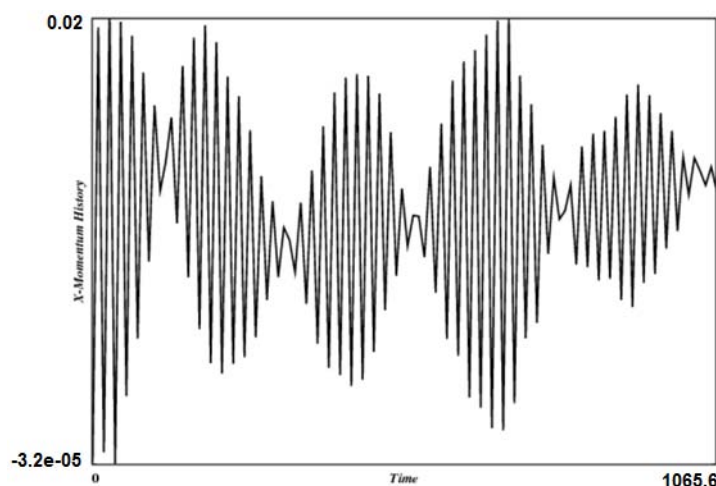
روابط (۵) و (۶) و (۷)، $p_z = m v_z \gamma$ و $\gamma = \sqrt{1 + \frac{p^2}{m^2 c^2}}$ ثابت

نسبیتی است.

با توجه به تابع پاشندگی امواج سوت‌کش الکترومغناطیسی، سرعت فاز این امواج و سرعت الکترون‌های تشدید در طول موج‌های بلند، به معادله زیر برای سرعت الکترون‌های

۱. Raman Backward Scattering

۲. Raman Forward Scattering



شکل ۱. تکانه خطی ذرات در جهت محور x تا زمان تحول ۱۰۶۵ s.

تشدیدی در حالت پایا می‌رسیم [۸]:
 روش PIC استفاده شده است. در بررسی صورت گرفته به وسیله این کد، موجی الکترومغناطیسی با قطبش خطی در جهت محور z را به داخل محیط پلاسما (در راستای x) عبور می‌دهیم. محیط پلاسما شامل یک نوع ذره با نسبت بار به جرم ۱- و تعداد ۲۵۶ ذره می‌باشد. فرکانس پلاسما در این حالت برابر با یک در نظر گرفته شده است. طول محیط طوری انتخاب شده است که اندازه بردار موج مد اول تهییج شده در محیط پلاسما یعنی $K_0 = \frac{\gamma\pi}{L}$ برابر با ۵/۰ شود. موج ورودی دارای بردار موج K بوده و محاسبات در گام‌های زمانی با طول بازه ۰/۱۵ ثانیه انجام می‌پذیرد.

شکل‌های ۱ و ۲ به ترتیب تکانه خطی در جهت محور x و انرژی میدان الکتریکی در جهت محور x را تا زمان ۱۰۵۶s نشان می‌دهند. این میدان الکتریکی همان میدان الکترواستاتیکی تهییج شده در پراکندگی رامان می‌باشد، که سبب افزایش تکانه ذرات در جهت طولی می‌گردد. همان طور که مشاهده می‌شود، انرژی میدان الکتریکی در حال افزایش بوده و تشکیل امواج الکترواستاتیکی در شکل ۱ به خوبی نمایان هستند. از آنجایی که هیچ گونه رشد سریع تکانه را برای ذرات مشاهده نمی‌کنیم بنابراین، پراکندگی رامان پس‌رو در حال صورت گرفتن می‌باشد و تا این زمان اثری از پراکندگی رامان پیش‌رو مشاهده نمی‌شود. شکل‌های ۳ و ۴ تکانه خطی و انرژی میدان در جهت محور x

$$V_{\perp}^2 + G^2 \left[\left(-\frac{V_z}{\gamma} \mp \sqrt{\frac{V_z^2}{\gamma^2} - 1} \right)^{\frac{4}{3}} + \gamma^2 \left(-\frac{V_z}{\gamma} \mp \sqrt{\frac{V_z^2}{\gamma^2} - 1} \right)^{\frac{2}{3}} \right] = C \quad (۸)$$

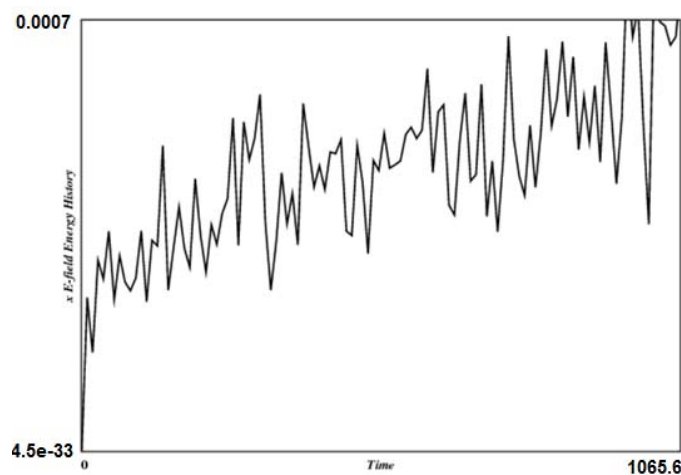
که در آن $V_{\perp} = \frac{v_{\perp}}{v_{th}}$ ، $V_z = \frac{v_z}{v_{th}}$ و $G^2 = \frac{\gamma}{2} \left(\frac{v_{ae}}{v_{th}} \right)^{\frac{2}{3}}$ یک مقدار ثابت و $v_{ae} = \frac{c\omega_e}{\omega_p}$ بیانگر سرعت الکترون‌های آلفن^۱ می‌باشد.

