

۱۶ و ۱۷ شهریور ۱۳۹۴ دانشگاه یزد

توان توقف باریکه دوترون در پلاسمای همجوشی لختی D^3He در روش احتراق

سریع

جواد بهمنی^{۱*}، عبدالرسول قرائتی^۲

^۱ گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور

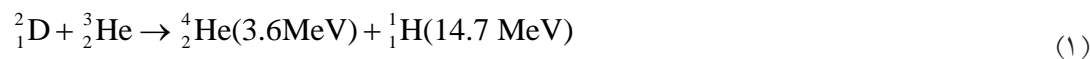
چکیده

در این مقاله سوخت D^3He با چگالی یکنواخت $\rho = 300 \text{ g.cm}^{-3}$ و دمای اولیه $T = 1 \text{ keV}$ در نظر گرفته می‌شود. محاسبات نشان می‌دهد چنانچه از باریکه دوترون جهت احتراق سریع این سوخت استفاده شود: اولاً با افزایش دمای سوخت، توان توقف کل باریکه دوترون کاهش می‌یابد. ثانیاً در دمای ثابت در ناحیه با انرژی پایین باریکه دوترون سهم توقف الکترونها و در ناحیه با انرژی بالا سهم توقف یونها قابل توجه است.

کلمات کلیدی: احتراق سریع، توان توقف، دوترون، الکترون، یون

۱- مقدمه

احتراق سریع یکی از روشهای همجوشی محصورسازی لختی است که در آن تراکم سوخت و احتراق در دو مرحله جداگانه انجام می‌شود [۱-۳]. استفاده از باریکه‌های یونی در این روش دارای مزایای زیادی به ویژه برهم کنش شناخته شده کلاسیکی آنها با پلازما، امکان استفاده باریکه‌های چند تایی، نیاز انرژی احتراق نسبتاً کم در مقایسه با الکترونها، نهشت بهتر انرژی، بهبود کانونی باریکه، خط سیر مستقیم و ماکزیمم نهشت انرژی در پایان برد می‌باشد [۴]. باریکه دوترون علاوه بر گرماسانی باعث سوخت‌رسانی در راکتورهای همجوشی به روش محصورسازی لختی می‌گردد. باریکه دوترون بوسیله برخورد با الکترونها و یونهای زمینه پلازما سوخت D^3He متوقف می‌شوند. همجوشی این سوخت طبق واکنش زیر صورت می‌گیرد.



بررسی توان توقف کل (اتلاف انرژی بر واحد طول) باریکه دوترون در پلازما و تعیین سهم توقف الکترونها و یونهای زمینه (دوترون‌ها و هسته‌های هلیوم) نقش مهمی در فرآیند گرماسازی احتراق سوخت D^3He دارد [۵]. در این مقاله در قسمت ۲ توان توقف باریکه دوترون در پلاسمای همجوشی لختی D^3He مورد بررسی قرار می‌گیرد. در قسمت ۳ نتایج و در قسمت ۴ بحث و نتیجه‌گیری ارائه می‌گردد.

۱۶ و ۱۷ شهریور ۱۳۹۴ دانشگاه یزد

۲- توان توقف باریکه دوتریون در پلاسما همجوشی لختی D^*He

سوخت کروی D^*He با چگالی یکنواخت $\rho = 300 \text{ g.cm}^{-3}$ و دمای اولیه $T = 1 \text{ keV}$ در نظر گرفته می‌شود. فرض می‌شود باریکه دوتریون به صورت هدایت مخروطی به سوخت برخورد می‌کند، الکترونها و یونهای زمینه در پلاسما در دمای یکسانی باشند و همچنین تعداد یونها در سوخت پیش فشرده شده با تعداد الکتروهای زمینه با هم برابر است. سهم توقف الکترونها، دوتریون‌ها، هسته‌های هلیوم زمینه در پلاسما سوخت D^*He به ترتیب در معادلات (۴) - (۲) آمده است [۶].

