



احتمال فرار ذرات آلفای حاصل از گداخت گرماهسته‌ای در سوخت DT آلاینده کربنی

سید محمد افتخاری، سهیل خوشبین^۱

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گیلان، ۱۹۱۴-۴۱۳۳۵، رشت، ایران

چکیده

نِهشت انرژی ذرات آلفای حاصل از گداخت هسته سوخت DT از جمله چالش‌های مهم در همجوشی محصور شدگی لختی است. برقراری شرایط اشتعال سوخت، منوط به پایداری افروزش لکه داغ است. فرار بیش از حد انرژی از پلاسمای به سرمایش و خاموشی آن منجر می‌شود. در این پژوهش، اثر سهم کمکی یون‌های پلازما در اتلاف انرژی ذرات آلفای تولید شده در لکه داغ حاوی سوخت DT خالص و آلاینده کربنی به صورت عددی بررسی می‌گردد. سپس، در این شرایط کسر فرار ذرات آلفا بدست می‌آید. نشان داده می‌شود که سهم ایستاندگی مولفه یونی پلازما در دمای افروزشی منجر به کاهش قریب به ۵۰٪ در برد ذره آلفا نسبت به حالت الکترونی خالص می‌گردد. این اثر با تزریق ناخالصی کربنی در همه گستره‌های دمایی مرتبط تشدید می‌گردد.

کلیدواژه‌ها: نهشت انرژی ذرات آلفا، افروزش سریع، پلاسمای سوخت آلاینده

The Escape Probability of Alpha-Particle Byproducts Produced by Thermonuclear Fusion in a Contaminated DT Fuel by Carbon ion

Seyed Mohammad Eftekhari, Soheil Khoshbinfar

Department of Physics, Faculty of Sciences, University of Guilan, 41335-1914, Rasht, Iran

Abstract:

The energy deposition of alpha particles generated by nuclear fusion of DT fuel is one of the major challenges in inertial confinement fusion. The viable burning conditions depend on the stability of the hot spot ignition. Excessive energy escape from the plasma leads to its cooling and shutdown. In this study, the effect of the additional contribution of plasma ions on the energy loss of alpha particles produced in hot spots containing pure DT fuel and carbon contaminants is investigated numerically. Then, under these conditions, the escape fraction of alpha particles is calculated. It is shown that the stopping contribution of the plasma ion components at the ignition temperature leads to a reduction of nearly 50% in the range of the alpha particle relative to the pure electron state. This effect is exacerbated by the injection of carbon impurities in all associated temperature ranges.

Keywords: Alpha-particles energy deposition, fast ignition, contaminated fuel plasma

¹ E-mail: skhoshbinfar@guilan.ac.ir

۱. مقدمه

بررسی توان ایستاندگی ذرات باردار در پلاسمای ساچمه‌ای فشرده شده سوخت، از جمله مسائل پایه‌ای در حوزه همجوشی محصورشدگی لختی (ICF) به شمار می‌رود. یکی از چالش‌های قابل بحث در این راستا، چگونگی نهشت انرژی ذرات آلفای ناشی از اندرکنش سوخت دوتریوم-تریتیوم (DT)، طی مراحل افروزش و اشتعال می‌باشد. بررسی چگونگی نهشت انرژی و نیز هدر رفت ذرات آلفا در سازوکار افروزش سریع (FI) از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. این سازوکار که امروزه به جهت مزایایی چون دسترسی به بهره بالاتر و عدم نیاز به تقارن سازی سوخت فشرده، به عنوان یکی از مقبول‌ترین شیوه‌های پیشنهادی در حوزه همجوشی محصورشدگی لختی به شمار می‌رود؛ در قالب دو مرحله مجزای فشرده‌گی و افروزش صورت می‌گیرد [۱].

