

مرز رشد ناپایداری رشته ای در پلاسمای پیش فشرده افروزش سریع پرتونی

یعقوبی سام* - قاسمی زاد، عباس - خوشبین فر، سهیل

دانشگاه گیلان، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

چکیده:

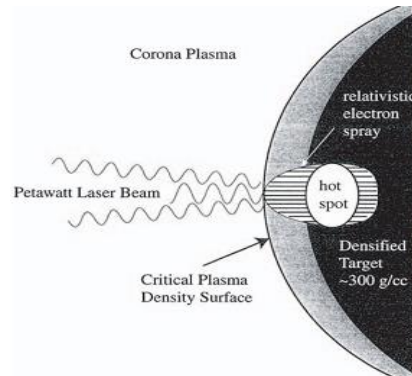
ناپایداری رشته ای نوعی میکرو-ناپایداری است که در مسیر عمود بر انتشار باریکه فرودی در پلازما رشد می کند و در نتیجه موجب اختلال در سازوکار نهشت انرژی موضعی برای تشکیل لکه داغ می گردد. در این پژوهش، ناپایداری رشته ای و اثر تغییرات چگالی و دمایی سیستم باریکه-پلازما بر آهنگ رشد آن در افروزش سریع پرتونی بررسی می گردد. نشان داده شده است که در واقع ناپایداری رشته ای برای باریکه پرتونی، در دماهای پایین و چگالی های نسبی بالا دارای اهمیت خواهد بود. مشاهده می شود که اثرات دمایی پلاسمای دوتریم-تریتیم خودش را برای باریکه هایی با چگالی نسبی بزرگتر از ۱/۰ نمایان کرده و ناپایداری فقط نسبت به دمای الکترون های سیستم باریکه-پلازما حساس می باشد.

کلمات کلیدی: افروزش سریع، ناپایداری رشته ای، راه انداز پرتونی، میکرو-ناپایداری.

مقدمه :

دستیابی به همجوشی محصورشدگی لختی سوخت حاوی دوتریم-تریتیم (DT)، برای رسیدن به همجوشی با مشکلاتی از قبیل ناپایداری هیدرودینامیکی به علت عدم تقارن سوخت فشرده شده و دور شدن از شرایط وقوع همجوشی همراه است. ایده افروزش سریع به عنوان کلید رهایی پلاسمای گداخت از قید تقارن، شامل جدا سازی مرحله فشرده سازی سوخت از مرحله اشتعال است. در این ایده، لیزر با برهم کنشهای الکترومغناطیسی با پوسته پلاسمای چگال، موجب تولید الکترونهای نسبی می شود که وظیفه آنها انتقال انرژی به لکه داغ و ایجاد انفجار در اثر همجوشی و درگیر شدن سوخت سرد در این فرآیند است [۱-۳]. در شکل ۱ مراحل افروزش سریع لیزری با تولید باریکه الکترونی نسبی مشاهده می شود. باریکه الکترون نسبی به شدت با میکرو ناپایداری های الکترواستاتیک و الکترومغناطیسی روبرو اس [۴]. با گسترش فناوری لیزر با پالس های پرتوان، پر شدت و تاباندن آن به یک ورقه نازک، باریکه های پرتونی با انرژی حدود چندین MeV تولید شد که به عنوان گزینه بعدی راه انداز افروزش سریع پیشنهاد گردیدند [۵]. با این حال مشخص شد که رشد میکرو-ناپایداری های در این نوع راه انداز هم می توانند حضور داشته باشند و باعث میرایی باریکه در همان مراحل اولیه در پوسته پلاسمای چگال گردند و انرژی باریکه در مکان مناسب به نهشت گذاشته نشود [۶]. با وجود آهنگ رشد کمتر ناپایداری رشته ای، به دلیل میل ترکیبی شدید

با ناپایداری موازی دو-جریانی با باریکه و نقش تقویت کنندگی آن، این ناپایداری می تواند در ایجاد پایداری کلی سیستم حائز اهمیت باشد.



شکل (۱): طرحواره افروزش سریع توسط الکترونهاى نسبیتی [۳].

