



# بیست و یکمین کنفرانس هشتای ایران

۷ و ۶ اسفند ماه ۱۳۹۳ دانشگاه اصفهان

## محاسبه آهنگ تزریق انرژی باریکه یونی در روش اشتعال سریع

مهدوی، محمد<sup>۱</sup>؛ آزاديفر، ربابه<sup>۱</sup>؛ کوهرخي، طه<sup>۲</sup>

<sup>۱</sup>بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه مازندران، بابلسر،

<sup>۲</sup>گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه گلستان، گرگان،

### چکیده:

اشتعال سریع توسط یک باریکه یونی شتاب گرفته از لیزر به عنوان یک رویکرد امیدبخش، برای دستیابی به بهره انرژی بیشتر در همجوشی به روش محصورسازی اینرسی مورد توجه قرار گرفته است. در این روش سوخت ابتدا توسط پالس لیزری متراکم شده، سپس اشتعال لکه داغ توسط یک باریکه یونی ایجاد می شود. یکی از پارامترهای مهم در این فرآیند آهنگ تزریق انرژی باریکه به سوخت می باشد. در این مقاله ابتدا توان رسیده به سطح سوخت توسط یک باریکه یونی شتاب گرفته از لیزر با توزیع ماکسولی مورد مطالعه قرار گرفته است. سپس با در نظر گرفتن زمان تزریق انرژی در پلاسمای متراکم سوخت، (و یا آهنگ تبادل انرژی یون ها در اثر برهمکنش با ذرات پلاسمای سوخت)، رابطه اصلاح شده برای آهنگ تزریق انرژی باریکه به سوخت محاسبه شده است.  
کلمه کلیدی: اشتعال سریع، باریکه یونی، آهنگ تبادل انرژی، آهنگ تزریق انرژی

### ۱- مقدمه

اشتعال سریع به عنوان یک روش جدید برای همجوشی توسط محصورسازی اینرسی<sup>۱</sup> (ICF) از دو دهه گذشته مطرح و مورد توجه قرار گرفته است [۱]. در این روش سوخت ابتدا توسط پالس های لیزری مناسب تا چگالی های بالا متراکم شده، سپس اشتعال لکه داغ توسط یک باریکه پر شدت ثانویه ایجاد می شود. در این حالت انرژی مورد نیاز برای اشتعال بطور قابل توجهی کاهش می یابد و منجر به بهره انرژی بالاتری می شود. در سالهای اخیر با پیشرفت تکنولوژی لیزر و دستیابی به پالس های کوتاه و پر شدت لیزری، چندین طرح برای اشتعال سریع توسط محرکه لیزری پیشنهاد شده است. ابتدا باریکه های الکترونی به عنوان باریکه ثانویه برای ایجاد لکه داغ مطرح شدند [۲]. سپس با مشاهده باریکه های یونی شتابدار از برهمکنش لیزر با فویل، اشتعال سریع یونی به عنوان یک روش کارآمد مورد توجه قرار گرفت [۳]. باریکه های یونی ضمن کانونی شدن، در یک مسیر تقریباً مستقیم در پلاسمای هدف متراکم طی مسیر کرده و انرژی خود را به طور موضعی تر و در زمان کمتری تزریق می کنند. این ویژگی سبب

<sup>۱</sup>Inertial Confinement Fusion



## بیست و یکمین کنفرانس هشتای ایران

۶ و ۷ اسفند ماه ۱۳۹۳، دانشگاه اصفهان

می‌شود سوخت جهت اشتعال نیاز به انرژی کمتری پیدا کند. بنابراین محاسبه و بررسی دقیق خصوصیات باریکه یونیزه جمله آهنگ تزریق انرژی باریکه، از اهمیت بسیار بالایی برخوردار است. در این مقاله ابتدا مشخصات اصلی باریکه یونی شتاب گرفته از لیزر مورد نیاز برای اشتعال مورد بررسی قرار گرفته، سپس با کمک معرفی آهنگ تبادل انرژی یونها در پلاسمای سوخت، یک رابطه کامل تر و دقیق تر برای محاسبه آهنگ تزریق انرژی باریکه در سوخت پیش‌متراکم معرفی خواهد شد.