پس از آغاز افروزش، ذرات آلفای تولید شده، تمامی انرژی خود را درون لکه داغ به نهشت نمی‌گذارند و همواره احتمال فرار بخشی از این ذرات به عنوان عامل هدر رفت انرژی در پلاسمای سوخت سرد اطراف لکه داغ وجود خواهد داشت. این احتمال فرار، نقشی کلیدی در تحولات هیدرودینامیک پلاسمای لکه داغ ایفا خواهد نمود. ذرات آلفایی که در مدت زمان انجام فرآیند گداخت تولید شده و در لکه داغ متوقف نمی‌شوند، در سطح داخلی پوسته سوخت DT فشرده، متوقف شده و انرژی خود را در آنجا به نهشت می‌گذارند. نهشت انرژی درون سوخت سرد DT، سبب کندی آن به سمت داخل و افزایش جرم لکه داغ می‌گردد و انرژی‌ای که درون لایه‌ی سوخت DT به نهشت گذاشته شده بود، دوباره به لکه داغ برمی‌گردد. در مدلی که توسط هوریکان در سال ۲۰۱۶ در مجله نیچر ارائه شد، نشان داد که برای انرژی راه‌انداز ۱٫۵۱ MJ و میزان جرم سوخت ۱۸۵ μg، افزایش نسبی بازده انرژی گداخت با و بدون در نظر گرفتن سهم گرمایش آلفا ($Y_{\alpha}/Y_{n\alpha}$)، دارای بیشترین مقدار (0.22 ± 2.25) است [۲].

از منظر تاریخی، یکی از نخستین روابط تحلیلی محاسبات احتمال فرار ذرات آلفای تولید شده طی اندرکنش DT در یک محیط پلاسمایی کروی گرم شده ناشی از تابش لیزر، توسط کروخین و روزانوف در سال ۱۹۷۳ معرفی شد که هنوز در محاسبات کند شدن ذرات باردار پراثری در پلاسمای ICF استفاده می‌شود [۳]. روابط معرفی شده که توابعی از اندازه، دما و چگالی پلازما محسوب می‌شدند؛ نشان دهنده کسری از انرژی ذرات آلفا بودند که به بیرون از ناحیه برهمکنش برده می‌شد. با این حال، در این روابط، میزان هدررفت انرژی ذرات آلفا، تنها به ازای برخورد با الکترون‌های پلازما مورد توجه قرار گرفت. این امر منجر شد تا فریولی و همکارانش ضمن در نظر گرفتن اثر یون‌های پلازما، به تکمیل رابطه توان ایستاندگی پیشین، جهت محاسبات کسر نهشت انرژی ذرات آلفا ممارست ورزند [۴]. با این حال، مدل پیشنهادی قادر به نشان دادن وابستگی چگالی در روابط محاسبه شده نبود، از این رو، با فرض یکسان بودن چگالی پلازما و سوخت DT جامد، نمی‌توانست ارزیابی دقیقی را از فرار ذرات آلفا ارائه نماید. در پی این مسئله، اتزنی و میر-تر-وهن با در نظر گرفتن T_e به عنوان دمای الکترون‌های پلازما بر حسب keV، رابطه $(28 + T_e) / 28$ را برای کسر نهشت انرژی ذرات آلفا معرفی نمودند. مدل آن‌ها نه تنها نسبت به دو مدل پیشین، برد جرمی بیشتری را برای ذرات آلفا نشان می‌داد؛ بلکه، به موجب آن، ناچیز بودن برخوردهای یونی در دماهای کمتر از ۲۰ keV قابل توجیه بود.