تاکنون به کمک مدیریت دمایی، طیف کامل باریکه پروتونی از نظر ناپایداری دو-جریانی پایدار شده است [۷]. با این وجود، مشکلی که در این پایدار سازی وجود دارد این است که با افزایش دمای باریکه و پلاسما، دامنه رشد ناپایداری دو-جریانی به مقدار قابل پذیرش کاهش می یابد. از طرف دیگر کاهش آهنگ رشد ناپایداری دو-جریانی، فقط برای باریکه هایی با چگالی نسبی ۰/۱ صورت گرفته است، در صورتی که افزایش چگالی نسبی بر آهنگ رشد ناپایداری رشته ای تاثیر قابل توجهی دارد. در این مقاله ناپایداری رشته ای و پارامترهای تاثیر گذار بر آهنگ رشد آن از جمله چگالی نسبی باریکه به پلاسما و دمای سیستم باریکه-پلاسما در مورد راه انداز افروزش سریع مورد بررسی قرار می گیرد و با حل معادله پاشندگی، شرایط کنترل ناپایداری رشته ای مشخص شده و گستره های دمایی برای سیستم باریکه-پلاسما با چگالی های مختلف و ارتباط این محدوده با بیشینه آهنگ رشد ناپایداری رشته ای بررسی می شود.

ناپایداری رشته ای در مدل گرم

در این پژوهش، مدل جنبشی سیستم برهمکنشی باریکه پروتون فرودی بر محیط پلاسمای هیدروژنی پیش فشرده افروزش سریع بررسی می گردد و در آن، ذرات محیط پلاسما بدون برخورد فرض می شوند، یعنی در افروزش سریع، مدت زمان لازم برای انفجار سوخت از پیش فشرده، کوتاهتر از زمان برخورد بین ذرات، در نظر گرفته شده است و از طرف دیگر میدانهای الکتریکی و مغناطیسی ثابت بیرونی، حضور نداشته و ذرات سیستم تنها تحت تاثیر میدانهای حاصل از آشفستگی سیستم قرار خواهند داشت، که در اینجا تنها میدانهای مرتبه اول ایجاد شده، در نظر گرفته شده است. با این مفروضات، می توان مدل سازی سیستم را با شکل خطی معادله ولاسف آغاز کرد [۸]:

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_s}{\partial \vec{r}} + q_s \left(\vec{E} + \frac{\vec{v} \times \vec{B}}{c} \right) \frac{\partial f_{s,0}}{\partial v} = 0 \quad (1)$$

در معادله بالا $f_{s,0}$ نشان دهنده تابع توزیع ذرات سیستم قبل از آشفستگی و f_s تابع توزیع ذرات بعد از آشفستگی می باشد و s نشان دهنده نوع ذره است. سرعت باریکه فرودی پروتون $(0.178c)$ 15 MeV می باشد. از این رو ملاحظات غیر نسبیتی در نظر گرفته می شود. با ترکیب معادله و لاسف با معادلات ماکسول و قانون اهم، معادله پاشندگی به صورت زیر استخراج می شود:

$$\varepsilon_{ij} = \delta_{ij} + \sum_s \frac{\omega_s^2}{n_s \omega^2} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} d^3v v_i \frac{\partial f_{s,0}}{\partial v_j} + \int_{-\infty}^{+\infty} d^3v v_i v_j \left(\frac{\partial f_{s,0} / \partial v_j}{(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v})} \right) \right\} \quad (2)$$

جهت بررسی ناپایداری ها با تشکیل تانسور پلاسما، معادله پاشندگی مربوط به سیستم باریکه-پلاسما بیان و ریشه های آن استخراج می شود. ریشه های حقیقی مربوط به حالت های پایدار سیستم باریکه-پلاسما است، در حالی که ریشه های موهومی هر کدام نشانی از حضور ناپایداری خواهد بود. ریشه های با بخش موهومی منفی، مربوط به امواج ناپایدار میرا و ریشه های با بخش موهومی مثبت بر آهنگ رشد ناپایداری دلالت دارند. همانگونه که اشاره شد، در تقریب ساده تک بعدی، باریکه پروتونی فرودی در پلاسما همگن هیدروژن در نظر گرفته شده است. دلیل این امر آن است که با در نظر گرفتن افزایش وزن ذرات، آهنگ رشد ناپایداری کاهش خواهد یافت. در محاسبات، پلاسما همواره از نظر بار و جریان، خنثی در نظر گرفته می شود که می توان در روابط زیر، مقدار ρ و \mathbf{J} را برابر صفر قرار داد:

$$\rho = \sum_s n_s e_s, \quad \mathbf{J} = \sum_s n_s v_s e_s \quad (3)$$

در روابط بالا s به نوع ذره بر می گردد. از آنجایی که یون های زمینه بی حرکت در نظر گرفته می شوند در نتیجه با صفر قرار دادن سرعت آنها روابط زیر را خواهیم داشت:

$$n_e = n_b + n_p, \quad n_e v_e = n_b v_b \quad (4)$$

زیروند p ، e و b به ترتیب نشان دهنده پروتونها و الکترون های زمینه و پروتون های باریکه می باشند. توابع توزیع ذرات در مدل گرم، برای انتشار در جهت y ، به صورت زیر در نظر گرفته می شوند:

$$f_a(v) = \frac{n_e}{\pi^{\frac{3}{2}} v_{th,a}^{\frac{3}{2}}} \exp\left(-\frac{(v_x^2 + v_z^2)}{v_{th,a}^2}\right) \exp\left(-\frac{(v_y - v_a)^2}{v_{th,a}^2}\right), \quad a = e, b \quad (5)$$

$$f_p(v) = \frac{n_p}{v_{th,p}^3} \exp\left(-\frac{(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{v_{th,p}^2}\right) \quad (6)$$

با جانمایی این توابع توزیع در معادله (۵) و استفاده از کمیت های بدون بعد زیر رابطه پاشندگی سیستم برهمکنشی به صورت نهایی زیر بدست می آید.

$$x = \frac{\omega}{\omega_e}, \quad Z = \frac{kc}{\omega_e}, \quad \gamma = \frac{n_b}{n_p}, \quad \alpha = \frac{v_b}{c}, \quad R = \frac{m_e}{M_p} \quad (7)$$

$$x^2 - Z^2 - 1 - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\left(\frac{\alpha \gamma}{1 + \gamma} \right)^2}{2 \eta^2} \right) W \left(\frac{x}{Z \eta} \right) - \frac{R \gamma}{(1 + \gamma)} - \frac{R \gamma}{2(1 + \gamma)} \left(1 + \frac{\alpha^2}{2 \beta^2} \right) W \left(\frac{x}{Z \beta} \right) \quad (8)$$

$$- \frac{R}{(1 + \gamma)} - \frac{R}{2(1 + \gamma)} W \left(\frac{x}{Z \tau} \right) = 0$$

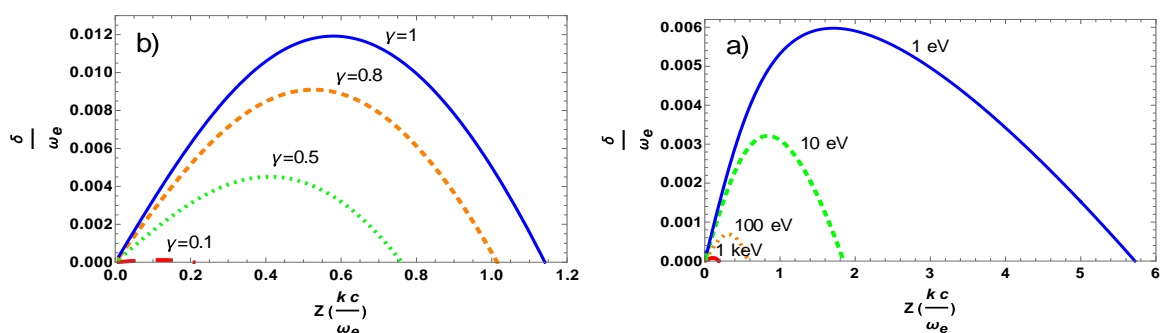
معادله بالا، معادله پاشندگی باریکه پروتونی در پلاسمای چگال برای انتشار ناپایداری رشته ای و تابع $W(u)$ مشتق تابع پهن رفت پلاسمای می باشد که به صورت زیر تعریف می شود:

$$W(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx x \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right)}{(x - \xi)} \quad (9)$$

کمیت های η, β, τ به ترتیب معیاری از دمای یونی زمینه، باریکه پروتونی و الکترون سیستم باریکه-پلاسمای می باشد و با روابط زیر قابل تعیین است:

$$\eta = \frac{v_{the}}{c}, \quad \beta = \frac{v_{thb}}{c}, \quad \tau = \frac{v_{thp}}{c}, \quad v_{th} = \sqrt{\frac{2KT}{M}} \quad (10)$$

در این مورد در مرحله اول، دمای باریکه $1 MeV$ و دمای مؤلفه های پلاسمای پیش فشرده $1 keV$ در نظر گرفته شده است. ریشه های معادله (۸) به عنوان آهنگ رشد این ناپایداری، با کمک روشهای ریشه یابی غیر خطی در نرم افزار Mathematica به دست آمد. سپس، این معادله به ازاء مقادیر مختلف دماهای باریکه و ذرات پلاسمای چگال در طول موجها و چگالی های مختلف حل شده است. نتایج حاصل از بررسی آهنگ رشد ناپایداری رشته ای مطابق شکل ۲ ارائه شده است.