بررسی خطوط پراکندگی الکترون‌های تشدیدی به دست آمده از معادله (۸)، بیانگر انتقال انرژی به این ذرات در جهت عمود بر راستای انتشار موج صوتی الکترومغناطیسی است.

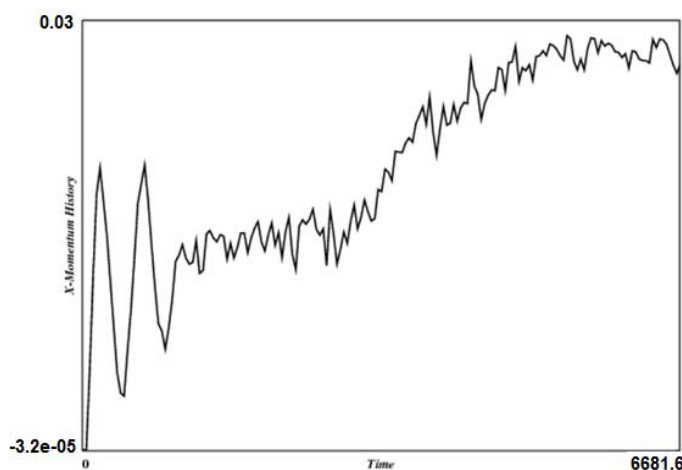
Xem1

قبل از شبیه‌سازی یک محیط پلاسمای کامل و عبور پالس لیزر از داخل آن، پدیده رامان و گرمایش دو مرحله‌ای را با عبور یک موج الکترومغناطیسی از داخل محیط پلاسما با استفاده از کد Xem1 مورد بررسی قرار می‌دهیم.

۱. Alfvén electron velocity



شکل ۲. انرژی میدان الکتریکی در جهت محور x تا زمان تحول ۱۰۶۵ s.

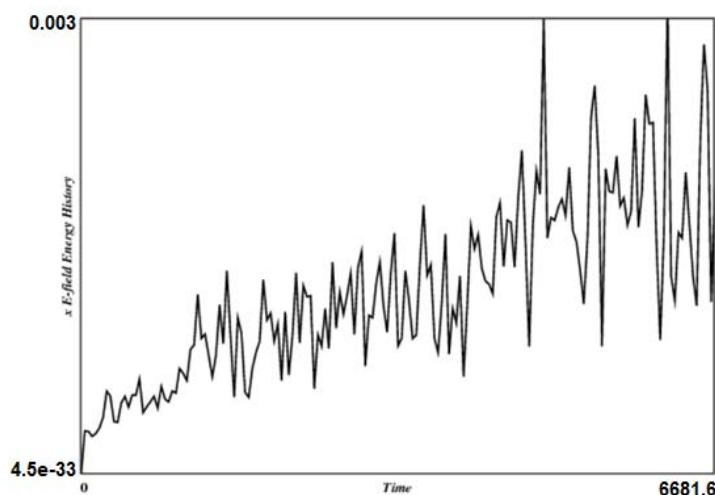


شکل ۳. تکانه خطی ذرات در جهت محور x تا زمان تحول ۶۶۸۱ s.

رفتارهای پلازما مورد استفاده قرار می‌گیرد. یکی از پیشرفته‌ترین کدهای نوشته شده با استفاده از روش PIC، کد XOOPIC است. به دلیل امکانات بالای این کد دو بعدی در بررسی رفتار امواج در محیط پلازما، استفاده از آن در بررسی ناپایداری‌های محیط و چگونگی گرمایش ذرات محیط پلازما بسیار مفید می‌باشد. از این‌رو در بررسی ناپایداری رامان تحریکی و گرمایش الکترون‌های محیط توسط امواج سوت‌کش از این کد استفاده کرده‌ایم. در کارهای صورت گرفته در این زمینه اکثراً به بررسی تحولات زمانی محیط پلازما پرداخته شده است و ما در اینجا تحولات مکانی محیط پلازما و انتشار مکانی امواج در داخل محیط را بررسی می‌نماییم.

و این بار تا زمان طولانی‌تر ۶۶۸۱s را نشان می‌دهند. در شکل ۳ یک رشد سریع تکانه قابل مشاهده می‌باشد و این درست زمانی است که پراکندگی رامان پیش‌رو شروع می‌شود. همان‌گونه که انتظار می‌رفت، این پراکندگی با یک تأخیر زمانی نسبت به پراکندگی رامان پس‌رو صورت می‌گیرد. در این حالت ذرات با گیر افتادن در دامنه امواج الکترواستاتیکی با سرعت فاز بالا، که در پراکندگی رامان پیش‌رو تولید شده‌اند، یک رشد سریع انرژی را تجربه می‌کنند. تغییرات انرژی میدان نیز در شکل ۴ قابل مشاهده است.

