

Research Paper

# The Estimation of Escape Fraction of $\alpha$ -particle from a Contaminated Deuterium-Tritium Hot-spot<sup>1</sup>

Seyyed Mohammad Eftekhari<sup>2</sup> and Soheil Khoshbinfar<sup>3\*</sup>

Received: 2024.06.25

Revised: 2024.09.25

Accepted: 2024.10.19

## Abstract

The energy deposition of alpha particles resulting from nuclear fusion of deuterium-tritium (DT) fuel is one of the important challenges in inertial confinement fusion. The stability of ignition conditions is associated with the achievement of self-ignition in hot-spot plasma. Excessive escape of energy from the hot spot leads to its rapid cooling and quenching. In this research, we will examine the contribution of electronic and ionic plasma components in the calculation of the escape fraction and the stopping of charged particles produced by fusion reactions. First, the contribution of small-angle scattering in alpha particle energy loss based on the Krokhin-Rozanov (KR) model and then using the Li-Petrasso stopping power (LP), the cumulative effect of small and large angle scattering in the energy loss of alpha particles in two cases of pure and ion contaminated DT fuel has been investigated numerically. It is shown that in the pre-compressed fuel of fast ignition, the stopping of the electron component of the plasma is dominant only for the high-energy alpha particle. Nevertheless, at the same time as the alpha particle slows down and heats fuel plasma, the stopping contribution of the ion component of the plasma is strengthened and the range of the alpha particle decreases by up to 50% compared to the pure electron case. This effect is intensified by increasing the fuel density and by injecting impurities into the DT fuel plasma environment.

**Keywords:** *Fast Ignition, Escape Probability, Impure Plasma Fuel, Alpha Particle Self-heating, Alpha-particles Energy Deposition, Impurity Ion.*

<sup>1</sup> <https://doi.org/10.22051/ijap.2024.47585.1415>

<sup>2</sup> M. Sc. Graduated, Physics Department, Faculty of Sciences, University of Guilan, Guilan, Iran. Email: [eftekhari.m.seyyed@gmail.com](mailto:eftekhari.m.seyyed@gmail.com)

<sup>3</sup> Associate Professor, Physics Department, Faculty of Sciences, University of Guilan, Guilan, Iran. (Corresponding Author). Email: [skhoshbinfar@guilan.ac.ir](mailto:skhoshbinfar@guilan.ac.ir)

<https://jap.alzahra.ac.ir>



# برآورد کسر فرار ذره آلفا از لگه‌ی داغ دوتریوم- تریتیوم آلاییده<sup>۱</sup>

سید محمد افتخاری<sup>۲</sup> و سهیل خوشبین فر<sup>۳\*</sup>

تاریخ دریافت: ۱۴۰۳/۰۴/۰۵

تاریخ بازنگری: ۱۴۰۳/۰۷/۰۴

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۳/۰۷/۲۸

فصلنامه علمی فیزیک کاربردی ایران

دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا

سال چهاردهم، پاییز ۳۹، زمستان ۱۴۰۳

صص ۴۵ - ۶۷

## چکیده:

نهشت انرژی ذرات آلفای بدست آمده از گداخت هسته‌ای سوخت دوتریوم- تریتیوم ( $DT$ ) از جمله چالش‌های مهم در همجوشی محصور شدگی لختی است. پایداری شرایط اشتعال، منوط به افروزش خود-نگهدار پلاسمای لگه داغ است. فرار بیش از حد انرژی از لگه داغ به سرمایه‌ی و خاموشی سریع آن منجر می‌شود. ما در این پژوهش به بررسی سهم مؤلفه‌های الکترونی و یونی پلازما در محاسبه کسر فرار و توقف ذرات باردار ناشی از گداخت، خواهیم پرداخت. ابتدا سهم پراکنده‌گی زوایای کوچک در اتلاف انرژی ذره آلفا بر اساس مدل کروخین-رُزانوف ( $KR$ ) و سپس به کمک مدل توان ایستاندگی لی-پتراسو ( $LP$ ) اثر تجمعی پراکنده‌گی زوایای کوچک و بزرگ در اتلاف انرژی ذرات آلفا در دو حالت سوخت  $DT$  خالص و آلاییده یونی به صورت عددی بررسی شده است. نشان داده می‌شود که در سوخت پیش فشرده‌ی افروزش سریع، سهم ایستاندگی مؤلفه الکترونی پلازما تنها برای ذره آلفای پرنانرژی غالب است. با این وجود، هم زمان با کند شدن ذره آلفا و گرمایش سوخت  $DT$ ، سهم ایستاندگی مؤلفه‌ی یونی پلازما تقویت می‌گردد و برد ذره آلفا نسبت به حالت الکترونی خالص در بیشه‌ترین حالت تا ۵۰٪ کاهش می‌یابد. این اثر با افزایش چگالی سوخت و با تزریق ناخالصی به محیط پلاسمای سوخت  $DT$ ، تشدید می‌گردد.

