



بیست و یکمین کنفرانس هسته‌ای ایران

۶ و ۷ اسفند ماه ۱۳۹۳ دانشگاه اصفهان

نهشت انرژی کربن در پلاسمای همجوشی تبهگن D-T به روش احتراق سریع

مهسا مهرانگیز^۱؛ عباس قاسمی زاد^۱؛ بابک خانابائی^۲

^۱ دانشگاه گیلان، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

^۲ دانشگاه دامغان، دانشکده فیزیک

چکیده:

در روش احتراق سریع، پلاسمایی با چگالی بالا و دمای پایین، می‌تواند در حین فرآیند فشرده سازی به دست آید. هرگاه دمای نهایی محیط پلاسمای به قدر کافی کم باشد، الکترونهای این محیط تبهگن خواهند بود، در این مقاله نهشت انرژی باریکه کربن با یونهای پلاسمای سوخت پیش فشرده D-T، به روش احتراق سریع، در حضور محیط پلاسمایی تبهگن مورد بررسی قرار گرفت. نتایج محاسبات ما نشان داده است که کربن فرودی در حین عبور خود از درون سوخت تبهگن، انرژی بسیار بالایی را به سبب چگالی زیاد محیط از دست خواهد داد که این امر نیاز ما را به ایجاد دمای اولیه احتراق بالا، کم خواهد کرد.

کلمات کلیدی: احتراق سریع، پلاسمای تبهگن، توان توقف، باریکه کربنی.

مقدمه:

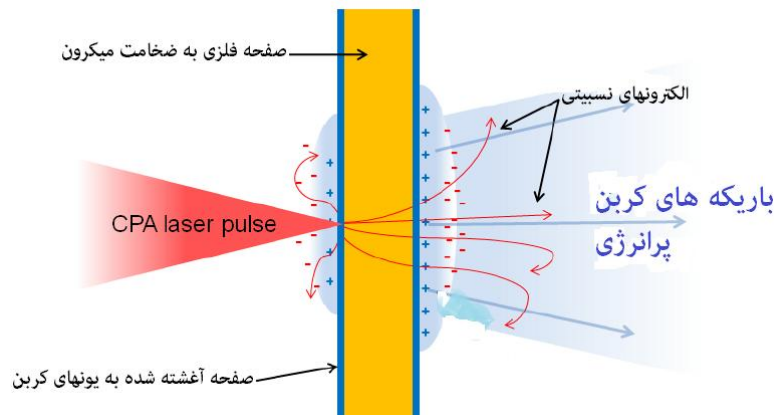
یکی از بهترین روش‌هایی که اخیراً در زمینه همجوشی محصور شدگی لختی پیشنهاد شده، روش احتراق سریع است. در این روش ابتدا سوخت تا چگالی‌های بالا آماده‌هایی کمتر از دمای احتراق، متراکم می‌شود. در ایده اولیه احتراق سریع ایزلرهای با شدت بالا به منظور افزایش دمای سوخت متراکم استفاده می‌شد [۱]. اندرکنش لیزر با سوخت پیش فشرده، سبب تولید باریکه‌ای از الکترونهای پر انرژی می‌شود. این الکترون‌ها از طریق نهشت انرژی شان در ناحیه کوچکی از سوخت پیش فشرده، موجب تشکیل لکه داغ می‌شوند. اما مشکلاتی از قبیل برد طولانی، عدم توانایی نهشت انرژی بالا و کانونی کردن باریکه‌های الکترونی، باعث شده تا امروزه محققان از باریکه‌های یونی جهت ایجاد لکه داغ استفاده کنند [۲]. یون‌ها قابلیت نفوذ در عمق بیشتری از ماده هدف را دارند، علاوه بر این، به علت عدم بازتابش باریکه‌های یونی از ماده هدف، بازده جذب آنها تقریباً ۱۰۰٪ است. همچنین، وابستگی فضایی نهشت انرژی و قابلیت کانونی کردن آن، از دیگر مزایای باریکه‌های یونی می‌باشد. همه این عوامل سببشده