امروزه، مدل‌های شناخته شده و پر کاربرد توان ایستاندگی ذرات باردار در گداخت لختی شامل مدل مینارد-داچ (MD) [۵]، لی-پتراسو (LP) [۶] و براون-پرستون-سینگلتن (BPS) [۷] هستند. مدل MD بر پایه نظریه جنبشی پلازما و گنجانیدن اثرات برخوردی ضعیف و برانگیختگی پلاسمونی است. در مقابل، BPS با ترکیب چارچوب ریاضی مدل MD و معادله بولتزمن، گنجانیدن اثرات برانگیختگی تجمعی پلازما و قوی برخوردی سازمان دهی شده است و در عین حال، فاقد اثرات تبهگنی کوانتومی پلازما در محدوده سرعت‌های $v/v_e \sim 1$ است. مدل LP بر پایه معادله فوکر-پلانک و پلاسمای با جفت شدگی متوسط (مرحله افروزش سوخت ICF) بنا شده است. در این مدل، با پوشش تمامی نواحی برخوردی ضعیف و قوی، گستره کاربرد وسیع تری نسبت به حالت‌های منفرد نظریه جنبشی و معادله بولتزمن فراهم می‌کند. در عین حال، در نظر گرفتن اثرات پراکندگی بزرگ موجب افزایش توان ایستاندگی پلازما می‌گردد. بنابراین، هر یک از این مدل‌های دارای نقاط قوت و محدودیت‌های علمی هستند. در این میان، مدل LP به دلیل سادگی ساختار (مدل برخورد دوتایی) ساده تر به وفور در حوزه ICF استفاده می‌شود. مقایسه‌ی منحنی افروزش دو مدل به ویژه

در نواحی نزدیک آستانه افروزش، نشان می‌دهد که انرژی مورد نیاز برای افروزش در مدل BPS در حدود ۱۰٪ بیشتر از مدل LP است. بنابراین، باید در طراحی هدف و هنگام بررسی آن در ناحیه آستانه افروزش این نکته در نظر گرفته شود [۸].

بررسی‌های اخیر انجام شده در حوزه افروزش سریع یونی با مخروط هادی نشان داده‌اند که همواره امکان اختلاط درصد ناچیزی از یون‌های سنگین دیواره و نوک مخروط هادی به عنوان ناخالصی به درون سوخت فشرده وجود خواهد داشت. این درصد ناخالصی اگرچه ناچیز است اما می‌تواند منجر به افزایش دمای تابش ترمزی خروجی از سطح لکه داغ و نیز افزایش توان ایستاندگی مؤلفه‌های پلاسما به ویژه در محدوده انرژی‌های نهشتی پایین ذرات برخوردکننده (نظیر یون‌های باریکه یا ذرات آلفا) گردد. از این رو، می‌تواند نقش مهمی را در میزان بازدهی فرآیند افروزش/اشتعال سوخت ایفا نماید [۹ و ۱۰]. افزودن ناخالصی به سوخت، تنها به یون‌های سنگین مانند طلا خلاصه نمی‌گردد؛ به نحوی که برخی پژوهش‌های صورت گرفته در این حوزه، دلالت بر آلییدگی سوخت، طی نفوذ ناخالصی ناشی از یون‌های کربن دارند. این امر به طور ویژه، هنگامی رخ می‌دهد که نوک مخروط هادی با لایه نازکی از کربن جامد (گرافیت) پوشانده شود. اگرچه، حصول ناخالصی ناشی از چنین آلاینده‌هایی در پلاسما سوخت، می‌تواند منجر به افزایش توان ایستاندگی در لحظات نخست برهمکنش راه‌انداز یونی فرودی با پلاسما سوخت گردد.

در این پژوهش، با اتمام به رهیافت افروزش سریع و نیز با فرض مخلوط شدگی ماده سوخت با کسر اندکی ناخالصی یونی با منشاء طراحی هدف یا هولرام، تاثیر حضور ناخالصی در ساز و کار تبادل انرژی میان ذره آلفای حاصل از گداخت هسته‌ای سوخت DT با مولفه‌های الکترون و یونی پلاسما بررسی و تحلیل می‌گردد.