$$\frac{dE^{D/e}}{dx} = -\frac{2\pi e^4 n_e}{E_D} \cdot \frac{m_D}{m_e} \left\{ \left[-\frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{x^{D/e}} e^{-x^{D/e}} \left(1 + \frac{m_e}{m_D} \right) + \text{erf} \left(\sqrt{x^{D/e}} \right) \right] \ln \Lambda_{De} + \frac{m_e}{m_D} \text{erf} \left(\sqrt{x^{D/e}} \right) + \Theta \left(x^{D/e} \right) \ln \left(1.123 \sqrt{x^{D/e}} \right) \right\} \quad (۲)$$

$$\frac{dE^{D/d}}{dx} = -\frac{2\pi e^4 n_d}{E_D} \cdot \left\{ \left[-\frac{4}{\sqrt{\pi}} \sqrt{x^{D/d}} e^{-x^{D/d}} + \text{erf} \left(\sqrt{x^{D/d}} \right) \right] \ln \Lambda_{Dd} + \text{erf} \left(\sqrt{x^{D/d}} \right) + \ln \left(1.123 \sqrt{x^{D/d}} \right) \right\} \quad (۴)$$

$$\frac{dE^{D/{}^3He}}{dx} = -\frac{2\pi e^4 n_{{}^3He}}{E_D} \cdot \frac{m_D}{m_{{}^3He}} \left\{ \left[-\frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{x^{D/{}^3He}} e^{-x^{D/{}^3He}} \left(1 + \frac{m_{{}^3He}}{m_D} \right) + \text{erf} \left(\sqrt{x^{D/{}^3He}} \right) \right] \ln \Lambda_{D{}^3He} + \frac{m_{{}^3He}}{m_D} \text{erf} \left(\sqrt{x^{D/{}^3He}} \right) + \ln \left(1.123 \sqrt{x^{D/{}^3He}} \right) \right\}$$

در معادلات بالا e واحد بار، n_e ، n_d و $n_{{}^3He}$ به ترتیب چگالی عددی الکترونها، دوتریون‌ها و هسته‌های هلیوم در سوخت D^*He ، E_D انرژی جنبشی باریکه دوتریون، m_e ، m_D و $m_{{}^3He}$ جرم الکترون، دوتریون و هلیوم، همچنین $\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt$ تابع خطا و $x^{D/e} = \frac{m_e E_D}{m_D T}$ ، $x^{D/d} = \frac{E_D}{T}$ و $x^{D/{}^3He} = \frac{m_{{}^3He} E_D}{m_D T}$ است، همچنین $\Theta(x)$ تابع پله‌ای است که مقدار صفر را به ازای $x \leq 1$ و مقدار یک به ازای $x > 1$ دارد. عبارت $\ln(1.123\sqrt{x})$ بیانگر سهم اثر جمعی و T دمای سوخت است. $\ln \Lambda_{Dd}$ ، $\ln \Lambda_{De}$ و $\ln \Lambda_{D{}^3He}$ معرف لگاریتم کولنی برهم کنش دوتریون-الکترون، دوتریون-دوتریون و دوتریون-هلیوم می‌باشد که روابط هر یک به ترتیب در معادلات (۷) - (۵) آمده است:

$$\ln \Lambda_{De} = \ln \frac{\sqrt{\frac{T_e^2 + E_D^2}{4\pi e^2 n_e}}}{\left[\frac{e^2}{m_e \left(\frac{2T_e}{m_e} + \frac{2E_D}{m_D} \right)} \right]^{1/2} + \left[\frac{\hbar}{2m_e \sqrt{\frac{2T_e}{m_e} + \frac{2E_D}{m_D}}} \right]^{1/2}} \quad (۵)$$

۱۶ و ۱۷ شهریور ۱۳۹۴ دانشگاه یزد

که در آن $\epsilon_F = 0.3646(n_e / 10^{21} \text{ cm}^{-3})^{2/3}$ انرژی فرمی الکترونها بر حسب الکترون ولت می باشد .

$$\ln \Lambda_{Dd} = \ln \frac{\sqrt{\frac{T_d}{4\pi e^2 n_d}}}{e^2 / (E_D + T_d)} \quad (6)$$

$$\ln \Lambda_{D^3\text{He}} = \ln \frac{\sqrt{\frac{T^3_{\text{He}}}{16\pi e^2 n^3_{\text{He}}}}}{\left[\frac{2e^2}{1.206 \left(\left(\frac{2T^3_{\text{He}}}{m^3_{\text{He}}} \right) + \left(\frac{2E_D}{m_D} \right) \right)} \right]^2 + \left[\frac{\hbar}{2.412 \sqrt{\left(\frac{2T^3_{\text{He}}}{m^3_{\text{He}}} \right) + \left(\frac{2E_D}{m_D} \right)}} \right]^2} \quad (7)$$