**واژگان کلیدی:** افروزش سریع، احتمال فرار، پلاسمای سوخت آلاییده، خود-گرمایش ذره آلفا، نهشت انرژی ذرات آلفا، یون ناخالصی.

<sup>۱</sup> <https://doi.org/10.22051/ijap.2024.47585.1415>

<sup>۲</sup> دانش‌آموخته کارشناسی ارشد، گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گیلان، گیلان، ایران. Email: [eftekhari.m.seyyed@gmail.com](mailto:eftekhari.m.seyyed@gmail.com)

<sup>۳</sup> دانشیار، گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گیلان، گیلان، ایران. (نویسنده مسئول) Email: [skhoshbinfar@guilan.ac.ir](mailto:skhoshbinfar@guilan.ac.ir)



## ۱. مقدمه

کند شدن ذرات باردار پرنرژی در پلاسمای سوخت ( $DT^1$ ) افروزشی بر اثر برخوردهای کولنی میان ذره فرودی و مؤلفه‌های الکترونی و یونی پلاسما رخ می‌دهد [۱]. در محدوده دمایی بین  $1-10\text{keV}$  که شرایط افروزش لگه داغ رخ می‌دهد، مقیاس زمانی فرآیندهای برخوردی، تابع شدیدی از دمای محیط است [۲]. تقسیم انرژی ذره فرودی میان الکترون و یون‌های پلاسما نیز تابعی از این اثر است. برای دستیابی به بهره انرژی بالا، مشخص شده است که بیشتر انرژی محصولات گداخت، باید در یون‌ها به نهشت گذاشته شود. افزایش دمای الکترونی از راه نهشت انرژی مستقیم یا از راه تَرابرد انرژی از یون‌ها، منجر به اتلاف انرژی تابشی در پلاسما می‌گردد.

خروج انرژی ذرات آلفا از ناحیه لگه داغ، به معنای اتلاف انرژی توسط محصولات گداخت نمی‌باشد، بلکه این ذرات انرژی خود را در سوخت سرد اطراف لگه داغ به نهشت گذاشته و سبب گرمایش و گندگی آن ناحیه به درون لگه داغ و در نهایت بهره انرژی بالاتر می‌شوند. هوریکان در سال ۲۰۱۶، نشان داد که برای انرژی راه‌انداز  $[1.51\text{M}]$  و جرم سوخت  $185\mu\text{g}$ ، افزایش نسبی بازده انرژی گداخت با/ بدون در نظر گرفتن سهم گرمایش آلفا ( $Y_\alpha/Y_{\text{no-}\alpha}$ )، دارای بیشترین مقدار  $(22 \pm 2.25)$  است [۳]. بنابراین، سهم برخوردی یون‌ها به‌ویژه با افزایش دما تا رسیدن به دمای افروزشی، نقش کلیدی در پایداری انرژی لگه داغ دارد. در این راستا، بر اساس پژوهش‌های جدید تجربی در انفجار درونی هدف‌های NIF، حضور اندکی ناخالصی یونی سنگین، بر بهبود کیفیت گداخت گرما هسته‌ای تاثیر مستقیم دارد. ناخالصی یونی با تشدید فرآیندهای برخورد به تسریع سهم گرمایش لگه داغ به‌ویژه در زمان‌های اولیه نهشت انرژی کمک شایانی می‌کند [۴، ۵]. کسری از انرژی ذرات باردار که با کمک ساچمه‌ی سوخت  $ICF^2$  جذب می‌شود، کمیت مهمی در اندازه‌گیری شرایط عملی افروزش است. برای ساچمه‌هایی که اندازه‌ی آن‌ها قابل مقایسه با برد حرارتی محصولات گداخت است، کسری از انرژی می‌تواند از ساچمه سوخت فرار کند. این کسر انرژی با توجه به سهم انتقال انرژی به الکترون‌های پلاسما، توسط کروخین و رزانوف بررسی شده است [۶]. به دنبال آن، این محاسبات با در نظر گرفتن تَرابرد انرژی به یون‌های پلاسما با تقریب برخورد دوتایی با زاویه کوچک، توسط کوپر و ایوانز توسعه داده شد [۷].