استفاده از روش PIC به صورت گسترده‌ای در بررسی



شکل ۴. انرژی میدان الکتریکی در جهت محور x تا زمان تحول ۶۶۸۱ s.

محور y ، ۲۵۶ عدد می‌باشد. با توجه به این مقادیر و اینکه اندازه هر سلول در جهت محور y دو برابر اندازه آن در جهت محور x در نظر گرفته شده است، محیط پلازما دارای طول $m^{-5} \times 3.3 \times 10^{-5}$ و عرض $m^{-5} \times 1.6 \times 10^{-5}$ است. محاسبات در این روش در هر گام زمانی که در ورودی برنامه تعریف می‌گردد، انجام می‌گیرد. گام زمانی به کار رفته در این شبیه سازی $s^{-17} \times 6.187 \times 10^{-17}$ می‌باشد.

تعداد ذرات محاسباتی به کار رفته در این شبیه سازی در هر سلول ۱۶ عدد می‌باشد. در این محاسبات عددی دمای اولیه الکترون‌ها و یون‌های محیط $10^6 eV$ ، یون‌ها به‌عنوان ذرات زمینه محیط پلازما و توزیع اولیه ذرات به صورت ماکسولی در نظر گرفته شده‌اند. با توجه به این انرژی، سرعت گرمایی الکترون‌های محیط در حدود $0.24 C$ است.

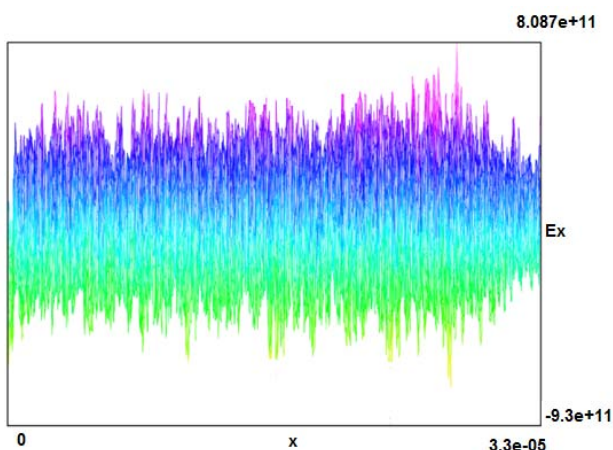
هندسه به کار رفته در این شبیه‌سازی شامل صفحاتی رساناست که در مرزهای محیط پلازما قرار گرفته‌اند. در انتهای سمت چپ محیط (جایی که پالس لیزر به داخل محیط وارد می‌شود) محیطی خلأ گونه به اندازه 10 سلول مکانی در نظر گرفته شده است.

شکل‌های ۵ و ۶ میدان الکتریکی در جهت محور x را بر حسب مکان نمایش می‌دهند. از آنجایی که جهت انتشار پالس لیزر نیز محور x در نظر گرفته شد، بنابراین میدان‌های طولی

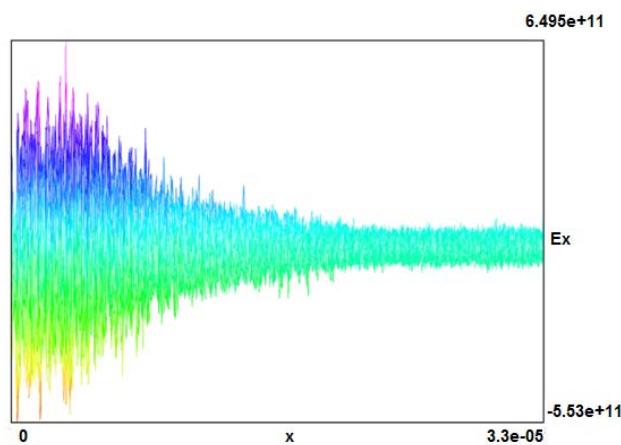
در شبیه‌سازی صورت گرفته، پالس لیزر از خارج به محیط پلاسمای هیدروژنی تابانده می‌شود. پارامترهای به کار رفته در این شبیه‌سازی برای محصورسازی به روش لختی مناسب می‌باشد. پالس لیزر به کار رفته در راستای محور x به داخل محیط پلازما تابانده شده و بنابراین در این راستا منتشر می‌گردد. این پالس گوسی شکل، دارای قطبش خطی در جهت محور y بوده و طول موج آن $\lambda = 0.527 \mu m$ می‌باشد. با توجه به این طول موج، دوره تناوب مربوط به پالس لیزر برابر با $T = 1.8 fs$ می‌باشد. چگالی بحرانی محیط پلازما نیز $n_c = 4 \times 10^{21} cm^{-3}$ انتخاب شده است. علاوه بر این، پالس لیزر به کار رفته دارای طول زمانی $60 T$ و شدت $I = 1.18 \frac{w}{cm^2}$ است.