۲. روش کار

۲.۱ توان ایستاندگی در سوخت DT آلییده

به منظور بررسی سازوکار نهشت انرژی ذرات آلفا در سوخت، به دنبال آنچه در بخش مقدمه ارائه گردید؛ در این پژوهش، مدل لی-پتراسو مبنای محاسبات قرار گرفته است که به توضیح مختصر روابط آن خواهیم پرداخت. لی و پتراسو مدل تحلیلی خود برای توقف ذره باردار را در سال ۱۹۹۳ برای فرآیند همجوشی محصورسازی لختی ارائه نمودند. پیش از آن، توان ایستاندگی یون برای پراکندگی با زاویه بزرگ در نظر گرفته نشده بود. همچنین، ضمن چشم‌پوشی از آثار تجمعی پلاسما، معادله‌ی فوکر-پلانک به یک حد بالا محدود می‌شد. در این مدل، آثار مهمی نظیر اثر ایستاندگی یون پلاسما، اثر تجمعی نوسان پلاسما و اثرات کوانتومی در نظر گرفته می‌شود. به علاوه، این مدل ضمن تعمیم معادله فوکر-پلانک اثرات پراکندگی با زاویه بزرگ را مانند پراکندگی‌های زاویه کوچک نشان می‌دهد [۵]. بدین ترتیب، اتلاف انرژی ذره باردار سریع در یک محیط پلاسما داغ همجوشی، از رابطه زیر محاسبه می‌گردد:

$$\frac{dE^{t/f}}{dx} = -\frac{(Z_t e)^2}{v_t^2} \omega_{pf}^2 G(x^{t/f}) \ln \Lambda_b \quad (1)$$

در حالی که در رابطه بالا تابع G به صورت زیر تعریف می‌شود.

$$G(x^{t/f}) = \mu(x^{t/f}) - \frac{m_f}{m_t} \left\{ \frac{d\mu(x^{t/f})}{dx^{t/f}} - \frac{1}{\ln \Lambda_b} \left[\mu(x^{t/f}) + \frac{d\mu(x^{t/f})}{dx^{t/f}} \right] \right\} \quad (2)$$

که در آن، $Z_t e$ بار الکتریکی ذره فرودی، $x^{t/f} = v_t^2 / v_f^2$ ، v_t (سرعت ذره فرودی) مولفه پلاسما، m_t (جرم ذره باردار فرودی پلاسما)، ω_{pf} بسامد پلاسما محیط، $\mu(x^{t/f})$ انتگرال ماکسولی می‌باشد. با در نظر گرفتن اثرات تجمعی پلاسما توان ایستاندگی به صورت نهایی زیر می‌باشد.

$$\frac{dE^{t/f}}{dx} = -\frac{(Z_t e)^2}{v_t^2} \omega_{pf}^2 G(x^{t/f}) \ln \Lambda_b + \theta(x^{t/f}) \ln(1.123 \sqrt{x^{t/f}}) \quad (3)$$

که در این رابطه $\theta(x^{Uf})$ تابع پله ای $(1 > x^{Uf} \leq 1)$ دارای مقدار $(1) \cdot$ است. توان ایستاندگی کل ذره آلفا در برخورد با مولفه‌های پلاسما، از طریق حاصل جمع توان ایستاندگی یون و الکترون حاصل می‌گردد که به صورت زیر قابل محاسبه است:

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{tot} = \sum_f \frac{dE^{\alpha/f}}{dx} = \frac{dE^{\alpha/e}}{dx} + \frac{dE^{\alpha/d}}{dx} + \frac{dE^{\alpha/t}}{dx} + \frac{dE^{\alpha/imp}}{dx} \quad (4)$$

در صورت افزودن ناخالصی یون سنگین به سوخت، چگالی عددی یون سنگین به کمک رابطه $n_M = \xi_M n_D$ تعریف می‌شود. با فرض برابری نسبت چگالی دوترون‌ها و تریتون‌ها در پلاسما سوخت، شرط تعادل بار الکتریکی پلاسما ایجاب می‌کند چگالی الکترونی پلاسما به صورت زیر نوشته شود.

$$n_e = n_D + n_T + n_M = 2n_D + Z_M \xi_M n_D = (2 + Z_M \xi_M) n_D, \quad (5)$$

که در رابطه بالا Z_M عدد اتمی عنصر ناخالصی است. از این رو، طول حفاظ دبی λ_D در سوخت DT آلاینده به صورت زیر تغییر می‌کند.

$$\lambda_D \equiv \lambda_{De} \left(\sum_f \frac{n_f Z_f^2}{n_e} \right)^{-1/2} \quad (6)$$

که در آن $\lambda_{De} = (T_e / (4\pi n_e e^2))^{1/2}$ است.