یکی از نخستین پژوهش‌های موفق در زمینه محاسبه کسر فرار گداخت گرما هسته‌ای لیزری، متعلق به کروخین و رزانوف (KR) است. در این پژوهش، تنها کند شدن ذرات آلفا را با این فرض که

<sup>1</sup> Deuterium-Tritium

<sup>2</sup> Inertial confinement fusion



دما و چگالی لگه داغ در تمام نقاط یکنواخت باشد، به واسطه برخورد با الکترون‌های پلاسما در نظر گرفته بود. در این الگو از مقدار ثابت و بزرگی برای لگاریتم کولن برابر مقدار ۱۰ استفاده شد و بر همین اساس با چشم‌پوشی از برخی برخوردهای کولنی، مقدار برد ذره آلفا تنها در برخورد با الکترون‌های پلاسما محاسبه گردید. به عبارت دیگر، فرض شد که سهم تبادل انرژی میان ذره آلفای پرانرژی و الکترون‌های زمینه، محسوس تر است. اگرچه، نشان داده می‌شود که این فرض مادامی که ذرات آلفا پرانرژی هستند،  $E_{\alpha} > 35T_e$ ، معتبر است. سپس، فریلی [۸] و چندین سال بعد از وی، محاسبات آنزنی و میر-تر-ون (AM) [۹] به اصلاح الگوی KR پرداختند و برد جرمی ذره آلفا را با افزودن نقش یون‌های پلاسما، برازش کردند. مقایسه‌ی بین الگوهای ارائه شده نشان می‌دهد که در الگوی AM نه تنها نسبت به دو الگوی پیشین، ذرات آلفا دارای برد جرمی بیشتری بودند؛ بلکه، به موجب آن، ناچیز بودن برخوردهای یونی در دماهای کمتر از ۲۰ keV قابل توجه بود و کمترین کسر نهشت انرژی را نشان می‌داد. به تازگی نیز الگوی زیلسترا و هوریکان (ZH) معرفی شده است که در آن از توان ایستاندگی جدیدی برای محاسبه فرار ذرات آلفا از ناحیه لگه داغ با دمایی در محدوده ۱-۱۰ keV استفاده شده است [۱۰].

امروزه، از میان الگوهای شناخته شده تر و پرکاربرد توان ایستاندگی ذرات باردار در محاسبات تحلیلی و عددی گداخت لختی می‌توان به مواردی چون الگوی مینارد-داچ (MD) [۱۱]، لی-پتراسو (LP) [۱۲] و براون-پرستون-سینگلتون (BPS) [۱۳] و الگوی اصلاح شده لی و پتراسو (MLP) [۱۴] اشاره شود. الگوی MD بر پایه نظریه جنبشی پلاسما و گنجاندن اثرات برخوردی ضعیف و برانگیختگی پلاسمونی است. در مقابل، BPS با ترکیب چارچوب ریاضی الگوی MD و معادله بولتزمن، گنجاندن اثرات برانگیختگی تجمعی پلاسما و قوی برخوردی سازمان‌دهی شده است و در عین حال، بدون اثرات تبهگنی کوانتومی پلاسما در محدوده سرعت‌های  $v/v_e \sim 1$  است. الگوی LP نیز بر پایه معادله فوکر-پلانک و پلاسمای با جفت‌شدگی متوسط (مرحله افروزش سوخت ICF) بنا شده است [۱۲، ۱۵]. در این الگو، با پوشش تمامی نواحی برخوردی ضعیف و قوی، گستره کاربرد وسیع‌تری نسبت به حالت‌های منفرد نظریه جنبشی و معادله بولتزمن فراهم می‌کند. در عین حال، در نظر گرفتن اثرات پراکندگی بزرگ موجب افزایش توان ایستاندگی پلاسما می‌گردد. در الگوی اصلاح‌شده لی و پتراسو (MLP) اثرات تجمعی توان ایستاندگی، سرعت نسبی، تبهگنی الکترونی پلاسما و رابطه عمومی تر لگاریتم کولن به عنوان تصحیحات فیزیکی و نظری در چارچوب الگوی اولیه LP گنجانده شده‌اند. در نظر گرفتن این

عوامل موجب سازگاری بیشتری میان نتایج تجربی گزارش شده با الگوی LP شده است. بنابراین، هر یک از این الگوها، دارای نقاط قوت و محدودیت‌های علمی هستند. در این میان، الگوی LP به دلیل سادگی ساختار (الگوی برخورد دوتایی) ساده‌تر در حوزه مطالعات افروزش لکه داغ سوخت DT در ICF بسیار استفاده می‌شود. با این حال، در شرایط ویژه‌ای از سوخت پیشرفته گذاخت مانند  $p-11B$  استفاده از تصحیحات کنونی در الگوی MLP منجر به نتایج رضایت‌بخش تری خواهد شد. با استفاده از الگوی LP، گاش و منون توانستند طول حرارتی، احتمال فرار دوترون فرودی در پلاسمای سوخت DD را با در نظر گرفتن سهم مؤلفه‌های الکترون، یونی و نوترونی محاسبه کنند. آن‌ها نشان دادند که مقدار تریتیوم به جای مانده در سوخت نسبت به محاسبات پیشین بیشتر است [۱۶]. در مطالعه عددی دیگری با کد شبیه‌سازی یک بعدی MULTI-IFE، شرایط حقیقی افروزش ساچمه سوخت متاثر از دو الگوی رایج محاسبات توان ایستاندگی در پلاسمای افروزشی یعنی الگوهای تحلیلی LP و BPS بررسی گردید. نتایج این پژوهش نشان می‌دهد که انرژی مورد نیاز برای افروزش در الگوی BPS در حدود ۱۰٪ بیشتر از الگوی LP است. بنابراین، در طراحی هدف و هنگام بررسی آن در ناحیه آستانه افروزش باید این نکته در نظر گرفته شود [۱۷].