محیط پلاسمای به کار رفته در شبیه‌سازی دارای چگالی پلاسمایی در حدود $n = 0.1 n_c$ است. این مقدار چگالی برای محیط، فرکانس پلاسما $\omega_p = 0.03 \omega_0$ ، که در آن ω_0 فرکانس پالس لیزر ورودی می‌باشد را ایجاب می‌نماید. با توجه به این مقادیر طول موج پلازما سه برابر طول موج پالس لیزر ورودی خواهد بود.

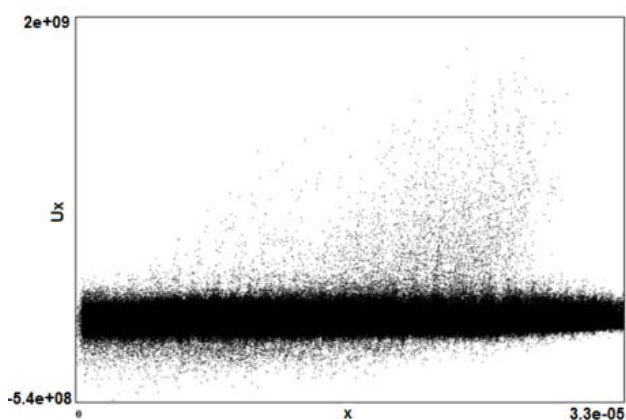
کد XOOPIC از روش گسسته سازی محیط پلازما در حل معادلات ماکسول استفاده می‌کند. در این شبیه‌سازی هر طول موج پالس لیزر، ۱۶ سلول محیط را در بر می‌گیرد. تعداد سلول‌های به کار رفته در جهت محور x ، 1024 و در جهت



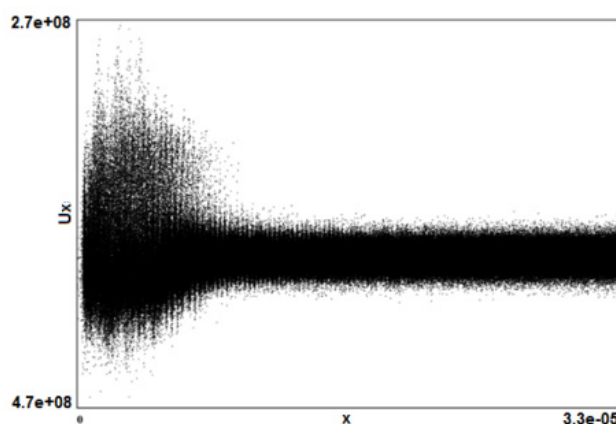
شکل ۶. میدان الکتریکی طولی در گام زمانی ۲۵۴۷.



شکل ۵. میدان الکتریکی طولی در گام زمانی ۱۱۲۳.



شکل ۸. سرعت طولی الکترون‌ها در گام زمانی ۲۵۴۷.

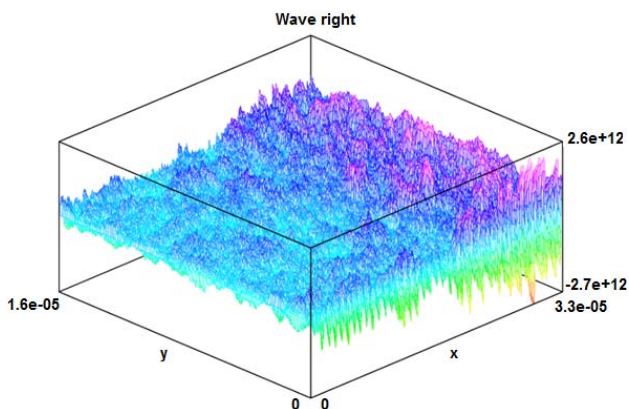


شکل ۷. سرعت طولی الکترون در گام زمانی ۱۱۲۳.

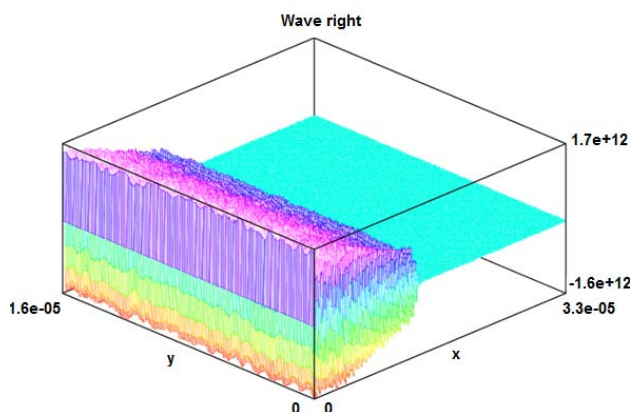
لانداؤ شروع به میرا شدن می‌کنند.