شکل (۲): (a) آهنگ رشد ناپایداری رشته ای در دماهای متفاوت الکترون های زمینه ی پلاسمای چگال در چگالی نسبی ۰٫۱ و (b) آهنگ رشد ناپایداری رشته ای در چگالی نسبی مختلف باریکه-پلاسمای در طول موجهای متفاوت.

شکل (۲) نمودار (a)، افزایش آهنگ رشد ناپایداری رشته ای برای باریکه با چگالی ۰٫۱ در اثر کاهش دمای الکترون های زمینه و نمودار (b)، آهنگ رشد ناپایداری رشته ای با افزایش چگالی نسبی باریکه پروتونی به پلاسمای را نشان می دهند. همان طور که مشخص است با کاهش دمای الکترون های زمینه، آهنگ رشد

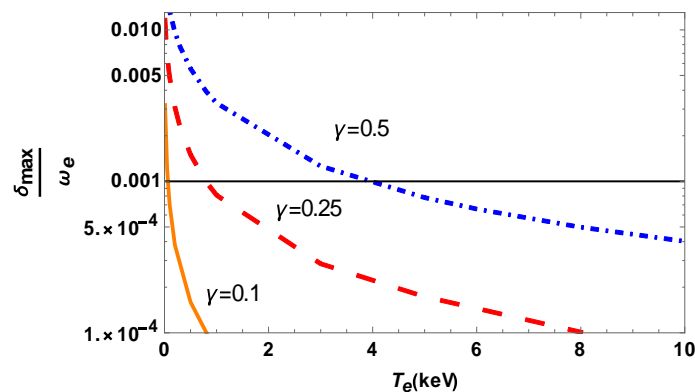
ناپایداری افزایش شدیدی می یابد، در صورتی که بررسیها نشان می دهد آهنگ رشد ناپایداری، حساسیت چندانی به تغییرات دمایی باریکه و یون های زمینه ندارد. در واقع ناپایداری رشته ای برای باریکه پروتونی، در دماهای پایین و چگالی های نسبی بالا دارای اهمیت خواهد بود.

تحلیل پایداری:

برای تحلیل پایداری ناپایداری رشته ای در اشتعال سریع معمولاً از رابطه زیر استفاده می شود [9]:

$$\delta_{\max} t_{\text{flight}} = N \quad (11)$$

در رابطه بالا δ_{\max} بیشینه آهنگ رشد ناپایداری، t_{flight} زمان رسیدن باریکه پروتونی به قلب سوخت آماده همجوشی و N تعداد دفعاتی است که دامنه ناپایداری رشته ای، e برابر دامنه اولیه گردد. در محاسبات مربوطه اگر مقدار N از ۵ کمتر باشد می توان امیدوار بود که ناپایداری رشته ای، اختلال تاثیرگذاری، بر تحول سیستم باریکه-پلازما ایجاد نخواهد کرد. برای تعیین مقدار t_{flight} برای لکه داغ به ابعاد $100 \mu\text{m}$ با سرعت $0.178c$ ، می توان نشان داد که $t_{\text{flight}} \approx 2 \times 10^{-12} \text{ s}$. در نتیجه برای دستیابی به حد پایداری پلاسمای همجوشی با چگالی 10^{21} cm^{-3} باید مقدار زیر را برای آهنگ رشد داشته باشیم: $\delta_{\max} \leq 10^{-3}$. با داشتن کمیت های فوق و حل معادله (۸)، مرز ناپایداری رشته ای برای دماهای مختلف الکترون های پلازما و چگالی های نسبی باریکه در شکل (۳) نمایش داده شده است. این نمودار بیشینه آهنگ رشد ناپایداری رشته ای را در دماهای مختلفی از الکترون های زمینه نشان می دهد. همان طور که مشخص است خط در آهنگ رشد 0.01 ، در محدوده پایدار و ناپایدار را مشخص می کند. بخشی از نمودار که در بالای این خط قرار دارد، محل رشد ناپایداری رشته ای و خطوط زیر این خط، محدوده پایدار را نشان می دهد.