بررسی‌های کنونی انجام شده در حوزه افروزش سریع یونی با هدایتگر مخروطی نشان داده‌اند که همواره امکان اختلاط درصد ناچیزی از یون‌های سنگین دیواره و نوک هدایتگر مخروطی به عنوان ناخالصی به درون سوخت فشرده وجود خواهد داشت. این درصد ناخالصی اگرچه ناچیز است، اما می‌تواند منجر به افزایش شار تابش ترمزی خروجی از سطح لکه داغ و نیز همزمان، افزایش توان ایستاندگی مؤلفه‌های پلازما به‌ویژه در محدوده انرژی‌های نهشتی پایین ذرات برخورد کننده (چون یون‌های باریکه یا ذرات آلفا) گردد. از این رو، می‌تواند نقش مهمی را در تراز بازدهی فرآیند افروزش / اشتعال سوخت ایفا نماید [۱۸، ۱۹]. از آنجایی که مخروط باید از ماده‌ای با عدد اتمی بالا (مانند طلا) ساخته شود تا دیواره آن در پی تغییر و تحولات رخ داده طی فرآیند ایجاد پلازما آسیب نیند، در این پژوهش نیز بر آن شدیم تا با در نظر گرفتن ناخالصی ناشی از هدایتگر مخروطی با نوکی از جنس کربن، آلومینیوم و دیواره‌ای از جنس طلا در پلاسمای لکه داغ، به بررسی چگونگی نهشت انرژی ذرات آلفای تولید شده به عنوان تابعی از عمق نفوذ آن‌ها در سوخت پردازیم. با این وجود، پیش از انجام محاسبات اصلی، برآورد اولیه محدوده مجاز درصد ناخالصی مناسب در چنین مطالعاتی نقشی کلیدی دارد [۵].



در پژوهشی که توسط کاروسو و استرانگیو در رابطه با چگونگی تأثیر درصد ناخالصی طلا بر روی انرژی افروزشی لگه‌ی داغ انجام شد [۲۰]، نشان داده شد که با تعریف کمیت نسبت چگالی عددی طلا به چگالی عددی کل سوخت ناخالص  $DT (f_{Au})$ ، می‌توان به ارزیابی‌ای از درصد ناخالصی مجاز یون‌های طلا در سوخت دست یافت. محاسبات آن‌ها نشان داد که به ازاء مقادیر  $f_{Au} > 0.2\%$  کمینه انرژی مورد نیاز برای وقوع افروزش سوخت به سرعت افزایش خواهد یافت. این افزایش تا حدی خواهد بود که می‌تواند کمینه دمای افروزش ایده‌آل سوخت را به مقادیر عددی بیش از  $40\text{ k}$  برساند. لازم به توضیح است که در برآوردهای خوشبینانه، انرژی باریکه افروزشی در محدود  $10\text{ k}$  و کمتر از آن هدف گذاری شده است. از این رو، با افزایش غلظت ناخالصی امکان وقوع افروزش با روندی تند به شدت کاهش خواهد یافت [۵، ۱۸ و ۲۰].

در این پژوهش، در بخش ۲، مروری بر مبانی و توانمندی‌های الگوهای برآورد کسر فرار ذرات آلفا ارائه می‌شود. در بخش ۳، در چارچوب الگوی KR، سهم تقریب پراکنده‌گی زوایای کوچک در کند شدن ذرات آلفا، نقش کمیت لگاریتم کولنی کلاسیکی و کوانتومی در کسر فرار ذرات آلفا محاسبه می‌گردد. در پایان نیز، در بخش ۴، نیز سهم انباشتی مؤلفه‌های الکترونی و یونی پلاسما در ایستاندگی ذرات آلفا در چارچوب الگوی اصلاح شده لی-پتراسو (LP) برای سوخت DT خالص محاسبه و نتایج بدست آمده را در محدوده چگالی و دمای مختلف پلاسما با یکدیگر مقایسه و بحث می‌گردد. در ادامه نیز با افزودن ناخالصی کربن، آلومینیوم و طلا به محیط لگه‌ی داغ سوخت DT، تأثیر آن بر نهشت انرژی و کسر فرار از لگه‌ی داغ نسبت به سوخت خالص مقایسه می‌شود.