### ۲- آهنگ رسیدن انرژی باریکه یونی به سطح سوخت پیش‌متراکم

به طور تجربی نشان داده شد که با تاباندن یک لیزر پر شدت بر روی صفحه نازکی با جنس خاص، می‌توان یک باریکه یونی را تا انرژی در حدود چند MeV شتاب داد [۴]. در این محاسبات، به منظور ساده‌سازی فرض می‌شود که باریکه یونی با انرژی کل  $E_{total}$  در زمان  $t=0$ ، همزمان در فاصله  $d$  از قرص سوخت شتاب گرفته و به سمت سوخت هدف‌گیری می‌شود. شبیه‌سازیهای هیدرودینامیکی نشان می‌دهند که باریکه‌ای با توان  $10^{22} \text{ Wcm}^{-3}$ ، انرژی  $E_{total} = 10 \text{ kJ}$ ، پهنای پالس  $\tau = 20 \text{ ps}$  و اندازه شعاع لکه  $r_p = 20 \mu\text{m}$ ، جهت اشتعال سوخت پیش‌متراکم DT با چگالی  $\rho = 300 - 500 \text{ gcm}^{-3}$  مورد نیاز است [۵]. مطابق با نتایج تجربی، در محاسبات پیش‌رو یک باریکه یونی به عنوان پرتابه ( $p$ ) با توزیع انرژی ماکسولوی در نظر گرفته شده است:

$$f_p(E_p) = \frac{dN_p}{dE_p} = \frac{2N_0}{\sqrt{\pi}T_p^{3/2}} \sqrt{E_p} \exp\left(-\frac{E_p}{T_p}\right) \quad (1)$$

که در این رابطه  $N_0$  تعداد کل یونها و  $T_p$  دمای باریکه برحسب MeV می‌باشد. هر پرتابه یونی با انرژی  $E_p = (1/2)m_p v_p^2$  فاصله  $d$  از محل تولید تا سطح سوخت را در زمان  $t$  طی می‌کند. با در نظر گرفتن وابستگی زمانی انرژی هر یون بصورت  $E_p(t) = (1/2)m_p (d/t)^2$ ، آهنگ رسیدن انرژی به سطح سوخت را می‌توان بصورت زیر نوشت:

$$P_{1p}(t) = \frac{dN_p}{dE_p} \frac{dE_p(t)}{dt} E_p = \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \frac{E_{total}}{\tau} \left(\frac{\tau}{t}\right)^6 \exp\left[-\left(\frac{\tau}{t}\right)^2\right] \quad (2)$$

که در آن  $\tau = (m_p d^2 / 2T_p)^{1/2}$  زمان مشخصه و  $E_{total} = (3/2)N_0 T_p$  انرژی کل باریکه ماکسولوی است. در محاسبات قبلی، با آنی فرض شدن تزریق انرژی یونها در پلاسمای سوخت، این آهنگ به عنوان آهنگ تزریق انرژی کل به سوخت در نظر گرفته شده است [۶]. این درحالی است که محاسبات نشان می‌دهند زمان تزریق انرژی در پلاسمای متراکم سوخت (در حدود  $10 \square 20 \text{ ps}$ ) قابل مقایسه با مدت زمان مشخصه باریکه  $\tau$  است [۷]. بنابراین یونهای باریکه وقتی وارد پلاسمای سوخت می‌شوند در اثر برهمکنش‌های کولنی و هسته‌ای، با آهنگی  $P_{2p}(t)$  قابل مقایسه با آهنگ رسیدن انرژی به سطح سوخت  $P_p(t)$ ، با ذرات پس‌زمینه پلاسمای انرژی مبادله خواهند کرد.



