مطالعه‌ی ترابرد ذرات آلفا در افروزش پلاسمای سوخت دوتریم–تریتیم در گداخت محصورشدگی اینرسی به روش افروزش سریع

نوری، سحر*[۱]؛ خان بابائی، بابک[۱]

[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه دامغان، دامغان

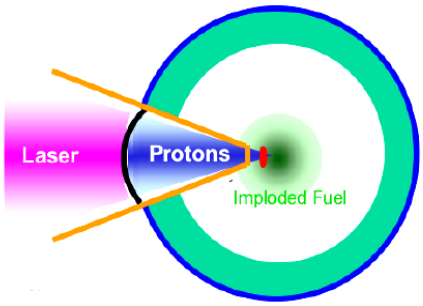
چکیده:

مطالعه ترابرد ذرات آلفای تولیدشده از واکنش گداخت دوتریم- تریتیم، نقش مهمی در تشکیل لکه‌داغ در ایده افروزش سریع دارد. ازاین‌رو در این پژوهش تأثیر توان‌توقف جدید BPS در شرط افروزش و دمای لکه‌داغ سوخت پیش‌فشرده دوتریم- تریتیم بررسی و با مدل‌های قبلی مقایسه شده است. برای این منظور از باریکه پروتونی با توزیع ماکسولی و با دمای توزیع ٤MeV جهت تشکیل لکه‌داغ استفاده شد. محاسبات ما نشان می‌دهد که در مدل توان‌توقف BPS شرط افروزش اندکی به سمت مقادیر ρR بالاتر انتقال می‌یابد. همچنین کاهش بازدهی گرمایی ذرات آلفا در مدل توان‌توقف BPS سبب کاهش چشمگیر دمای لکه‌داغ در مقایسه با مدل‌های قدیمی‌تر خواهد شد.

کلمات کلیدی: *افروزش سریع پروتونی، لکه‌ی داغ، سوخت DT، توان‌توقف BPS، بازدهی گرمایی آلفا.*

مقدمه:

افروزش سریع یکی از ایده‌های مورد توجه در گداخت محصورشدگی لختی (ICF) است. در این ایده، به منظور اجتناب از ناپایداری‌های هیدرودینامیکی ایجاد شده در ایده‌های متداول قبلی، مرحله‌ی تراکم و افروزش سوخت از یکدیگر جدا شده‌اند. بدین صورت که ابتدا قرص سوخت تو سط ضربان پر شدت انرژی (عمدتا باریکه‌های لیزری) به‌صورت کاملاً متقارن، متراکم شده و چگالیش افزایش می‌یابد. سپس به کمک یک باریکه‌ی ثانویه (اغلب باریکه‌ی یونی) قسمت کوچکی از این سوخت متراکم شده، گرم شده و به دمای افروزش رسیده و لکه داغ تشکیل می شود[۱]. مزیت استفاده از باریکه‌های یونی در مقایسه با باریکه‌های لیزری آن است که یون‌ها قابلیت نفوذ در عمق بیشتری از ماده هدف را دا شته، علاوه بر آن، به علت عدم بازتابش باریکه‌های یونی از ماده هدف، بازده جذب آنها تقریبا ٪ ۱۰۰ ا ست. همچنین، وابستگی فضایی نهشت انرژی و قابلیت کانونی کردن، از دیگر مزایای باریکه‌های یونی می‌باشد[۲].



شکل ۱: روش افروزش سریع با باریکه‌ی پروتونی[۳].