## ۲. مبانی فیزیکی الگوهای رایج برآورد کسر فرار ذرات آلفا

نخستین کمیت‌سازی ترابرد ذره‌ی آلفای سوخت DT در لگه‌ی داغ، توسط کروخین و رزانوف (KR) در سال ۱۹۷۲ صورت گرفت [۶]. آن‌ها برد ذره‌ی آلفا ( $\lambda$ ) بر حسب واحد طول را به صورت زیر بیان کردند:

$$\lambda = \frac{2.6 \times 10^{21} T^2}{n_e} \quad (1)$$

در رابطه‌ی بالا، T بر حسب keV و  $n_e$  بر حسب  $\text{cm}^{-3}$  است. به صورت معادل، چگالی سطحی با مقدار چگالی  $\rho = 2.5 n_e / N_A$  از رابطه‌ی زیر بدست می‌آید:



$$\rho\lambda = 0.0108T^{\frac{3}{2}} \quad (2)$$

در حالی که، در رابطه‌ی بالا T بر حسب keV و  $\rho\lambda$  بر  $\text{g/cm}^2$  است. بر اساس همین روابط، کروخین و رزانوف رابطه‌ی زیر را به عنوان بازده گرمایش آلفا یا به عبارت دیگر کسر فرار انرژی ذره آلفا از لگه داغ در اثر برخورد با الکترون‌های پلاسما بر اساس هندسه و برد معرفی کردند:

$$f_{\alpha} = \begin{cases} 1 - \frac{1}{4} \frac{\rho\lambda}{\rho R} + \frac{1}{160} \left( \frac{\rho\lambda}{\rho R} \right)^2 & ; \rho\lambda / \rho R \geq \frac{1}{2} \\ \frac{3}{2} \frac{\rho R}{\rho\lambda} - \frac{4}{5} \left( \frac{\rho R}{\rho\lambda} \right)^2 & ; \rho\lambda / \rho R \leq \frac{1}{2} \end{cases} \quad (3)$$

که در آن،  $\rho R$  چگالی سطحی لگه‌ی داغ است. نتایجی که آن‌ها در محاسبات خود بدست آوردند، بدین صورت بود که ذرات آلفایی که از برهمکنش سوخت DT ایجاد می‌شوند، بیشتر با کمک الکترون‌ها گند می‌شوند. این موضوع با انتخاب مقدار لگاریتم کولن بزرگ و فرض اندرکنش ذرات آلفای پرنرژی با پلاسما زمینه همخوانی داشت. در ادامه، الگوهای ارائه شدند و نشان دادند که کند شدن ذرات آلفا با استفاده از الکترون‌ها در محیط پلاسما سوخت DT، در دمای پایین نسبت به یون‌ها غلبه می‌کند و با افزایش دما، نقش یون‌ها در کند شدن ذرات آلفا چشمگیر است.

پس از کروخین و رزانوف، فریلی و همکارانش در سال ۱۹۷۴، کسر فرار ذرات آلفا را با توان ایستاندگی به‌روز شده که شامل اثر یون‌های پلاسما بود را در نظر گرفتند. آن‌ها رابطه‌ی بُرد را به صورت زیر بیان کردند [۸]:

$$\rho\lambda = \frac{0.015T^{\frac{5}{4}}}{1 + 0.0082T^{\frac{5}{4}}} \quad (4)$$

افزون بر آن، آن‌ها برای کسری از انرژی ذرات آلفا که در یون‌های پلاسما به نهشت گذاشته می‌شود، رابطه‌ی زیر را نیز ارائه کردند:

$$F_i = \left( 1 + \frac{32}{T_e} \right)^{-1} \quad (5)$$

که در آن، دمای الکترون بر حسب keV است. الگوی فریلی که برای فرار ذره آلفا گسترش پیدا کرده است، با توجه به یکسان در نظر گرفتن چگالی پلاسما و سوخت DT جامد، تخمین دقیقی از



فرار ذره آلفا ارائه نمی‌کند. به عنوان مثال، در این الگو چگالی پلاسما و سوخت DT جامد برابر با مقدار ثابت  $0.213 \text{ g/cc}$  در نظر گرفته شد. فریلی عنوان می‌کند که بُرد جرمی در چگالی‌های بالا ( $10^4 \text{ g/cc}$ ) با ضریب ۳ افزایش پیدا می‌یابد. با این حال، وابستگی به چگالی را در روابط خود وارد نکرد. آن‌ها برای بازده گرمایی آلفا مشابه با کروخین و رُزانوف، از هندسه‌ی یکسانی استفاده کردند. همچنین نشان داده شد که در پلاسمای سوخت DT با دمای کمتر از  $30\text{--}25 \text{ keV}$ ، بیشترین مشارکت در کند شدن ذرات آلفا از راه برخورد این ذرات تحت زوایای کوچک با الکترون‌ها بدست می‌آید.