شکل‌های ۷ و ۸ فضای سرعت-مکان (سرعت و مکان هر دو در جهت طول پلازما) الکترون‌های محیط را به ترتیب در گام‌های زمانی ۱۱۲۳ و ۲۵۴۷ نشان می‌دهند. در شکل ۷ موج پلاسمای الکترونی با گیراندازی الکترون‌های محیط باعث افزایش سرعت این ذرات می‌گردد. از آنجایی که سرعت فاز مربوط به امواج پلاسمای الکترونی در B-SRS کوچک است بنابراین نمی‌توان انتظار افزایش سرعت بالایی برای الکترون‌ها را داشت. با گذشت زمان، همان گونه که در شکل ۶ نیز مشاهده شد، پالس لیزر به‌طور کامل وارد محیط پلازما شده و در قسمت‌های انتهایی محیط پلازما در اثر پراکندگی رامان پیش‌رو، امواج پلاسمای الکترونی با سرعت فاز بالا تولید می‌کند. این امواج نیز در اثر گیراندازی الکترون‌های قسمت انتهایی محیط

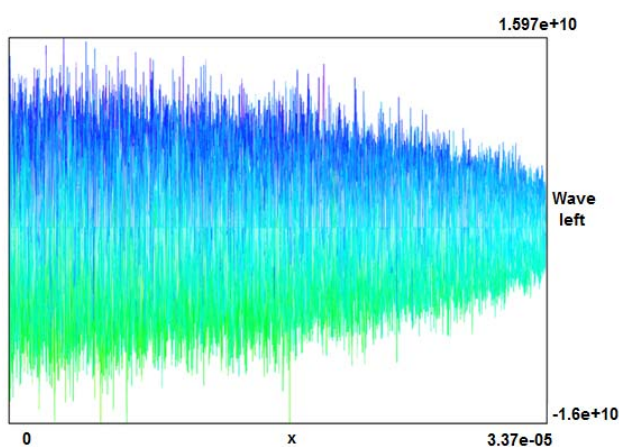
نشان داده شده در این شکل‌ها بیانگر امواج پلاسمای الکترونی تولید شده در پراکندگی رامان می‌باشند. شکل ۵، میدان الکتریکی را در گام زمانی ۱۱۲۳ (معادل ۴۲ دوره تناوب پالس لیزر ورودی) و در $y = 8/4 \times 10^{-5} m$ نشان می‌دهد. همان گونه که انتظار می‌رفت موج پلاسمای الکترونی تشکیل شده در ناحیه چپ شکل بیانگر پراکندگی رامان پس‌رو در زمان‌های اولیه ورود پالس لیزر به محیط پلازما می‌باشد. شکل‌های ۶ میدان الکتریکی طولی را در گام زمانی ۲۵۴۷ (معادل ۹۷ دوره تناوب پالس لیزر ورودی) نمایش می‌دهد. در این شکل موج پلاسمای الکترونی تشکیل شده در قسمت انتهایی محیط پلازما بیانگر پراکندگی رامان پیش‌رو در این ناحیه می‌باشد. همان گونه که در این شکل مشاهده می‌شود امواج پلاسمای الکترونی ایجاد شده در پراکندگی رامان پس‌رو با گذشت زمان در اثر میرایی



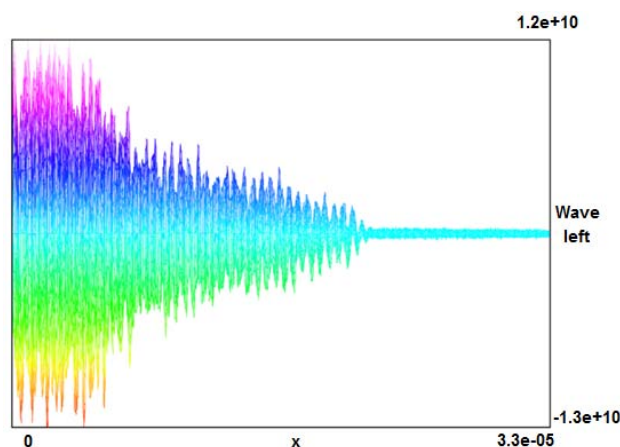
شکل ۱۰. امواج الکترومغناطیسی در جهت محور x در گام زمانی ۲۵۴۷.



شکل ۹. امواج الکترومغناطیسی در جهت محور x در گام زمانی ۱۱۲۳.



شکل ۱۲. امواج الکترومغناطیسی در جهت خلاف جهت محور x در گام زمانی ۲۵۴۷.



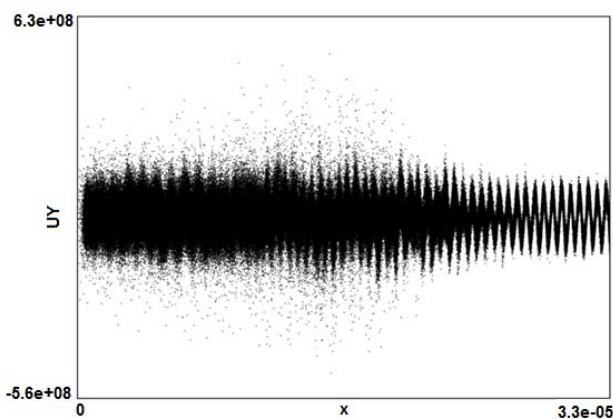
شکل ۱۱. امواج الکترومغناطیسی در جهت خلاف جهت محور x در گام زمانی ۱۱۲۳.