در حالت کلی، انرژی ذره آلفا حین ترابرد در محیط سوخت DT آلاینده یونی، با حل معادله دیفرانسیل زیر و شرط اولیه $E(r) = E_{0\alpha}$ بدست می‌آید

$$\frac{dE_{\alpha}(r)}{dr} = \sum_f \frac{dE^{\alpha/f}}{dr} \quad (7)$$

که در آن $E_{0\alpha}$ انرژی تولید ذرات آلفا است و برابر با 3.75 MeV می‌باشد. در صورتیکه ذره آلفا در مرکز کره ای به شعاع R آزاد شود آنگاه شرط اولیه عبارت است از $E(0) = E_{0\alpha}$

فرار ذرات آلفا از لکه داغ به شدت بر دینامیک پایداری افروزش لکه داغ و سرایت آن به سوخت سرد اطراف تاثیر گذار است. با توجه به آنکه مسیر حرکت ذرات آلفا تقریباً خط راست است و با فرض آنکه در کره ای به شعاع R ، ذرات آلفای تک انرژی به صورت همگن و همسانگرد تولید شوند، آنگاه کسری از ذرات آلفا که انرژی خود را به بیرون از کره لکه داغ حمل می‌کنند عبارت اند از [۱]:

$$\eta_{\alpha} = \frac{1}{4\pi r^2 V_{hs} E_{0\alpha}} \int E_{\alpha}(r, \theta, \varphi) d\Omega = \frac{3}{2R^2} \int_0^R \rho^2 d\rho \int_{-1}^{+1} d\mu \frac{E_{\alpha}(r)}{E_{0\alpha}} \quad (8)$$

که در آن V_{hs} حجم کره لکه داغ، E_{α} نیز انرژی ذره آلفای خروجی در امتداد (r, θ, φ) درون لکه داغ است. کمیت r ، فاصله میان محل تولید در فاصله شعاعی ρ تا سطح کره است که به صورت زیر بیان می‌شود.

$$r = \rho\mu + \sqrt{R^2 - \rho^2(1 - \mu^2)} \quad (9)$$

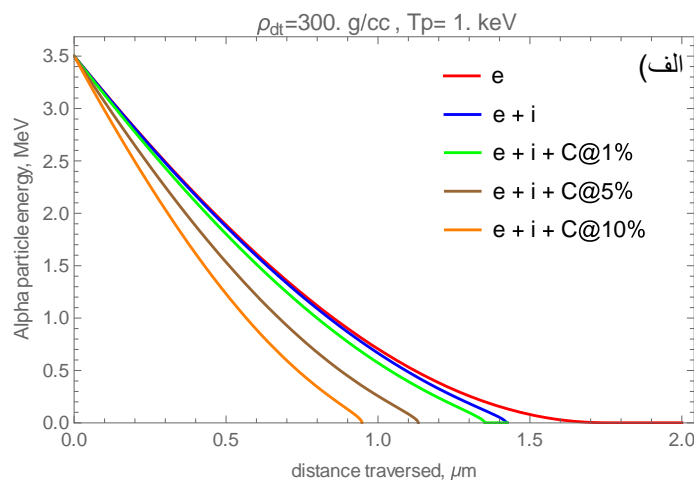
که در آن $\mu = \cos\theta$ است. پس از استخراج پاسخ حل عددی معادله دیفرانسیل رابطه ۷ و جاگذاری آن در رابطه ۸، انتگرال آن به صورت عددی حل می‌گردد. بدین ترتیب، در محاسبه کسر فرار در انتگرال رابطه ۸، سهم همه ذرات آلفای تولید شده در سراسر حجم کره لکه داغ در نظر گرفته می‌شود.