مطالعه ترابرد ذرات آلفای 3.54MeV در پلاسمای DT یکی از مسائل اساسی در تحقیقات گداخت کنترل شده است. به منظور شبیه‌سازی بهینه فرآیندهای فیزیکی اشتعال سوخت در گداخت محصورشدگی لختی، اطلاعات دقیق ترابرد ذرات آلفا، در طیف وسیعی از چگالی و دما می بایست مشخص باشد. نخستین مطالعه تئوری ترابرد ذرات آلفای تولید شده از واکنش گداخت DT در پلاسمای لکه داغ ICF توسط کروخین(Krokhin) و روزانف(Rozanov) صورت گرفت. مبنای فیزیکی مدل آنها بر اساس برخوردهای دوتایی کولنی استوار بود. محاسبات آنها با این فرض که ذرات آلفا عمدتا توسط الکترون‌های پلاسما کند می‌شوند، انجام و بازدهی گرمایی ذرات آلفا در لکه داغ به دست آمد[٤]. پس از آنها فرایلی(Fraley) با در نظر گرفتن سهم یون‌های پلاسما در توان توقف، مجددا کمیت‌های مرتبط با ترابرد ذرات آلفا را مورد بررسی قرار داد[٥]. سپس آتزنی(Atzeni) با در نظر گرفتن وابستگی چگالی لکه داغ، برد ذرات آلفای محاسبه شده توسط فرایلی را اصلاح نمود[٦]. اخیرا ترابرد ذرات باردار بر مبنای مدل برخوردهای کولنی و اثرات تجمعی با استفاده از روش پیوستگی ابعادی توسط براون، پرستون و سینگلتون (BPS) ارائه شده است[٧]. در این مدل، برخوردهای کوتاه برد و اثرات تجمعی بلند برد توسط پارامتر جفت شدگی پلاسما به هم پیوند داده شده است. این مدل قادر است که ترابرد ذرات آلفا را در طیف وسیعی از دما و چگالی پلاسمای به طور متوسط و یا کاملا یونیزه شده، با دقت خوبی محاسبه کند. از این رو در این پژوهش اثر ترابرد ذرات آلفا و تاثیر آن در افروزش لکه داغ در ایده افروزش سریع با استفاده از مدل BPS محاسبه و با مدل‌های قبلی مقایسه شده است.

شرط افروزش :

به‌منظور بررسی تحول لکه‌ی داغ، سازوکارهای تولید و اتلاف انرژی را در قرص سوخت از پیش متراکم DT محاسبه شده است. شرط افروزش را به صورت زیر می‌توان نوشت[۸]:

$$f_{\alpha}W_f - W_B - W_{he} - W_m \geq 0 \qquad (۱)$$

که در رابطه بالا W_f توان گداخت، W_m توان اتلافی کار مکانیکی، W_B توان اتلافی تابش ترمزی و W_{he} توان اتلافی رسانش گرمایی الکترون‌ها است. افروزش در سوخت زمانی رخ می‌دهد که توان حاصل از گداخت بر توان‌های اتلافی غلبه کند. توان گداخت برای سوخت DT به‌صورت زیر محاسبه می‌شود[۹]:

$$W_f\,(\frac{erg}{cm^3 s}) = 8.07\times10^{40}\,\rho^2\,\langle\sigma v\rangle \qquad (۲)$$

ρ چگالی و $\langle\sigma v\rangle$ واکنش‌پذیری سوخت پیش‌فشرده DT است.

توان اتلافی تابش ترمزی نیز به‌صورت زیر است[۹]:

$$W_B\,(\frac{erg}{cm^3 s}) = 8.58\times10^{21}\,\rho^2\sqrt{10^3 T}\,(1+\frac{2T}{511.11}) \qquad (۳)$$

توان تابش ترمزی نیز به چگالی و دمای سوخت وابسته است. می‌توان توان اتلافی انتقالی موج حرارتی W_{he} به‌صورت زیر نشان داد[۹]:

$$W_{he}\,(\frac{erg}{cm^3 s}) = \frac{3.11\times10^9\,(10^3 T)^{\frac{7}{2}}}{R^2 Ln\Lambda} \qquad (٤)$$

R شعاع قرص سوخت است که در این پژوهش $R = 20\times10^{-4}(cm)$ در نظر گرفته‌شده است.