۳- نتایج

با استفاده از روابط فوق در نمودارهای ۱ و ۲ سهم توان توقف $\frac{dE}{dx}$ (Mev/ μm) الکترونها و یونهای زمینه درون سوخت $D^3\text{He}$ با چگالی 300 g.cm^{-3} (شامل یونهای دوتریون و هسته‌های هلیوم) و در نمودار ۳ توان توقف کل به صورت تابعی از انرژی باریکه دوتریون (بر حسب keV) در دماهای مختلف رسم شده است . در این نمودارها مشاهده می‌شود:

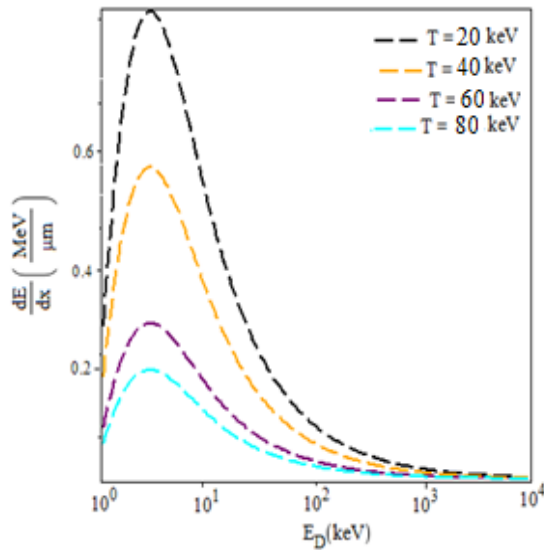
الف- با افزایش دمای سوخت $D^3\text{He}$ (در انرژی ثابت) ، سهم توان توقف الکترونها و یونها کاهش می‌یابد. به دلیل اینکه با افزایش دما تحرک الکترونها و یونها بیشتر می‌شود و لذا بر هم کنش آنها با باریکه خیلی ضعیف خواهد شد و این امر موجب کوتاه شدن زمان بر هم کنش و در نتیجه کاهش توان توقف می‌شود . از طرف دیگر لگاریتم کولنی بر هم کنش $D^3\text{He}$ ، Dd ، De نیز با افزایش دمای الکترونها و یونهای پلاسمای سوخت افزایش می‌یابد و این عامل هم می‌تواند باعث کاهش سهم توان توقف الکترونها و یونها شود . بدیهی است که با افزایش دمای سوخت ، توان توقف کل باریکه دوتریون نیز کاهش می‌یابد و این موضوع ناشی از کاهش سهم الکترونها و یونها می‌باشد .

ب- وقتی که انرژی دوتریونها از چند صد keV بیشتر است سهم توقف الکترونها نسبت به یونها در توان توقف قابل توجه است (در چگالی ثابت سوخت). به خاطر اینکه الکترونها تحرک بیشتری نسبت به یونها دارند و در ناحیه وسیع‌تری در اثر برخورد با باریکه دوتریون تأثیر می‌پذیرند و در نتیجه با سهم بیشتری باریکه را متوقف می‌کنند.

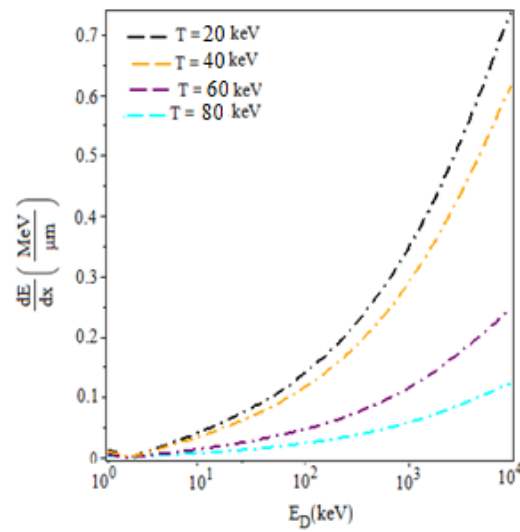
ج- در ناحیه انرژی پایین باریکه دوتریون (کمتر از 100 keV) یونها نقش مهمی در توقف دوتریونها ایفا می‌کنند، به عبارت دیگر سهم توان توقف یونها در ناحیه انرژی پایین باریکه دوتریون بسیار بیشتر است تا در ناحیه انرژی بالا .