بعد از الگوی فریلی، آتزنی و میر-ترئون (AM) نیز در سال ۲۰۰۴، الگویی را برای کسر فرار ذرات باردار در پلاسمای همجوشی ارائه کردند [۹]. آن‌ها رابطه‌ی زیر را برای بُرد جرمی ذره‌ی آلفا پیشنهاد کردند:

$$\rho\lambda = \frac{0.25T_e^{\frac{5}{4}}}{1+0.082T_e^{\frac{5}{4}}} \quad (6)$$

که در رابطه‌ی بالا، دمای الکترون بر حسب keV است. رابطه‌ی آخر، مشابه رابطه‌ی فریلی است که در ضریب  $5/3$ ، اعمال شده است که به کمک آن، کمابیش تفاوت چگالی بین سوخت DT جامد و پلاسمای لگه‌ی داغ ICF را در نظر گرفتند. رفتار هندسی کسر نهشت انرژی ذره آلفا ( $f\alpha$ ) در این الگو نیز مشابه با الگوی کروخین و رُزانوف در نظر گرفته شد. آتزنی در این الگو، رابطه‌ی جدیدی برای کسر نهشت انرژی ذرات آلفا در الکترون‌های پلاسما به صورت زیر ارائه نمود:

$$F_e = \frac{28}{28+T_e} \quad (7)$$

که در رابطه‌ی بالا، دمای الکترون بر حسب keV است.

لی و پتراسو الگوی تحلیلی خود برای ایستاندگی ذره باردار را در سال ۱۹۹۳ برای فرآیند همجوشی محصورسازی لختی ارائه کردند. پیش از آن، توان ایستاندگی یون برای پراکندگی با زاویه بزرگ در نظر گرفته نشده بود [۱۲]. همچنین، ضمن چشم‌پوشی از آثار تجمعی پلاسما، معادله‌ی فوکر-پلانک به حد بالایی محدود می‌شد. در این الگو، آثار مهمی چون ایستاندگی یون پلاسما، اثر تجمعی نوسان پلاسما و اثرات کوانتومی در نظر گرفته می‌شود. همچنین، این الگو تعمیمی جامع‌تر از نتایج محاسبات رُزنبلاخ و همکارانش در سال ۱۹۵۷ ارائه می‌کند که در آن نقش پراکندگی‌های



زاویه بزرگ نیز در آن دیده می‌شود. بر این اساس، هدر رفت انرژی ذره باردار سریع در محیط پلاسمای داغ همجوشی، از رابطه زیر محاسبه می‌گردد:

$$\frac{dE^{t/f}}{dx} = -\frac{(Z_t e)^2}{v_t^2} \omega_{pf}^2 G(x^{t/f}) \ln \Lambda_b + \theta(x^{t/f}) \ln(1.123 \sqrt{x^{t/f}}) \quad (8)$$

که در این رابطه،  $\theta(x^{t/f})$  تابع پله‌ای  $(x^{t/f} > 1)$  دارای مقدار  $(1)$  است. اصلاحات انجام شده در الگوی لی-پتراسو، نشان داد که به عنوان مثال در دمای  $20 \text{ keV}$ ، ذرات آلفای  $3.5 \text{ MeV}$ ، مقدار  $47$  درصد از انرژی خود را در سوخت DT به نهشت می‌گذارند که با در نظر گرفتن این اثرات، احتمال نهشت انرژی در ساچمه سوخت نسبت به حالتی که نهشت انرژی در یون‌ها را تنها به کمک پراکندگی کولنی با زاویه کوچک در نظر بگیریم، کاهش می‌یابد [۱۲].

در مقاله‌ای که در سال  $2005$  توسط براون-پرستون-سینگلتون منتشر شد، الگویی را با نام الگوی BPS برای فرار ذرات آلفا از ناحیه‌ی لکه داغ معرفی کردند. این الگو مربوط به توصیف مکانیک کوانتومی پلاسمای چگال است که به منظور اندازه‌گیری آهنگ انرژی اتلافی برای ذره‌ای غیرنسبیتی هنگام عبور از پلاسمای کاملاً یونیزه، مورد استفاده قرار می‌گیرد که بر اساس رابطه‌ی زیر، توان ایستاندگی در این الگو قابل محاسبه است.

$$\frac{dW}{dx} = -\sqrt{W} n_e \frac{Z^2 e^2}{(k_B T)^{3/2}} \left( \frac{m_e}{M} \right)^{1/2} \sqrt{\pi} \frac{1}{3} \times \left( \frac{\sqrt{\pi}}{2F_{1/2}(\eta)} \frac{1}{e^{-\eta} + 1} \right) \ln \Lambda_{RPA} \quad (9)$$

آن‌ها در الگوی خود نشان دادند که برای یون پرتابه در محیط پلازما، اتلاف انرژی به الکترون‌ها نسبت به یون‌ها زمانی غلبه می‌کند که انرژی یون پرتابی در مقیاس دمایی، به اندازه‌ی کافی بزرگ باشد [۱۳].