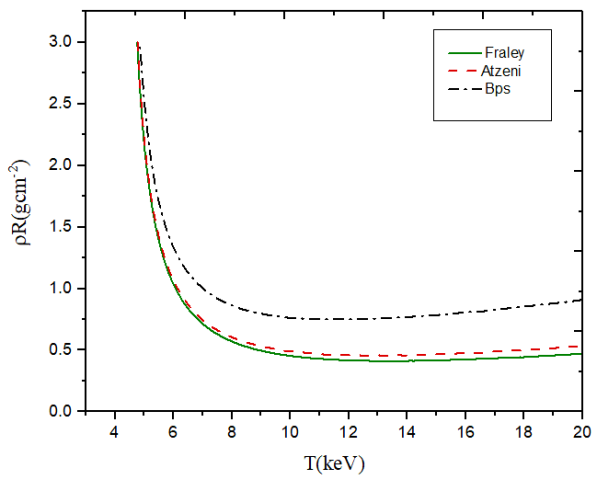
توان اتلافی کار مکانیکی نیز به‌صورت زیر نشان داده‌می‌شود[۹]:

$$W_m\,(\frac{erg}{cm^3 s}) = 1.02\times10^{18}\,(2\times10^3 T)^{1.5}\,(\frac{\rho}{R}) \qquad (۵)$$

با جای گذاری جملات توان‌های اتلافی و توان گداخت، شرط افروزش به صورت زیر خواهد شد:

$$\begin{aligned}&[f_{\alpha}(8.07\times10^{40}\langle\sigma v\rangle) - 8.85\times10^{21}\sqrt{10^3 T}\times(1+\frac{2T}{511.11})]\rho R^2\\ &-1.02\times10^{18}(2\times10^3 T)^{1.5}\rho R - \frac{3.11\times10^9(10^3 T)}{\mathrm{Ln}\Lambda} \geq 0\end{aligned} \qquad (٦)$$

ρR پارامتر محصورشدگی و T دمای لکه‌ی داغ و f_α کسری از ذرات آلفای تولیدشده و نهشت یافته در طول تشکیل لکه‌داغ است. با حل معادله به ازای $Ln\Lambda = 2$ و دمای $1-20keV$ و با استفاده از ۳ مدل توان‌توقف فرایلی، آتزنی و BPS برای نهشت انرژی ذره‌ی آلفا، می‌توان مقادیر مجاز ρR را به دست آورد[۱۰]. شکل۲ نمودارهای شرط افروزش را بر حسب کسر نهشت انرژی ذرات آلفای درون لکه داغ (f_α) در مدل جدیدتر BPS، در مقایسه با مدل‌های قدیمی‌تر آتزنی و فرایلی نشان می‌دهد. همانگونه که از شکل۲ مشخص است، منحنی شرط افروزش مربوط به توان توقف BPS به سمت مقادیر بالاتر ρR انتقال پیدا کرده است. علت این امر، کاهش بازدهی گرمایی آلفا در مدل جدید BPS در مقایسه با دو مدل قبلی است. در نتیجه برای افروزش سوخت به ρR های بالاتری نیاز است.



شکل ۲: نمودار شرط افروزش به ازای توان‌های توقف متفاوت.

باریکه‌ی پروتونی:

ما در این مقاله به بررسی تحول زمانی لکه داغ با مدل‌های مختلف نهشت انرژی ذره‌ی آلفا در سوخت DT، با توزیع ماکسولی باریکه‌ی پروتونی پرداخته‌ایم. توزیع انرژی ماکسولی باریکه پروتونی فرودی به صورت رابطه‌ی زیر است [۱۱]:

$$N(\varepsilon) = 2N_0\sqrt{\varepsilon}\exp[-(\frac{\varepsilon}{kT})]/\sqrt{\pi}(kT)^{\frac{3}{2}} \qquad (۷)$$