۵ و ۶ اسفندماه ۱۳۹۴ دانشگاه یزد

د- در دمای ثابت سوخت ابتدا در ناحیه با انرژی پایین ، توان توقف کل به خاطر برهم کنش زیادتر دوترونها با الکترونها و یونها افزایش می یابد . سپس با افزایش انرژی باریکه دوترون بدلیل برهم کنش کمتر کاهش می یابد و در پایان بدلیل بیشتر شدن سهم الکترونها توان توقف افزایش می یابد .



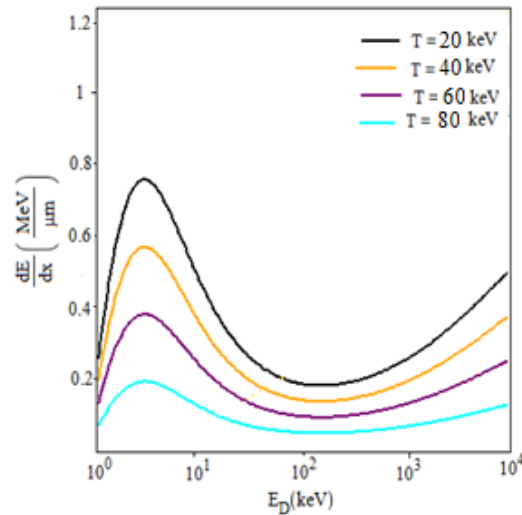
(ب)



(الف)

نمودار ۱- سهم توان توقف الف) الکترونها (با تابع پله‌ای صفر) ب) یونها بر حسب انرژی باریکه دوترون در دماهای مختلف برای سوخت D^*He با چگالی 300 g.cm^{-3}

۱۳۹۴ و ۱۶ اسفندماه ۱۳۹۵ دانشگاه یزد



نمودار ۳- توان توقف کل بر حسب انرژی باریکه دوترون در دماهای مختلف برای سوخت D^3He با چگالی 300 g.cm^{-3}

۴- بحث و نتیجه‌گیری

ایده احتراق سریع در همجوشی محصورشدگی لختی به عنوان یک روش مهم جهت کاهش انرژی مورد نیاز لیزر و در نهایت افزایش بهره انرژی سوخت همواره مورد توجه می‌باشد. محاسبات در این مقاله نشان می‌دهد چنانچه در یک راکتور همجوشی لختی از باریکه دوترون جهت احتراق سریع سوخت D^3He استفاده شود: اولاً با افزایش دمای سوخت، توان توقف کل باریکه دوترون کاهش می‌یابد. ثانیاً در دمای ثابت سوخت در ناحیه با انرژی پایین باریکه دوترون سهم توقف یونها و در ناحیه با انرژی بالا سهم توقف الکترونها قابل توجه است. این نتیجه برای کاربران راکتور همجوشی لختی به منظور بررسی ناحیه احتراق همجوشی سوخت D^3He از اهمیت بسزایی برخوردار است.

مراجع

- [1] M.Key, K.Akli, F.Beg, M.Chen, H.Chung, et al., "Study of electron and proton isochoric heating for fast ignition". Journal of Physics, IV France, 133, 371-378(2006).
- [2] R.Kodama, P.Norreys, K. A. Dangor, R.Evans, H.Fujita, Krushelnick, Y.K.Miyakoshi, "Fast heating of ultrahigh-density plasma as a step towards laser fusion ignition". Nature ,412, 798-802(2001).
- [3] V. T.Tikhonchuk, T.Schlegel, C.Regan , M.Temporal, J.Feugeas, P.Nicolai and X.Ribeyre, "Fast ion ignition with ultra-intense laser pulses". Nuclear Fusion, 50, 045003(2010).
- [4] V. Yu. Bychenkov, W. Rozmus, A. Maksimchuk, P. Umstadter and C.E. Capjack. "Fast Ignitor Concept with Light Ions". Research Papers in Physics and Astronomy 6,15(2001).



۱۳۹۴ و ۱۳۹۵
شماره ۱ و ۲

- [5] L.Robert, Jr.Singleton, "Charged Particle Stopping Power Effects on Ignition:Some Results from an Exact Calculation".Phys. Plasmas 15 ,056302(2008).
- [6] C.K. Li and R. D. Petrasso, "Charged-Particle Stopping Powers in Interial Confinement Fusion Plasmas". Physical Review Letters, 70 , 3059(1993).