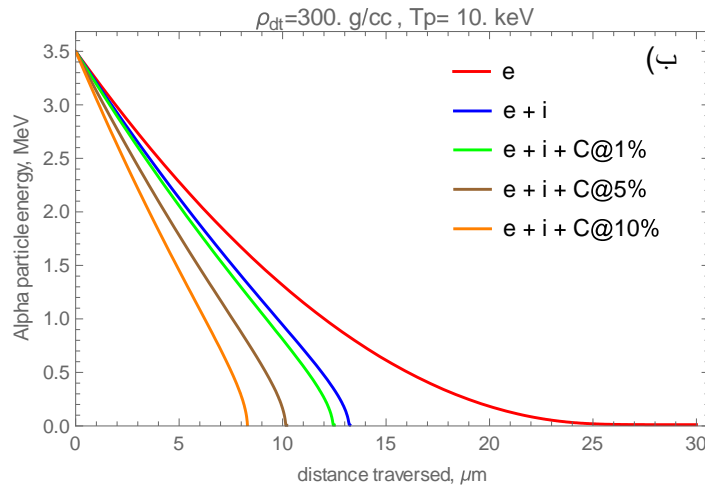
۳. نتایج

رابطه تحلیلی کروخین و رزانوف در بسیاری از محاسبات تحلیلی بررسی افروزش لکه داغ به عنوان عبارتی پذیرفته شده استفاده می‌گردد [۳]. یکی از مهمترین ویژگی‌های این رابطه دو ضابطه‌ای محاسبه کسر فرار ذرات آلفا، در نظر گرفتن سهم الکترون‌ها در کند شدن ذرات آلفا است. این تقریب با دقت قابل قبولی در محدوده انرژی ذرات آلفای فراتر از چند صد keV درست است. در انرژی 88.4 keV ، اهمیت نسبی رقابت الکترون و یون‌های پلاسما در استانندگی ذرات آلفا با یکدیگر برابر می‌شود و در نواحی انرژی کمتر از این مرز و به ویژه نزدیک به دمای پلاسما زمینه سهم ایستاندگی یونی افزایش محسوسی می‌یابد. به عبارت دیگر، بسامد فرایند‌های برخوردی آلفا-یون بیشتر از آلفا-الکترون می‌گردد. در این حالت، دیگر نمی‌توان از سهم تبادل انرژی میان ذره آلفا و یون‌های پلاسما چشم‌پوشی نمود.

ویژگی دیگر نهفته در محاسبات تحلیل کروخین و رزانوف، چشم‌پوشی از پراکندگی تحت‌زوایای بزرگ برای پلاسما با دمای چندین keV است. در این شرایط، لگاریتم کولن نزدیک به عدد ۲ می‌باشد. کلیه محاسبات انجام شده توسط آنها بدون در نظر گرفتن شرایط واقعی پلاسمای افروزشی و به ازای لگاریتم کولن بزرگ برآورد شده است. با در نظر گرفتن سهم حضور الکترون‌ها و یون‌های پلاسما و همچنین آثاری چون پراکندگی با زاویه بزرگ، اثرات تجمعی پلاسما و اثرات کوانتومی، لی و پتراسو نشان دادند که به عنوان مثال، در دمای 20 keV ، ذرات آلفا 3.5 MeV مقدار ۴۷ درصد از انرژی خود را در سوخت DT به نهبشت می‌گذارند که با در نظر گرفتن این اثرات، احتمال نشت انرژی در ساچمه سوخت نسبت به حالت سهم الکترونی خالص حدود ۶۰ درصد کاهش می‌یابد [۶].