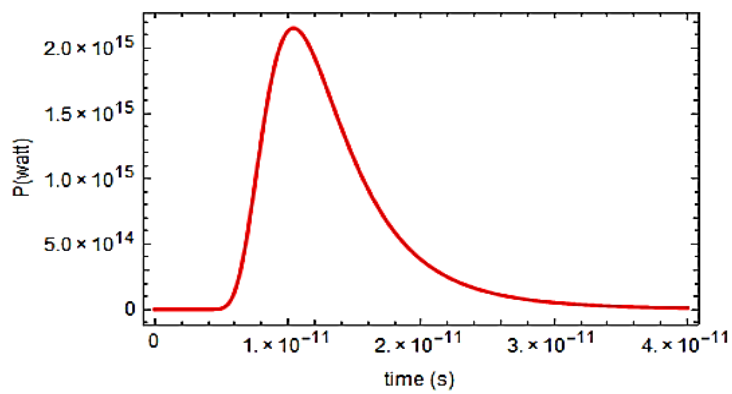
که N_0 تعداد کل پروتون‌ها در باریکه، T دمای‌یون‌ها و ε انرژی جنبشی پروتون که بعد از زمان t به سوخت می‌رسد که به صورت $\varepsilon(t) = \frac{1}{2}m_p c^2(\frac{d}{ct})^2$ محاسبه می شود؛ که c سرعت نور و m_p جرم پروتون در حال سکون است. توان باریکه پروتونی تحویلی به سوخت به‌صورت زیر است:

$$P(t)=\frac{8E}{3\sqrt{\pi}\tau}(\frac{\tau}{t})^6\exp[-(\frac{\tau}{t})^2] \qquad (۸)$$

که در رابطه بالا $E=\frac{3N_0T_P}{2}$ انرژی پرتو فرودی و τ زمان مشخصه برابراست با:

$$\tau=72\frac{d\,(mm)}{[T_p\,(MeV)]^{\frac{1}{2}}}(ps) \qquad (۹)$$

در این پژوهش چگالی سوخت از پیش متراکم 300 gcm^{-3} و میانگین انرژی باریکه فرودی 4 MeV در نظر گرفته‌شده است[۱۲]. شکل۳ توان باریکه پروتونی فرودی را بر حسب زمان نشان می‌دهد.

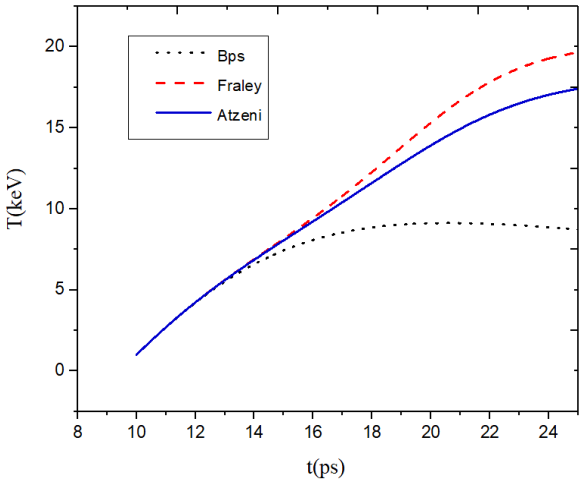


شکل ۳: توان باریکه‌ی پروتونی فرودی با انرژی میانگین 4 MeV.

آهنگ تحول دمای لکه داغ با استفاده از رابطه‌ی زیر به دست می‌آید:

$$P(\frac{erg}{s})+[W_{DT}f_\alpha-W_B-W_{he}-W_m]\frac{4}{3}\pi R_h^3=m_h\times C_v\frac{dT}{dt} \qquad (۱۰)$$

m_h، R_h ، C_v به ترتیب جرم لکه‌داغ، شعاع لکه‌ی‌داغ و ظرفیت گرمایی DT است[۱۱]. تغییرات دما در طول زمان تشکیل لکه‌ی داغ، برای مدل‌های نهشت انرژی فرایلی، آتزنی و BPS در شکل٤ نشان داده شده است:



شکل ٤: نمودار آهنگ تغییرات با سه f_α مختلف.

همانگونه که از شکل مشخص است، کاهش بازدهی گرمایی آلفا در مدل توان توقف BPS در مقایسه با مدل‌های قدیمی‌تر آتزنی و فرایلی سبب می شود که لکه داغ ایجاد شده در پلا سمای ف شرده شده، به دمای لازم برای افروزش (حدود ۱۲keV) نر سد. در نتیجه پیش‌بینی می شود که لکه داغ ایجاد شده در سوخت پیش‌ف شرده به صورت موثری نخواهد سوخت و قادر به ایجاد موج اشتعالی و سوختن همه سوخت نخواهد بود.