پلازما شده است و به قسمت‌های انتهایی محیط پلازما نیز رسیده است. با توجه به حالت میرایی پالس لیزر مشاهده شده در شکل ۹ و دامنه بزرگ موج تشکیل شده در قسمت انتهایی راست محیط پلازما در شکل ۱۰، این موج نمی‌تواند بیانگر پالس لیزر ورودی باشد. بنابراین همان گونه که انتظار داشتیم این قله بیانگر موج الکترومغناطیسی پراکنده شده در F-SRS می‌باشد که در جهت پالس لیزر ورودی در حال انتشار است.

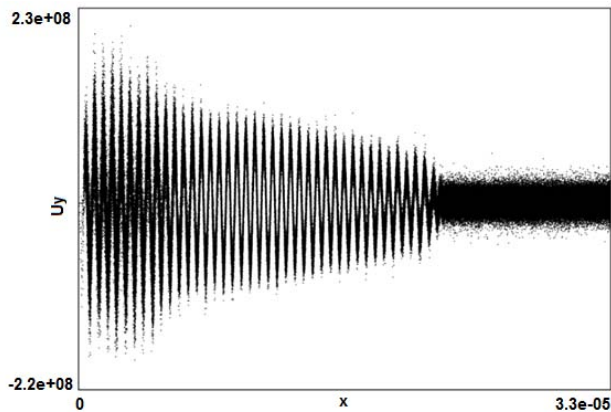
شکل‌های ۱۱ و ۱۲ امواج الکترومغناطیسی عرضی در حال انتشار در جهت خلاف جهت انتشار پالس لیزر ورودی را به ترتیب در گام‌های زمانی ۱۱۲۳ و ۲۵۴۷ و در $y=0$ نشان می‌دهد. در شکل ۱۱ و در قسمت ابتدایی ورود پالس لیزر به محیط پلازما دو قله موج قابل مشاهده می‌باشد. یک قله بیانگر قسمتی از پالس

سبب افزایش انرژی این ذرات می‌گردند. افزایش بالاتر سرعت الکترون‌های قسمت انتهایی محیط پلازما بیانگر سرعت فاز بالای امواج پلاسمای الکترونی در F-SRS نسبت به B-SRS می‌باشد. در اینجا سرعت‌ها نسبیتی (به دلیل انرژی بالای الکترون‌ها) و در سیستم SI در نظر گرفته شده‌اند.

شکل‌های ۹ و ۱۰ به ترتیب نشان دهنده امواج الکترومغناطیسی عرضی در حال انتشار در جهت انتشار پالس لیزر ورودی در گام‌های زمانی ۱۱۲۳ و ۲۵۴۷ می‌باشند. در شکل ۹ هنوز پالس لیزر به طور کامل وارد محیط پلازما نشده است. در شکل ۱۰ همان گونه که انتظار می‌رود پالس لیزر با حرکت به طرف داخل محیط در اثر پراکندگی در حال میرا شدن می‌باشد. در شکل ۱۰ پالس لیزر به طور کامل وارد محیط



شکل ۱۴. فضای سرعت- مکان در جهت محور y در گام زمانی ۲۵۲۷.



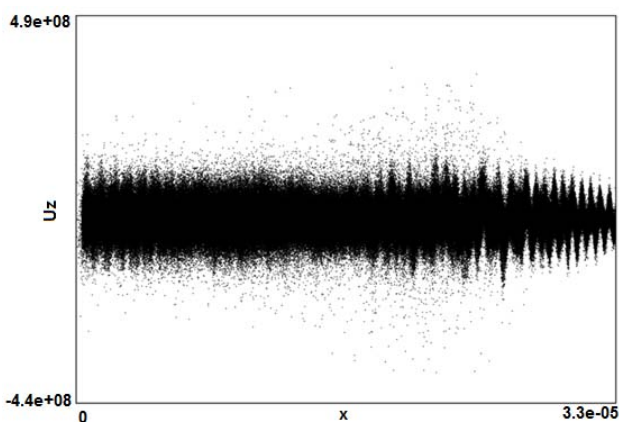
شکل ۱۳. فضای سرعت- مکان در جهت محور y در گام زمانی ۱۱۲۳.

لیزر تابانده شده به محیط می‌باشد و این همان چیزی است که برای موج الکترومغناطیسی پراکنده شده در B-SRS انتظار می‌رفت. موج تولید شده در قسمت انتهایی چپ محیط پلازما دارای فرکانسی تقریباً برابر با فرکانس پالس لیزر ورودی بوده و می‌تواند بیانگر قسمت بازتابیده پالس لیزر از محیط پلازما به شمار آید. در شکل ۱۴ پالس لیزر به‌طور کامل وارد محیط پلازما شده است. در این حالت امواج الکترومغناطیسی پراکنده شده در ناحیه چپ و نزدیک به مرکز محیط پلازما در برهم‌کنش با الکترون‌ها سبب افزایش سرعت این ذرات شده‌اند. همان‌گونه که در این شکل مشاهده می‌شود موج الکترومغناطیسی پراکنده شده در F-SRS در قسمت انتهایی سمت راست محیط تشکیل شده است.