بیست و یکمین کنفرانس هشتای ایران

۷ و ۶ اسفند ماه ۱۳۹۳ دانشگاه اصفهان

تا باریکه های یونی به عنوان گزینه مناسبی جهت ایجاد لکه داغ و احتراق سوخت پیش فشرده به نظر برسد. از این رو، بررسی توان توقف ذرات باردار، در پلاسمای همجوشی، خصوصا در احتراق سریع، حائز اهمیت است. تولید باریکه های یونی با ویژگی های مورد نظر جهت همجوشی به روش احتراق سریع، کاری دشوار است. برای تولید باریکه یونی، صفحات فلزی موسوم به صفحات مبدل، با ضخامتی از مرتبه میکرون را در هدف همجوشی تعبیه کرده و دو طرف آن را با یونهایی که می خواهند به آن شتاب دهند می پوشانند. در اثر اندرکنش لیزر فرودی با صفحات، باریکه یونی ایجاد شده و با حرکت خود به داخل سوخت پیش فشرده، لکه داغ را تشکیل می دهد [۳-۵] (شکل (۱)).



شکل (۱): چگونگی شتاب گرفتن یون کربن، در اثر اندرکنش لیزر با صفحه مبدل در یک سوخت همجوشی [۳].

با وجود آنکه تا کنون بیشتر تحقیقات صورت گرفته جهت احتراق سوخت پیش فشرده، بر روی باریکه های پروتونی استوار بوده، اخیرا استفاده از باریکه های یونی سنگین تر از پروتون، مانند کربن، مورد توجه محققان قرار گرفته است. چرا که این باریکه ها دارای مزایایی مانند نهشت انرژی بیشتر و نیز قدرت کانونی شدن بالاتر در مقایسه با باریکه پروتونی هستند. از این رو در این مقاله، از باریکه یون کربن به منظور احتراق سوخت پیش فشرده استفاده شده است.

پلاسمای تبهگن

نهشت انرژی باریکه های یون فرودی، در پلاسمای سوخت پیش فشرده تبهگن، تا حدودی متفاوت از پلاسمای غیر تبهگن است. زیرا چگالی بالا و دمای پایین پلاسمای تبهگن سبب می شود که نشت انرژی ناشی از برخوردهای کولنی باریکه فرودی با یون های پلاسمای سوخت به خارج از محیط لکه داغ سوخت همجوشی، ناچیز باشد.



بیست و یکمین کنفرانس هشتای ایران

۶ و ۷ اسفند ماه ۱۳۹۳ دانشگاه اصفهان

علاوه بر آن، در پلاسماهای تبهگن، الکترونها در سطح انرژی بسیار کمتر از انرژی فرمی ($KT \ll \epsilon_f$) قرار دارند. این مساله خود عاملی برای کاهش نشت انرژی، به فضای خارج از سوخت است. در پلاسماهای تبهگن می بایست شروط زیر به صورت همزمان برقرار باشد [۶]:

Error! Bookmark not defined.
$$n_e > 1.4 \times 10^{23} \left(\frac{KT}{10}\right)^{3/2}$$

Error! Bookmark not defined.
$$\epsilon_f = \frac{1}{8} \frac{h^2}{m_e} \left(\frac{3n_e}{\pi}\right)^{2/3} = 2.19 \times 10^{-15} n_e^{2/3} \quad [eV]$$

در روابط بالا، n_e ، تعداد الکترونها در هر سانتیمتر مکعب از حجم پلاسما، KT دمای سوخت بر حسب الکترون ولت و ϵ_f انرژی فرمی می باشد.