الگوی اصلاح‌شده لی و پتراسو نیز در سال  $2019$  به منظور هماهنگی نظری بیشتر با نتایج تجربی گزارش شده در محدود قله براگ معرفی گردید [۱۴]. نشان داده شد که الگوی کنونی توان ایستاندگی بزرگتری در این محدوده نمایش می‌دهد که نسبت به الگوی اولیه LP و همچنین الگوهای BPS و MD حدود  $20\%$  -  $30\%$  بزرگتر است. افزون بر این، به دلیل انجام اصلاحاتی در رفتار تجمعی پلازما، همزمان حد بالایی سرعت در نزدیکی قله براگ با نتایج الگوهای BPS و MD همخوانی بهتری خواهد داشت.



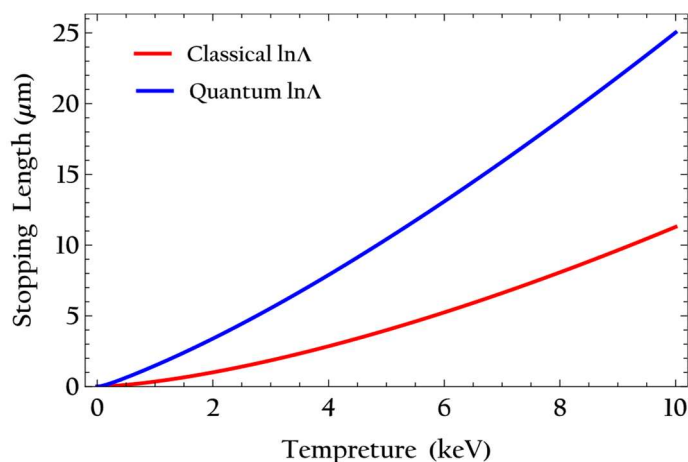
### ۳. سهم تقریب پراکندگی زوایای کوچک در نهشت انرژی ذره آلفا

بر اساس الگوی کروخین و رزانوف، فرض می‌شود که ذره‌ای با سرعت  $v$  در محیط پلاسمایی با دمای  $T$  در حرکت است. در این صورت تا زمانی که  $E_\alpha > 35T_e$  باشد، ذرات آلفا بیشتر با استفاده از الکترون گند می‌شوند. برد ذره آلفا در برخورد با الکترون‌های پلاسما، با چشم‌پوشی از برخی فرآیندهای برخوردی است (با فرض ثابت بودن مقدار لگاریتم کولن برابر با ۱۰) به صورت زیر بدست می‌آید [۶]:

$$l = \frac{3}{4\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{M_\alpha}{m_e}} \frac{\sqrt{E_\alpha T^2}}{Z_\alpha e^2 n_e (\ln \Lambda)_{cl}}, \quad (\ln \Lambda)_{cl} = \ln \left( \frac{12\pi n_e \lambda_D^2}{Z} \right) \quad (10)$$

در محدوده‌ی دماهای پایین پلاسما (در حدود ۱keV)، لگاریتم کولن کوانتومی و کلاسیکی تفاوت چندانی با یکدیگر ندارند. به همین دلیل در دماهای پایین در پلاسما با جفت‌شدگی ضعیف که بیشتر پراکندگی تحت زوایای کوچک رخ می‌دهد، از لگاریتم کولن کلاسیکی استفاده می‌شود. در دماهای بالاتر به تدریج تفاوت لگاریتم کولن کلاسیکی [۶] و کوانتومی [۱۲] مانند پلاسمای گداخت لختی، آشکار می‌گردد. در این حالت، به دلیل برخورد ذرات با سرعتی بیشتر، پراکندگی در زوایای بزرگتر نیز اتفاق می‌افتد و با توجه به اینکه لگاریتم کولن کوانتومی اهمیت پراکندگی تحت زوایای بزرگ را نسبت به زوایای کوچک نشان می‌دهد، در این صورت استفاده از لگاریتم کولن کوانتومی دارای اهمیت است و استفاده از مقدار عددی ثابت ۱۰ در محاسبات اطمینان‌ناپذیر است. به همین دلیل در یافتن رابطه‌ی (۸)، به جای استفاده از عدد ثابت برای لگاریتم کولن، بهتر است تغییرات دما و چگالی در محاسبه آن در نظر گرفته شود.

در این حالت بر اساس شکل (۱)، طول ایستاندگی (برد خطی) ذره آلفا در برخورد با الکترون‌های پلاسما تغییر کرده و به دلیل برخوردهای بیشتر، مسافت بیشتری را طی می‌کنند. در این نمودار مشخص است که در چگالی ثابت  $300 \text{ g/cm}^3$ ، استفاده از لگاریتم کولن کلاسیکی و ثابت ۱۰، نشان می‌دهد که طول ایستاندگی ذره‌ی آلفا در دمای ۱۰keV، به مقداری در حدود  $11 \mu\text{m}$  می‌رسد. در حالی که بر اساس رابطه لگاریتم کولن کوانتومی، این فاصله بالغ بر  $25 \mu\text{m}$  می‌گردد. با افزایش چگالی ناحیه برهم‌کنشی، نتایج نشان می‌دهند که در دمای ثابت با جهش از یک چگالی به چگالی دیگر، فاصله میان نمودارها کمابیش یکسان باقی می‌ماند.