## بیست و یکمین کنفرانس هشتای ایران

۶ و ۷ اسفند ماه ۱۳۹۳ دانشگاه اصفهان

### ۳- آهنگ تبادل انرژی پرتابه یونی با پلاسمای پس‌زمینه

هنگامی که پرتابه یونی  $p$  با انرژی بالاتر از دمای پلازما وارد آن شده و در آن طی مسیر می‌کند، انرژی خود را در اثر تبادل انرژی با ذرات پس‌زمینه  $b$  پلازما با آهنگ  $P_{2p}(t)$  از دست می‌دهد. این آهنگ، حاصل جمع آهنگ‌های حاصل از برهمکنش‌های کولنیو هسته‌ای است که محاسبات دقیق قبلی برای برهمکنش‌های کولنی، شامل برخوردهای کوتاه‌برد، آثار تجمعی و تصحیحات کوانتومی به صورت زیر است [۸]:

$$\frac{dE_{pb}^{Coul}}{dt} = \frac{dE_{pb,S}^C}{dt} + \frac{dE_{pb,R}^<}{dt} + \frac{dE_{pb}^Q}{dt}, \quad (۳)$$

که در آن:

$$\begin{aligned} \frac{dE_{pb,S}^C}{dt} &= (Z_p e)^2 \frac{k_b^2}{m_p v_p^2} \left( \frac{m_b}{2\pi \beta_b} \right)^{1/2} \int_0^1 du u^{1/2} \exp\left(-\frac{1}{2} \beta_b m_p v_p^2 u\right) \\ &\times \left\{ \left[ -\ln\left( \beta_b Z_p Z_b e^2 K \frac{m_b}{m_{pb}} \frac{u}{1-u} \right) + 2 - 2\gamma \right] \left[ \beta_b M_{pb} v_p^2 - \frac{1}{u} \right] + \frac{2}{u} \right\} \quad (۴) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_{pb,R}^<}{dt} &= (Z_p e)^2 \frac{i}{2\pi v_p^{-1}} \int d\cos\theta \cos\theta \frac{\rho_b(v_p \cos\theta)}{\rho_{total}(v_p \cos\theta)} F(v_p \cos\theta) \ln\left(\frac{F(v_p \cos\theta)}{K^2}\right) \\ &- (Z_p e)^2 \frac{i}{2\pi} \frac{1}{\beta_b m_p v_p^3} \frac{\rho_b(v_p)}{\rho_{total}(v_p)} \left[ F(v_p) \ln\left(\frac{F(v_p)}{K^2}\right) - F^*(v_p) \ln\left(\frac{F^*(v_p)}{K^2}\right) \right] \quad (۵) \end{aligned}$$

و

$$\begin{aligned} \frac{dE_{pb}^Q}{dt} &= \frac{Z_p^2 e^2 k_b^2}{2\beta_b m_p v_p^3} \left( \frac{\beta_b m_p}{2\pi} \right)^{1/2} \int_0^\infty dv_{pb} \\ &\times \left\{ \left[ 1 + \frac{M_{pb}}{m_b} \frac{v_p}{v_{pb}} \left( \frac{1}{\beta_b m_b v_p v_{pb}} - 1 \right) \right] \exp\left\{ -\frac{1}{2} \beta_b m_b (v_p - v_{pb})^2 \right\} \right. \\ &- \left. \left[ 1 + \frac{M_{pb}}{m_b} \frac{v_p}{v_{pb}} \left( \frac{1}{\beta_b m_b v_p v_{pb}} + 1 \right) \right] \exp\left\{ -\frac{1}{2} \beta_b m_b (v_p + v_{pb})^2 \right\} \right\} \\ &\times \left\{ 2 \operatorname{Re} \psi(1 + i\eta_{pb}) - \ln \eta_{pb}^2 \right\} \quad (۶) \end{aligned}$$