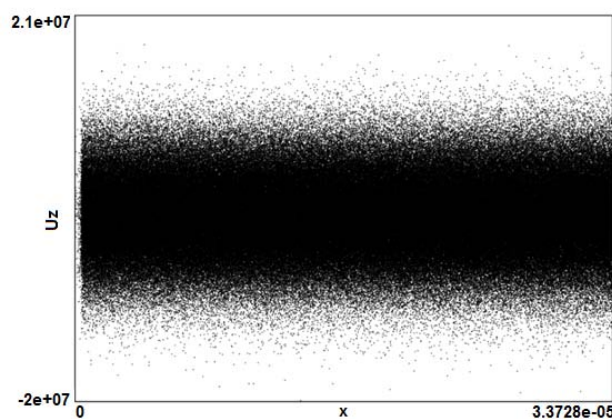
تا اینجا در شبیه‌سازی صورت گرفته هیچ میدان مغناطیسی خارجی در محیط پلازما در نظر گرفته نشد. در برهم‌کنش پالس لیزر با محیط پلازما غیرمغناطیده نمی‌توان انتظار تولید امواج صوت‌کش الکترومغناطیسی را داشت. حال برای تولید این امواج، میدان مغناطیسی خارجی با بزرگی 10 MG را در جهت انتشار پالس لیزر ورودی (در جهت محور x) بر محیط پلازما اعمال می‌نماییم. در حضور این میدان مغناطیسی خارجی، امواج صوت‌کش الکترومغناطیسی در برهم‌کنش پالس لیزر و محیط پلازما تولید می‌گردند. حال می‌توان به بررسی نقش این امواج

لیزر بازتاب شده در محیط پلازما می‌باشد در حالی که قلّه دیگر، موج الکترومغناطیسی پراکنده شده در B-SRS را نشان می‌دهد. در شکل ۱۲ با ورود کامل پالس لیزر به محیط پلازما، امواج الکترومغناطیسی پراکنده شده در B-SRS تقریباً در تمامی نقاط محیط قابل مشاهده است. مشاهده بهتر این امواج الکترومغناطیسی پراکنده شده، در فضای سرعت عرضی الکترون‌ها برحسب مکان امکان‌پذیر می‌باشد.

به منظور ارایه تصویری روشن‌تر از امواج الکترومغناطیسی پراکنده شده در محیط پلازما می‌توان فضای سرعت عرضی الکترون‌ها را برحسب مکانشان (در جهت محور x) مورد بررسی قرار داد. شکل‌های ۱۳ و ۱۴ به ترتیب نشان دهنده فضای سرعت عرضی (در جهت محور y) الکترون‌ها در گام‌های زمانی ۱۱۲۳ و ۲۵۴۷ می‌باشد. برای پالس لیزر ورودی به محیط پلازما قطبشی خطی در جهت محور y در نظر گرفته شد. بنابراین میدان الکتریکی این موج در جهت محور y قرار دارد و می‌تواند با الکترون‌های محیط در جهت این محور برهم‌کنش انجام دهد. این برهم‌کنش در شکل ۱۳ قابل مشاهده است. با کمی توجه بیشتر به شکل ۱۳ می‌توان وجود دو موج با دامنه‌های کوچک را میان پالس لیزر شناسایی نمود. این امواج نیز با الکترون‌های محیط در جهت محور y برهم‌کنش داشته و بنابراین در فضای سرعت عرضی الکترون‌ها آشکار می‌گردند. همان‌گونه که در شکل ۱۳ مشاهده می‌شود فرکانس موج تولید شده در ناحیه نزدیکتر به مرکز پلازما کمتر از فرکانس پالس



شکل ۱۶. سرعت (در راستای z) - مکان در حضور میدان مغناطیسی خارجی در گام زمانی ۲۵۴۷.



شکل ۱۵. سرعت (در راستای z) - مکان در غیاب میدان مغناطیسی خارجی در گام زمانی ۲۵۴۷.

برهم‌کنش با آن، امواج صوت‌کش الکترومغناطیسی را در محیط تولید می‌کند. این امواج نیز در برهم‌کنش با الکترون‌های تشدید می‌کنند. سبب افزایش سرعت این ذرات در جهت عمود بر میدان مغناطیسی خارجی می‌شوند.