محاسبات توان توقف ناشی از یونهای کربن درون سوخت دوتریوم - تریتیوم

باریکه یون کربن فرودی در نتیجه اندرکنش با یونها و الکترونها پلاسما سوخت، انرژی خود را درون سوخت به نشت می گذارد. به منظور محاسبه توان توقف یون کربن، با در نظر گرفتن شرایط تبهگنی الکترونها در سوخت پیش فشرده همگن دوتریوم - تریتیوم، از تئوری ليو معادله بتهاستفاده شده است [۷-۱۰]:

Error! Bookmark not defined.

$$\frac{dE^d}{dx} = -\frac{e^4 2\pi n_d m_c}{E_c m_d} \left\{ \left[-\left(1 + \frac{m_d}{m_c}\right) \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{x^d} e^{-x^d} + \operatorname{erf}\left(\sqrt{x^d}\right) \right] \ln \Lambda_{Cd} + \frac{m_d}{m_c} \operatorname{erf}\left(\sqrt{x^d}\right) + \ln\left(1.123\sqrt{x^d}\right) \right\}$$

Error! Bookmark not defined.

$$\frac{dE^t}{dx} = -\frac{e^4 2\pi n_t m_c}{E_c m_t} \left\{ \left[-\left(1 + \frac{m_t}{m_c}\right) \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{x^t} e^{-x^t} + \operatorname{erf}\left(\sqrt{x^t}\right) \right] \ln \Lambda_{Ct} + \frac{m_t}{m_c} \operatorname{erf}\left(\sqrt{x^t}\right) + \ln\left(1.123\sqrt{x^t}\right) \right\}$$

Error! Bookmark not defined.
$$\frac{dE^e}{dx} = -\frac{4}{3\pi} \cdot \frac{m_e^2 \alpha^2 v_1}{\hbar^2} \ln(\Lambda_{RPA})$$

به m_e و m_t ، m_d انرژی باریکه کربن فرودی، E_c ، به ترتیب تعداد دوترونها و تریتونها در واحد حجم سوخت، n_t و n_d در روابط فوق،

به ترتیب بار ذره فرودی و q_1 و q_2 که در آن $\alpha = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0}$ ، سرعت باریکه کربن فرودی، v_1 ترتیب جرم دوترونها، تریتونها و الکترونها؛

، لگاریتم کولنکربن - دوترون، کربن - تریتون و کربن - الکترون می باشد. $\ln(\Lambda_{RPA})$ ، $\ln \Lambda_{Cd}$ و $\ln \Lambda_{Ct}$ اهداف؛