# بیست و یکمین کنفرانس هسته‌ای ایران

۶ و ۷ اسفند ماه ۱۳۹۳ دانشگاه اصفهان

جمله حاصل از تصحیحات کوانتومی است. در این روابط  $M_{pb} = m_p + m_b$  جرم کل،  $m_{pb} = m_p m_b / M_{pb}$  جرم کاهشده،  $v_{pb}$  اندازه سرعت نسبی دو ذره،  $\gamma \approx 0.5772$  ثابت اوایلر،  $\beta = 1/T$  معکوس دما،  $\rho_{total}(v) = \sum_b k_b^2 v \sqrt{\frac{m_b}{2\pi T_b}} \exp\left\{-\frac{m_b v^2}{2T_b}\right\}$  پس زمینه پلاسما،  $k_b^2 = 4\pi\beta_b (Z_b e)^2 n_b$

$$F(u) = -\lim_{\eta \rightarrow 0^+} \int_{-\infty}^{+\infty} dv \frac{\rho_{total}(v)}{u - v + i\eta}$$

و  $\eta_{pb} = \frac{Z_b Z_p e^2}{\hbar v_{pb}}$  مشتق لگاریتمی تابع گاما است.

همچنین آهنگ تبادل انرژی حاصل از پراکندگی کشسان هسته‌ای از رابطه زیر بدست می‌آید [۹]:

$$\frac{dE_{pb}^{NI}}{dt} = -n_b \left(2\pi(\beta_b m_b)^3\right)^{1/2} m_{pb} \times \int_0^\pi \int_0^\infty \sin \varphi d\varphi dv_{pb} v_{pb}^3 (v_p \cos \beta - v_{pb}) \left\{ v_p \cos \beta - \frac{m_b}{M_{pb}} v_{pb} \right\} (v) \times I^{NI}(v_{pb}) \exp\left\{-\frac{\beta_b m_b}{2} (v_{pb}^2 - 2v_p v_{pb} \cos \varphi)\right\}$$

که در آن:

$$I^{NI}(v_{pb}) = \int_{-1}^1 \frac{d\sigma_{pb}^{NI}}{d\Omega} (\mu - 1) d\mu \quad (۸)$$

محاسبه دو جمله  $dE_{pb}^{Coul}/dt$  و  $dE_{pb}^{NI}/dt$ ، آهنگ تبادل انرژی پرتابه یونی در پلاسما همچوشی صورت زیر بدست می‌آید:

$$P_{2p}(t) = \frac{dE_{pb}^{Coul}}{dt} + \frac{dE_{pb}^{NI}}{dt} \quad (۹)$$

## ۴- آهنگ کل تزریق انرژی باریکه یونی در پلاسما سوخت متراکم

بر طبق مطالبی که در بخش‌های قبلی ذکر شد، پرتابه یونی در دو مرحله انرژی خود را به پلاسما سوخت تحویل داده و با بالا بردن دمای ناحیه کوچکی از سوخت که به لکه داغ معروف است، انرژی مورد نیاز جهت اشتعال سوخت را تأمین می‌کند. ابتدا، پس از تابش لیزر به صفحه مبدلکه در فاصله  $d$  از سوخت قرار دارد، باریکه‌ای با توزیع انرژی ماکسولی و دمای  $T_p$ ، انرژی خود را با آهنگ  $P_{1p}(t)$  به سطح سوخت می‌رساند (مرحله اول). سپس با ورود باریکه به پلاسما سوخت و تبادل انرژی با ذرات پس‌زمینه پلاسما  $b$ ، با آهنگ  $P_{2p}(t)$  انرژی خود را در سوخت تزریق می‌کند (مرحله دوم). از آنجایی که کل انرژی باریکه ثابت و زمان‌های دو مرحله به عنوان زمان کل با هم جمع می‌شوند، آهنگ کل انرژی از ضرب کاهشده دو جمله به صورت زیر بدست می‌آید:



# بیست و یکمین کنفرانس هسته‌ای ایران

۷ و ۶ اسفند ماه ۱۳۹۳ دانشگاه اصفهان

$$P_t(t) = \frac{P_{1p}(t)P_{2p}(t)}{P_{1p}(t) + P_{2p}(t)} \quad (10)$$

بر طبق این رابطه، آهنگ کل از کوچکترین آهنگ موجود در دو مرحله نیز کوچکتر است. کوچکتر شدن آهنگ انرژی، متناسب است با طولانی‌تر شدن زمان تزریق انرژی.