شکل (۳): بیشینه آهنگ رشد ناپایداری رشته ای در دماهای مختلف الکترون های زمینه در چگالی های نسبی متفاوت.

فقط در چگالی های نسبی کمتر از 0.1 تقریباً در تمامی دماهای پلاسمای همجوشی، ناپایداری رشته ای قابل صرف نظر کردن است، اما در چگالی های بالاتر از این مقدار در محدوده هایی از دما که این نمودار نشان می دهد ناپایداری رخ خواهد داد. به طوری که هر چه چگالی نسبی از مقدار 0.1 بیشتر شود باید نگران ظهور

این ناپایداری در محدوده های گسترده تری از دماها بود، در نتیجه برای رفع نگرانی از حضور ناپایداری رشته ای باید دماها در حد keV انتخاب شود. اخیراً، در چارچوب مدل سیال پلاسمای سرد نشان داده شد که آهنگ رشد ناپایداری طولی دو جریانی در این محدوده چگالی به صورت خودکار با افزایش دمای پلازما میرا می گردد [۷،۱۰].

نتیجه گیری :

اطمینان از سلامت ترابرد باریکه افروزشی و نهشت موثر انرژی در افروزش سریع پروتونی دارای اهمیت بسزایی است. اخیراً موضوع پایداری ترابرد در امتداد باریکه فرودی به صورت تحلیلی و عددی مطالعه شده است و نشان داده می شود که در دمای keV ۰.۳۲ و فراتر، ناپایداری الکترواستاتیکی میرا می گردد. با این وجود، در پژوهش های افروزش سریع لیزری نشان داده شده است که آهنگ رشد ناپایداری الکترومغناطیسی رشته ای نیز پایداری ترابرد را به خطر می اندازد. تاکنون، در افروزش سریع پروتونی به این مسئله پرداخته نشده است. در این پژوهش، ناپایداری رشته ای برای راه انداز پروتونی اشتعال سریع و اثرات تغییر چگالی نسبی باریکه به پلازما و دمای الکترون های زمینه که سیستم باریکه-پلازما فقط نسبت به آن حساس است بر روی این ناپایداری مورد بررسی قرار گرفت. مشخص شد که برای باریکه هایی با چگالی نسبی کمتر از ۰.۱، اثرات دمایی تاثیر چندانی بر روی آهنگ رشد این ناپایداری ندارد اما برای باریکه هایی با چگالی نسبی بیشتر از ۰.۱، اثرات دمایی الکترون های زمینه قابل مشاهده است، به طوری که در دماهای پایین و در حد الکترون ولت، آهنگ رشد این ناپایداری قابل ملاحظه می باشد و می تواند مشکل جدی برای راه انداز ایجاد کند.

مراجع :

- [1] J. Meyer-ter-Vehn, Fast Ignition of ICF target: an overview, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol.43, A.113-125, 2001.
- [2] M. Tabak, et. al, Review of progress in fast ignition, *Physics of Plasmas*, Vol.12, 057305, 2005.
- [3] C. Deutsch, Fast ignition schemes for inertial confinement fusion, *Euro Physics Journal Applied Physics*, Vol.24, 95-113, 2003.
- [4] A. Bret, C. Deutsch, Beam-plasma electromagnetic instabilities in a smooth density gradient, *Physics of Plasmas*, Vol.12, 102702, 2005.
- [5] E. L. Clark, K. Krushelnick, J. R. Davies, Measurement of energetic proton transport through magnetised plasma from intense laser interactions with solids, *Physical Review Letter*, Vol.84, 670, 2000.
- [6] M. Roth, et. al, Proton acceleration experiment and warm dense Matter Research using high power lasers, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol. 51, 124039, 2009.
- [7] A. Bret, Stable Transport in Proton Driven Fast Ignition, *Physics of Plasmas*, Vol.16, 094505, 2009.
- [8] M. Lazar, S. Poedts and R. Schlickeiser, Wave Propagation in Materials for Modern Applications, InTech, pp. 375-388, 2010.
- [9] C. Deutsch, Transport of mega electron volt protons for fast ignition, *Laser and Particle Beams*, Vol. 21, pp. 33-35, 2003.
- [10] A. Ghasemizad, S. Yaghoubi, and S. Khoshbinfar, Stability analysis of a proton-beam driven fast ignition by using Nyquist criteria, *European Physical Journal Plus*, Vol.129, 145 (2014).