نتیجه‌گیری:

هدف گداخت لختی دستیابی به افروزش و سوختن موثر پلاسما در مقیاس آزمایشگاهی است. از این رو، درک و بررسی فرآیندهای فیزیکی تشکیل لکه‌داغ مانند میعار افروزش و تحول زمانی دمای لکه‌داغ حائز اهمیت است. این امر سبب مطالعات و پژوهش‌های تحلیلی زیادی در این حیطه شده است. مدل‌های تحلیلی استفاده شده عمدتا بر مبنای اثر خودگرمایی ناشی از نهشت انرژی ذرات آلفا درون لکه‌داغ است. بنابراین در این پژوهش کسر نهشت انرژی ذرات آلفای واکنش DT درون لکه‌داغ و بازدهی گرمایی آن با ا ستفاده از مدل توان توقف BPS برر سی و با مدل‌های قدیمی‌تر به‌کار رفته توسط آتزنی و فرایلی مقایسه شده است. محاسبات ما نشان می‌دهد که چگالی سطحی بیش از مقدار پیش‌بینی شد تو سط مدل‌های قبلی ا ست. همچنین تحول دمایی لکه داغ به سبب کاهش بازدهی گرمایی ذرات آلفا، کمتر از مدل‌های به کار رفته قبلی است.

مرجع:

[1] TABAK, Max, et al. Review of progress in fast ignition. *Physics of Plasmas*, 12.5: 057305, 2005.

[2] HONRUBIA, J. J.; MURAKAMI, M. Ion beam requirements for fast ignition of inertial fusion targets. *Physics of Plasmas*, 22.1: 012703, 2015.
[3] KEY, M. H., et al. Fast Ignition: Physics Progress in the US Fusion Energy Program and Prospects for Achieving Ignition. Lawrence Livermore National Lab., CA (US), 2002.
[4]Krokhin,O.N.,& Rozanov,V. B .$ alpha $-particle emission from the region of thermonuclear reaction initiated by a laser pulse. Kvantovaya Elektron.(Moscow) No. 4, 118-120 ,1972.
[5] McCrory, R. L., Soures, J. M., Verdon, C. P., Audebert, P., Bradley, D., Delettrez, J., ... & Kim,H.High-pressure laser-fusion compression results. In *High* intensity laser-matter interactions (Vol. 913, pp. 40-58). International Society for Optics and Photonics,1988.
[6] Miley, G. H. Physics of Inertial Fusion: Beam Plasma Interaction, Hydrodynamics, Hot Dense Matter, Stafano Atzeni and Jürgen Meyer-ter-Vehn. Laser and Particle Beams, 23(4), 597-598,2005.
[7] Brown, L. S., Preston, D. L., & Singleton Jr, R. L. Charged particle motion in a highly ionized plasma. *Physics Reports*, *410*(4), 237-333.2005.
[8] ELIEZER, Shalom, et al. Introducing a two temperature plasma ignition in inertial confined targets under the effect of relativistic shock waves: The case of DT and pB 11. Laser and Particle Beams, 33.3: 577-589, 2015.
[9] Atzeni, S., & Meyer-ter-Vehn, J. The physics of inertial fusion: beam plasma interaction, hydrodynamics, hot dense matter (Vol. 125). OUP Oxford.2004.
[10] ZYLSTRA, A. B.; HURRICANE, O. A. On alpha-particle transport in inertial fusion. *Physics of Plasmas*, 26.6: 062701, 2019.
[11] Zou, D. B., Hu, L. X., Wang, W. Q., Yang, X. H., Yu, T. P., Zhang, G. B., ... & Zhuo, H. B. Tunable proton stopping power of deuterium-tritium by mixing heavy ion dopants for fast ignition. High Energy Density Physics, 18, 1-6,2016.
[12] HONRUBIA, J. J., et al. Fast ignition of inertial fusion targets by laser-driven carbon beams. *Physics of Plasmas*,16.10: 102701, 2009.