در این مقاله با استفاده از کدهای Xoopic و Xem1 به بررسی پراکندگی رامان تحریکی و برهم‌کنش امواج صوتی الکترومغناطیسی تولید شده در عبور پالس لیزر از محیط پلازما پرداختیم. در اینجا بر خلاف کارهای صورت گرفته در این زمینه به بررسی گام به گام انتشار امواج در داخل محیط پلازما و برهم‌کنش آنها با ذرات پلاسمای محیط پرداخته شد. پراکندگی رامان پس‌رو در زمان‌ها و مکان‌های اولیه ورود پالس لیزر به داخل محیط پلازما شروع به انجام شدن می‌کند. این در حالی است که پراکندگی رامان پیش‌رو در زمان‌های تأخیری‌تر و در قسمت‌های انتهایی محیط پلازما قابل مشاهده می‌باشد. موج الکترواستاتیکی برانگیخته شده در پراکندگی رامان پس‌رو در برهم‌کنش با ذرات محیط، باعث انتقال انرژی به این ذرات در جهت انتشار خود می‌گردد. این ذرات در برهم‌کنش با امواج الکترواستاتیکی تولید شده در پراکندگی رامان پیش‌رو تا انرژی‌های بالاتر گرمادهی می‌شوند. بنابراین می‌توان یک گرمایش دو مرحله‌ای برای الکترون‌های محیط در اثر پراکندگی

در گرمایش محیط پلازما پرداخت. بررسی شکل‌های مربوط به سرعت الکترون‌های محیط در جهت محورهای x و y در گام‌های زمانی مختلف در غیاب میدان مغناطیسی خارجی و در حضور این میدان تفاوت چندانی را نشان نمی‌دهد. تأثیر امواج صوتی الکترومغناطیسی در گرمایش محیط پلازما را می‌توان در مقایسه شکل‌های ۱۵ و ۱۶ به خوبی مشاهده نمود. شکل‌های ۱۵ و ۱۶ سرعت الکترون‌های محیط را در جهت محور z به ترتیب در غیاب میدان مغناطیسی خارجی و در حضور این میدان در گام زمانی ۲۵۴۷ نشان می‌دهد. همان‌طور که به وضوح دیده می‌شود سرعت الکترون‌ها با ورود پالس لیزر به محیط پلازما در حضور میدان مغناطیسی افزایش قابل توجهی در جهت محور z پیدا می‌کنند. این همان چیزی است که از نظریه امواج صوت‌کش الکترومغناطیسی انتظار می‌رود. برهم‌کنش میدان مغناطیسی خارجی و میدان‌های مغناطیسی مگاگوسی تولید شده در برهم‌کنش پالس لیزر و محیط پلازما با الکترون‌های محیط تنها می‌تواند عامل تغییر مسیر حرکت ذرات شوند و نمی‌توانند عامل افزایش سرعت این ذرات شوند. با توجه به ثابت ماندن فضای فاز ذرات در راستاهای x و y می‌توان افزایش ۱۰ مرتبه‌ای سرعت برخی از ذرات در راستای محور z، که در مقایسه شکل‌های ۱۵ و ۱۶ قابل مشاهده می‌باشد، را در برهم‌کنش امواج صوت‌کش با ذرات محیط پلازما جستجو نمود. پالس لیزر با ورود به محیط پلاسمای مغناطیده و

فاز الکترون‌های محیط قبل و بعد از اعمال میدان مغناطیسی خارجی، افزایش سرعت الکترون‌ها را در حضور میدان مغناطیسی و در جهت عمود بر این میدان نشان داد. از آنجایی که خود میدان مغناطیسی و دیگر میدان‌های مغناطیسی مگاگوسی تولید شده در برهم‌کنش پالس لیزر با محیط پلازما نمی‌توانند عامل افزایش انرژی ذرات شده باشند، بنابراین امواج سوت‌کش تولید شده در این حالت در برهم‌کنش با الکترون‌های محیط سبب افزایش انرژی این ذرات شده‌اند.

رامان را پیش‌بینی نمود. این گرمایش به صورت کامل در شبیه‌سازی‌های صورت گرفته مشاهده گردید. امواج سوت‌کش الکترومغناطیسی، در عبور پالس لیزر از یک محیط پلاسمای مغناطیده تولید و در برهم‌کنش با الکترون‌های محیط سبب انتقال انرژی به این ذرات در جهت عمود بر میدان مغناطیسی خارجی می‌شود. به منظور تولید وسیع امواج سوت‌کش الکترومغناطیسی، میدان مغناطیسی خارجی بزرگی بر محیط پلازما اعمال نمودیم. مقایسه فضای

- T Klinger, *Phys. Plasmas* **10** (2003) 10.
6. R M G M Trines, L P J Kamp, T J Schep, F W Stuijter, W P Leemans, and E H Esarey, *J. Plasma Physics* **71** (2005) 4.
 7. A Bret, "Introduction to Plasma Physics- II", Massachusetts Institute of Technology (2001).
 8. V I Sotnikov, Y Sentoku, and V B Krasovitskii, *Physics of Plasmas* **12** (2005) 082107.

1. P Jha, G Raj, and A K Upadhyaya, *IEEE Transactions on Plasma Science* **34** (2006) 3.
2. C J Walsh, C M Villeneuve, and H L Baldis, *physical review letters* **53** (1984) 15.
3. C Lihua, C Tieqiang, L Zhanjun, and Z Chunyang, *Plasma Sci. Technol.* **9** (2007) 422.
4. R N Stenzel, *The physics of fluids* **19** (1976) 6.
5. M Christian, F Kleiber, G Bonhomme, O Grulke, and