مطابق شکل ۱، هدر رفت انرژی ذرات آلفای 3.5 MeV ، در لکه داغ سوخت DT در شرایط سوخت خالص با چگالی جرمی 300 g/cc و آلیایده کربنی با غلظت‌های نسبی ۱، ۵ و ۱۰ درصد نمایش داده شده است. مطابق شکل ۱-الف، مشاهده می‌شود که در مقایسه میان سهم الکترونی خالص و الکترون-یون پلاسما در توقف کامل ذرات آلفا، در دمای 1 keV ، اختلاف ناچیزی نمایان شده است که به ویژه در محدوده انرژی‌های کمتر از 1 MeV تشدید شده است. این امر، موجب کاهش ناچیز عمق نفوذ ذرات آلفا نسبت به حالت سهم الکترونی خالص می‌گردد. با این حال، این ویژگی در شکل ۱-ب تشدید شده است به طوری که در دمای 10 keV ، دمای افروزش واقعی لکه داغ در پلاسمای DT، نقش یون‌های زمینه در جذب انرژی ذرات آلفا و بهبود گرمایش لکه داغ به وضوح دیده می‌شود [۱۰]. حضور کسر ناچیزی از یون‌های ناخالصی در لکه داغ، منجر به تشدید اثرات سهم ایستاندگی یونی و الکترونی می‌شود؛ به طوری که حضور تنها ۵٪ غلظت نسبی کربن، به ویژه در دمای‌های پایین لکه داغ، مقارن با آغاز گرمایش لکه داغ به شدت بر جلوگیری از فرار انرژی از حجم لکه داغ تاثیر می‌گذارد.





شکل ۱. اتلاف انرژی ذره آلفا 3.5 MeV در سوخت DT خالص و آلیاژ کربنی در الف) دمای 1 keV و ب) دمای 10 keV .

در افروزش سریع، باریکه افروزشی یونی باید بتواند سوخت پیش فشرده تک چگال را تا دمای تقریبی 10 keV گرم کرده و لکه داغ ایجاد کند. برای سوختی با چگالی جرمی ρ_0 که تا دمای T گرم می‌شود، باریکه افروزشی دارای شعاع کانونی r_0 و برد R است. برد باریکه افروزشی باید به گونه‌ای تنظیم شود تا $R = \rho_0 r_0 \text{ g/cm}^2$ با برد ذره آلفا در دمای افروزشی همخوان باشد. مطابق نتایج شبیه‌سازی‌های عددی معتبر در افروزش سریع، شرایط لازم برای خود-گرمایش لکه داغ در دمای افروزش برقراری چگالی سطحی حدود $H_s = 0.16 \text{ g/cm}^2$ است. با در نظر گرفتن لکه داغی با این چگالی سطحی، مطابق جدول ۱، کسر فرار ذرات آلفا برای مدل‌های کروخین-رزوانوف و لی-پتراسو در دماهای مختلف با حل عددی معادلات ۷ تا ۹ محاسبه شده است. در این جدول، اثر حضور ناخالصی بر کسر فرار ذرات آلفا نیز بررسی شده است. مشاهده می‌شود که با در نظر گرفتن سهم یون‌ها در محاسبه کسر فرار ذرات آلفا، در دمای‌ها کمتر از دمای افروزش ایده‌آل، به دلیل آنکه سهم الکترونی غالب است، نتایج نزدیک به یکدیگر هستند. با این حال، با افزایش دما، فاصله میان مقادیر محاسبه شده بر اساس مدل لی-پتراسو و کروخین-رزوانوف بیشتر می‌شود، زیرا به دلیل تغییر در بسامد‌های برخوردی $\nu \propto T^{-3/2}$ ، در این شرایط سهم ایستاندگی الکترونی نسبت به یونی در توان ایستاندگی کل سریعاً کاهش می‌یابد. ای ناثر با تزریق ناخالصی و افزایش جمعیت الکترونی و یونی در تمام گستره دمایی تشدید می‌شود. در انفجار درونی هدف‌های NIF، وجود ناخالصی یونی در سوخت، در حدود ۵۰٪ به افزایش فشار بازه زمانی ایستایی و بهبود فرایند گداخت گرما هسته کمک می‌کند [۹].