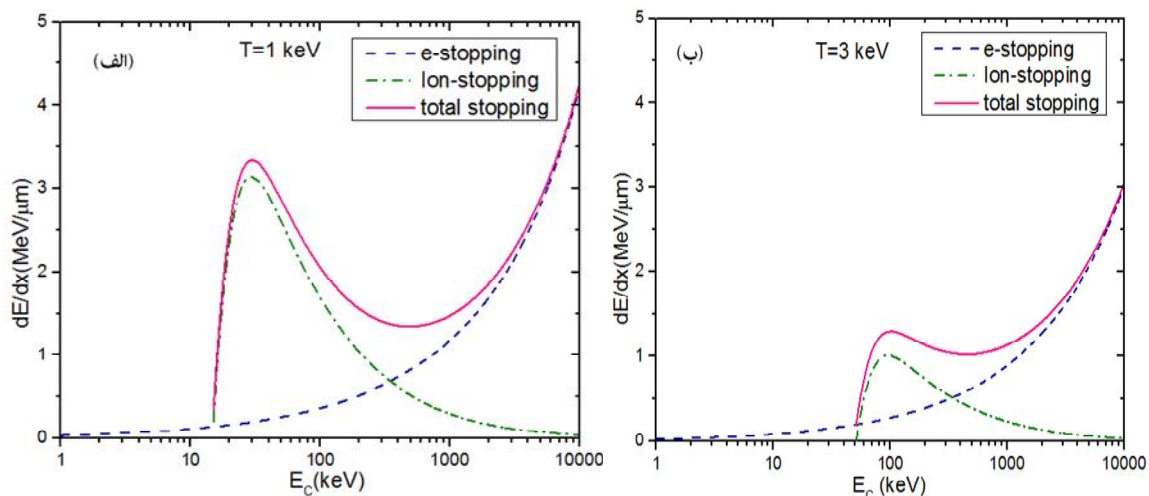


بیست و یکمین کنفرانس هشتاد و یکم ایران

۶ و ۷ اسفند ماه ۱۳۹۳ و انشگاه اصفهان

لگاریتم کولن یونها، از رابطه $\ln \Lambda_D = \ln \left(\frac{\lambda_D}{p_{min}} \right)$ محاسبه می شود که در آن طول دبی و $p_{min} = \sqrt{p_{\perp}^2 + \left(\frac{h}{4\pi m_r v_r} \right)^2}$ است. $p_{\perp} = \frac{q_1 q_2}{m_r v_r}$ ، پارامتر برخورد کلاسیکی تحت زاویه پراکندگی 90° ، m_r جرم کاهش یافته و v_r سرعت نسبی ذرات است که برای الکترونها با در نظر گرفتن آثار تبهگنی در محاسبه λ_D و p_{min} به صورت لگاریتم کولن تقریبی یا $\ln(\Lambda_{RPA})$ در آمده است [۱۱-۱۳].

شکل (۲) نمودار توان توقف کربن فرودی در پلاسمای همجوشی را به ازای دماهای 1 keV و 3 keV نشان میدهد.



شکل (۱): توان توقف کربن بهار پلاسمای پیشرفته تبهگن D-T با جگالی $n_e = 1.4 \times 10^{27}$ در دماهای: (الف) ۱ کیلو الکترونولت و (ب) ۳ کیلو الکترونولت، خط چین سبز، توان توقف یونی، خط چین آبی، توان توقف الکترون و یونو خط چین صورتی، توان توقف کل (مجموع توان توقف یونی و الکترونی)

کربن فرودی پس از برخورد به سوخت در حین کند شدن، با الکترونها و یونهای پلاسمای اندرکنش کرده و به تدریج انرژی خود را از دست می دهد. از این رو در شکل (۲)، توان توقف ناشی از اندرکنش با الکترونها، یونها و مجموع الکترونها و یونها، به صورت جداگانه محاسبه و رسم شده است.

به طور کلی، با افزایش دمای سوخت، توان توقف کاهش می یابد که این موضوع را می توان با مقایسه نمودارهای رسم شده در دو دمای 1 keV و 3 keV، درک نمود. نکته حائز اهمیت در این دو نمودار آن است که در انرژی های پایین کربن فرودی (حدود ۱۰۰ کیلو الکترون ولت)، هم یونها و هم الکترونها، در اتلاف انرژی کربن فرودی در پلاسمای سوخت نقش خواهند داشت حال آنکه، با افزایش انرژی کربن، سهم یونها در بالابردن توان توقف کاهش



بیست و یکمین کنفرانس هسته‌ای ایران

۷ و ۶ اسفند ماه ۱۳۹۳ دانشگاه اصفهان

یافته و عملاً تنها الکترونها در این امر سهیم خواهند بود. دو مورد اخیر را می توان از این نقطه نظر بررسی نمود که جرم الکترونها در مقایسه با جرم کربن های فرودی بسیار ناچیز است در نتیجه حتی در محدوده های انرژی پایین کربن، هرگاه برخوردی بین کربن های فرودی و الکترونها صورت گیرد، الکترونها هدف با انرژی بسیار بالایی پراکنده خواهند شد که پیامد آن افزایش توان توقف (اتلاف انرژی) کربن های فرودی در محدوده انرژی های متفاوت خود می باشد. این در حالی است که یونها، دارای جرمی به مراتب بالاتر از جرم الکترونها می باشند در نتیجه تنها در محدوده خاصی از انرژی باریکه فرودی در افزایش توان توقف سهیم خواهند بود. با افزایش دمای سوخت D-T، چگالی پلاسمای سوخت کاهش می یابد بنابراین کربن فرودی در طول مسیر خود درون سوخت، برخوردهای کمتری را تجربه کرده و انرژی کمتری را نیز از دست می دهد، از این رو با بالا رفتن دمای سوخت، توان توقف کل نیز کم می شود.