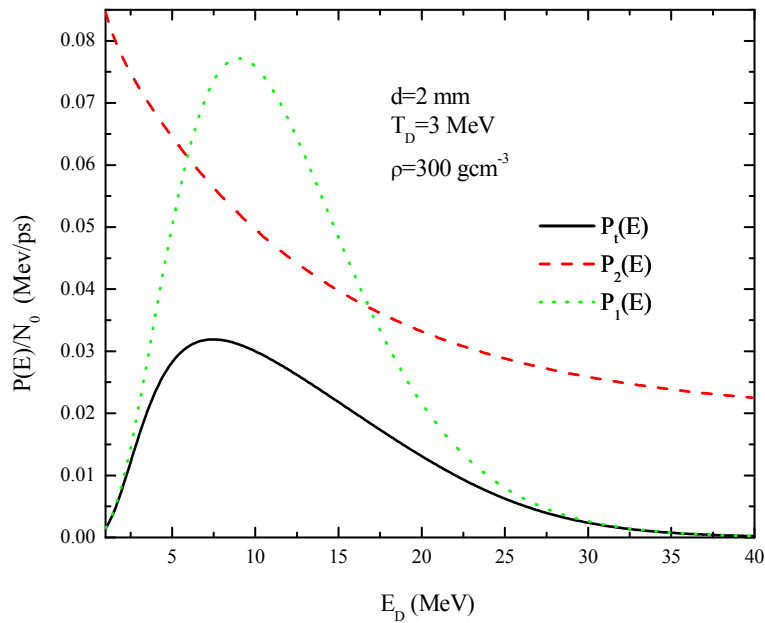
## ۵- نتیجه گیری

در اینجا یک باریکه دوترونی به عنوان پرتابه با دمای  $T_D = 3 \text{ MeV}$  و انرژی بیشینه  $40 \text{ MeV}$  برای اشتعال لکه داغ یک قرص هم مولار DT پیش متراکم با دمای  $T_b = 1 \text{ KeV}$  در نظر گرفته شده است. در شکل (۱)،  $P_{1p}(t)$  رابطه (۲)،  $P_{2p}(t)$  رابطه (۹) و آهنگ کل  $P_t(t)$  رابطه (۱۰)، برای حالتی که فاصله باریکه از قرص  $d = 2 \text{ mm}$  و چگالی سوخت  $\rho = 300 \text{ gcm}^{-3}$  است بر حسب انرژی دوترونشان داده شده است. ملاحظه می‌شود که در نظر گرفتن هم‌زمان هردو آهنگ، سبب کاهش آهنگ کل می‌شود. در شکل (۲)، آهنگ کل  $P_t(t)$  به ازای دو مقدار مختلف  $d = 1, 2 \text{ mm}$  و  $\rho = 300, 500 \text{ gcm}^{-3}$  رسم شده است. به طور کلی، با کاهش فاصله  $d$  و همچنین با افزایش چگالی  $\rho$  آهنگ کل افزایش می‌یابد. در واقع، کاهش فاصله  $d$  سبب افزایش آهنگ مرحله اول  $P_{1p}(t)$  و افزایش چگالی  $\rho$  سبب افزایش آهنگ مرحله دوم  $P_{2p}(t)$  می‌شود. بیشترین آهنگ را می‌توان به ازای مقادیر  $d = 1 \text{ mm}$  و  $\rho = 500 \text{ gcm}^{-3}$  مشاهده کرد. در محاسبات مربوط به اشتعال سریع، باید طراحی طوری صورت بگیرد تا بیشترین آهنگ کل و کمترین زمان ممکن برای تزریق انرژی باریکه در سوخت متراکم محقق شود.