جدول ۱. کسر فرار ذرات آلفا از لکه داغ DT خالص و آلیاژ کربنی

دما (keV)	کروخین و زانوف	لی و پتراسو	لی و پتراسو + کربن ۱٪	لی و پتراسو + کربن ۵٪	لی و پتراسو + کربن ۱۰٪
۱	۰/۰۱۹	۰/۰۲۲	۰/۰۲۱	۰/۰۱۵	۰/۰۱۳
۵	۰/۱۳۰	۰/۱۲۰	۰/۱۱۳	۰/۰۹۵	۰/۰۷۹
۱۰	۰/۳۰۲	۰/۲۵۹	۰/۲۳۴	۰/۱۹۳	۰/۱۶۰
۲۰	۰/۵۹۹	۰/۴۵۶	۰/۴۲۳	۰/۳۵۹	۰/۲۹۷



۴. نتیجه گیری:

کند شدن ذرات باردار پرنرژی در پلاسمای سوخت DT افروزی در اثر برخورد های کولنی میان ذره فرودی و مولفه های الکترونی و یونی پلازما رخ می دهد. در محدوده دمایی بین ۱۰-۱keV که شرایط افروزش لکه داغ رخ می دهد، مقیاس زمانی فرایند های برخوردی تابع شدیدی از دمای محیط است. تقسیم انرژی ذره فرودی میان الکترون و یون های پلازما تابعی از این اثر است. نشان داده شد که سهم برخوردی یون های به ویژه با افزایش دما تا رسیدن به دمای افروزی، نقش کلیدی در پایداری انرژی لکه داغ دارد. در این راستا، مطابق پژوهش های جدید تجربی در انفجار درونی هدف های NIF، حضور ناخالصی یونی سنگین، بر بهبود کیفیت گداخت گرما هسته ای تاثیر مستقیم دارد. ناخالصی یونی با تشدید فرایند های برخورد به تسریع سهم گرمایش لکه داغ به ویژه در زمان های اولیه نهشت انرژی کمک شایانی می کند.

مراجع

- [1] A. Zylstra, and O. Hurricane, On alpha-particle transport in inertial fusion, *Physics of Plasmas* **26** 062701 (2019).
- [2] O. Hurricane, *et al.* Inertially confined fusion plasmas dominated by alpha-particle self-heating, *Nature Physics* **12** 800 (2016).
- [3] O.N. Khrokhin, and V.B. Rozanov, Escape of α particles from a laser-pulse-initiated thermonuclear reaction, *Soviet Journal of Quantum Electronics* **2** 118 (1972).
- [4] G.S. Fraley, *et al.*, Thermonuclear burn characteristics of compressed deuterium-tritium microsphere, *Physics of Fluids* **17**, 474 (1974).
- [5] G. Maynard and C. Deutsch, Energy loss and straggling of ions with any velocity in dense plasmas at any temperature, *Physical Review A* **26**, 665(1982).
- [6] Li, C.K. and Petrasso R.D, Charged-Particle Stopping Powers in Inertial Confinement Fusion Plasmas, *Physical Review Letter* **70** 3059 (1993).
- [7] Robert L. Singleton Jr., Charged particle stopping power effects on ignition: Some results from an exact calculation, *Physics of Plasmas* **15** 056302 (2008).
- [8] M. Temporal, *et al.*, Effects of alpha stopping power modelling on the ignition threshold in a directly-driven inertial confinement fusion capsule, *European Physics Journal D* **71** 132 (2017).
- [9] L. Berzak Hopkins, *et al.*, Increasing stagnation pressure and thermonuclear performance of inertial confinement fusion capsules by the introduction of a high-Z dopant, *Physics of Plasmas* **25** 080706 (2018).
- [10] S. Khatami, S. Khoshbinfar, The impact of impurity ion in deuterium-tritium fuel on the energy deposition pattern Of the Proton Ignitor Beam, *Chinese Journal of Physics* **66** 620 (2020).