نتیجه گیری

در این مقاله، توان توقف یونهای کربن که در نتیجه اندرکنش لیزر با صفحه مبدل ایجاد می شوند با اعمال شرایط تبهگنی مورد بررسی قرار گرفت. یونهای فرودی در نتیجه اندرکنش های کولنی با الکترونها و یونها، انرژی خود را درون پلاسمای همجوشی به نهشت گذاشته و با ایجاد لکه داغ منجر به احتراق سوخت و در نتیجه واکنش گرما هسته ای می شوند. هرگاه پلاسمای در شرایط تبهگنی باشد، یونها در حین ورود به فضای سوخت، با محیطی بسیار چگال تر از آنچه در پلاسمای غیر تبهگن وجود دارد مواجه خواهند شد پس بردشان کاهش یافته و در همان انرژی های فرودی کم خود، بیشترین برخوردها را با یونها و الکترونها درون پلاسمای سوخت خواهند داشت که نتیجه چنین برخوردهایی آزاد سازی و به نهشت گذاری هر چه بیشتر انرژی درون سوخت است. طبیعی است که با افزایش دمای سوخت، انرژی یونها و الکترونها پلاسمای هم افزایش یافته و به سبب بیشتر شدن دمای الکترونها نسبت به دمای فرمی آنها، به تدریج به سبب کاهش چگالی محیط پلاسمای تبهگنی نیز از بین می رود که نتیجه آن کمتر شدن توان توقف کربنها و نهشت انرژی پایتتر آنها است. از آنجا که ما همواره به دنبال تولید انرژی بیشتر و اتلاف کمتر انرژی به فضای بیرون از محیط همجوشی در واکنش های گرما هسته ای هستیم، ایجاد شرایط تبهگنی در پلاسمای همجوشی هسته ای، از یک سو، بهجهت کاهش هر چه بیشتر نشت انرژی به فضای خارج از سوخت موثر خواهد بود و از سویی دیگر، نیاز ما را به ایجاد دمای اولیه احتراق بالا کم خواهد کرد، بنابراین ایده ای بسیار خوب برای برخورداری از بازده بالاتر می باشد.

مرجع ها



بیست و یکمین کنفرانس هسته‌ای ایران

۷ و ۸ اسفند ماه ۱۳۹۳ دانشگاه اصفهان

- [1] S. Atzeni and J. Meyer-Ter-Vehn, *The Physics of Inertial Fusion*. International series of Monographs on physics. New York: Clarendon Press – Oxford, 2004.
- [2] V.Y. Bychenkov et al, *Fast ignitor concept with light ions*, Plasma Physics Reports (2001), 4, (13, Number 27 Volume 2001), 49, 412, 439 – 2006.
- [3] M. Borghesi et al, *Fusion Science and Technology*, 49, 412, 439 – 2006.
- [4] K. Krushelnick et al, *Physical Review Letters*, American Physical Society, 83, 737 – 1999, 740.
- [5] A.P.L. Robinson et al, *New Journal of Physics*, 10, (2008), 13 (013021, 10).
- [6] P. Pfalzner, S., *An Introduction of inertial confinement fusion*. Series in Plasma Physics, 2006. New York: Taylor and Francis groups.
- [7] C. K. Li et al, *Charged Particle Stopping Power in Inertial Confinement Fusion Plasmas*, 4, (20, Number 70 Physical Reviews Letters, Volume 1993), 4, (20, Number 70 Physical Reviews Letters, Volume 1993).
- [8] G. Guedard, C. Deutsch, J. Math. Phys. 19, (1978), 32.
- [9] E. Fermi, E. Teller, *Bhys – Rev.* 72, (1947), 399.
- [10] H. Brysk, et al, *Plasma Phys.* 17, (1975), 473.
- [11] J. Lindhard, K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. – Fys. Medd. 28, (1954), 8.
- [12] A. Dar, J. Grunzweig – Genossar, A. Peres, M. Revzen, A. Ron, *Phys. Rev. Lett.* 122, (1974), 32.
- [13] R. H. Ritchie, *Phys. Rev.* 117, (1959), 644.