# بیست و یکمین کنفرانس هسته‌ای ایران

۶ و ۷ اسفند ماه ۱۳۹۳ دانشگاه اصفهان

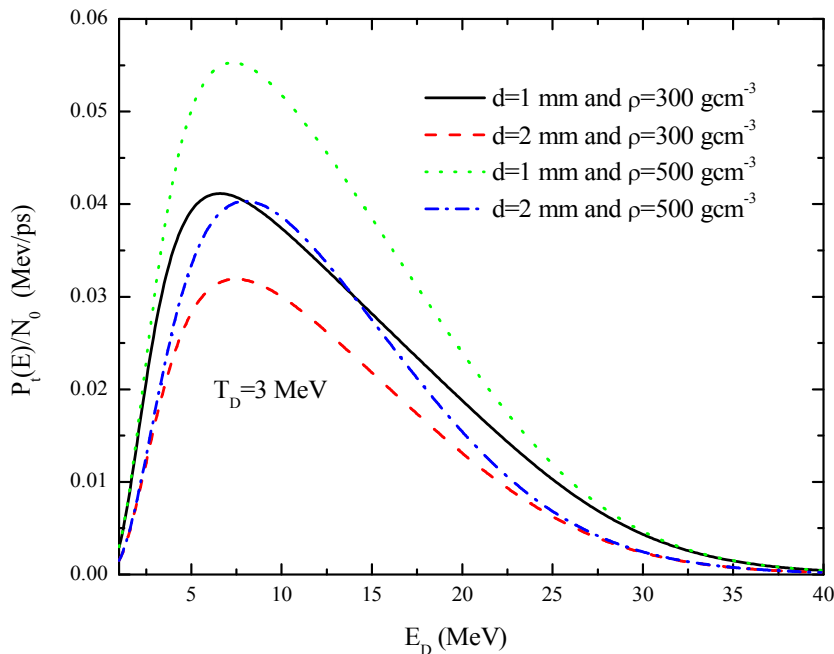


شکل (۱): آهنگ تزریق انرژی باریکه دوترونی برحسب انرژی دوترون در پلاسمای هم‌مولار DT. برای حالتی که فاصله باریکه از سوخت  $d = 2$  mm و چگالی سوخت  $\rho = 300$  gcm<sup>-3</sup> است.



# بیست و یکمین کنفرانس هشتای ایران

۶ و ۷ اسفند ماه ۱۳۹۳ دانشگاه اصفهان



شکل (۱): آهنگ تزریق انرژی باریکه دوترونی بر حسب انرژی دوترون برای  $d$  و  $\rho$  های مختلف، در حالتی که  $d = 1$  mm و  $\rho = 500$  gcm $^{-3}$  است انرژی تزریق شده به سوخت بیشینه می باشد.

مراجع:

- [1] M. Tabaket *et al*, *Phys. Plasma*, **1**, 1626, 1994.
- [2] R. Kodama *et al*, *Nature*, **412**, 798-802, 2001.
- [3] M. Roth *et al*, *Phys. Rev. Lett*, **86**, 436, 2001.
- [4] R. A. Snavely *et al*, *Phys. Rev. Lett*, **85**, 2945, 2000.
- [5] S. Atzeni, M. Temporal, J.J. Honrubia, *Nucl. Fusion*, **42**, L1, 2002.
- [6] L. Dong-Xiao, H. Wei, S. Lian-Qiang, W. Shun-Chao and G. Yu-Qiu, *Plasma Phys. Control. Fusion* **53**, 035022, 2011.
- [7] X. Yang, G. Miley, K. Flippo, and H. Hora, *Phys. Plasma*, **18**, 032703, 2001.
- [8] L. S. Brown, D. L. Preston and R. L. Singleton Jr., *Phys. Rep.* **410**, 237-333, 2005.
- [9] M. Mahdavi, R. Azadifar, and T. Koohrokhi, *Advances in High Energy Physics*, Article ID 739491, 2014.
- [10] M.B. Chadwick *et al*, ENDF/B-VII.0: Next generation evaluated nuclear data library for nuclear science and technology *Nucl. Data Sheets*, 2006.