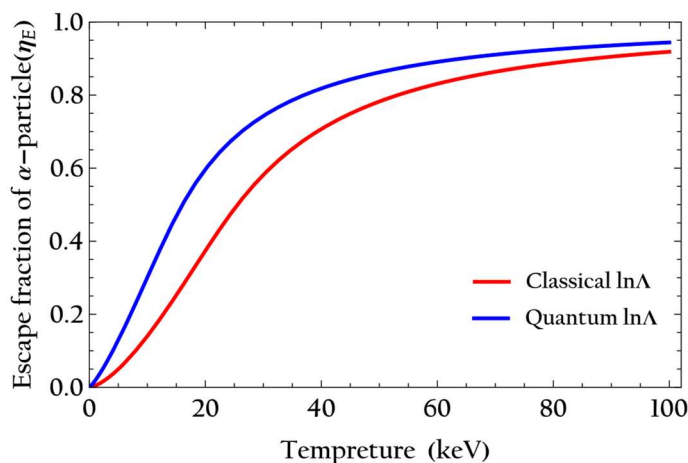


شکل ۱ منحنی طول ایستاندگی ذره آلفای ۳.۵ MeV در پلاسمای DT با چگالی  $300 \text{ g/cm}^3$  بر اساس محاسبات کروخین-رُزانوف با استفاده از لگاریتم کولن کلاسیکی و کوانتومی.

محاسبات کسر فرار ذره آلفا بر اساس روابط پایه ارائه شده در الگوی کروخین و رُزانوف برای دو حالت لگاریتم کولن کلاسیکی و کوانتومی انجام و نتایج آن در شکل (۲) ارائه شده است. در این محاسبات، پیکربندی پلاسمای سوخت پیش فشرده در افروزش سریع با کمیت‌های بهینه سوختی با مقادیر شعاع  $20 \mu\text{m}$  و چگالی  $300 \text{ g/cc}$  در نظر گرفته شده است [۲۱].

با توجه به شکل (۲)، در نموداری که بر اساس لگاریتم کولن کلاسیکی رسم شده است، مقدار کسر فرار ذره آلفا در برخورد با الکترون‌ها در دمای  $40 \text{ keV}$ ، عدد  $0.7$  را می‌دهد. در حالی که در نمودار حالت کوانتومی در همین دما، کسر فرار، عدد  $0.8$  و مقدار بیشتری را نشان می‌دهد، چون در این حالت تمامی برخوردها در نظر گرفته شده است. از این رو، نتیجه‌گیری می‌شود که برای پلاسمای سوخت افروزشی ( $T \approx 30 \text{ keV}$ )، رفتار تغییرات کمیت لگاریتم کولن در گرمایش موثر حجم لگه داغ اهمیت زیادی دارد. با افزایش چگالی محیط پلاسمای کسر فرار کاهش می‌یابد؛ چرا که جفت‌شدگی کولنی در محیط پلاسمایی افزایش یافته و ذرات برخوردهایی بیشتری در طول دُباي کوچک‌تر انجام می‌دهند.





شکل ۲ نمودار کسر فرار ذرات آلفا در الگوی کروخین و رزانوف (KR) و لگاریتم کولن کلاسیکی و کوانتومی در سوخت DT با شعاع  $20\mu\text{m}$  در چگالی  $300\text{g/cm}^3$ .

#### ۴. سهم تجمعی تقریب پراکندگی زوایای کوچک و بزرگ

##### ۱.۴.۴ برآورد انرژی ذره آلفا

ذرات آلفا، به عنوان عامل مؤثر در گرمایش سوخت همجوشی به شمار روند؛ به روشی که برابر با پژوهش‌های انجام شده، به منظور افزایش هرچه بیشتر بهره انرژی همجوشی لازم است که آهنگ تولید انرژی ذرات آلفا بیش از عامل‌های اتلافی‌ای همچون تابش ترمزی و هدایت گرمایی الکترونی از پلاسمای افروزشی باشد. از این نقطه نظر، بررسی چگونگی نهشت انرژی این ذرات بر حسب عمق نفوذ آن‌ها در سوخت، مهم تلقی می‌گردد. در دماهای حدوداً بالاتر از  $4\text{keV}$  که دمای افروزش ایده‌آل سوخت هم مولار DT است، تفاوت بُرد جرمی ذرات آلفا در برخورد با الکترون و یون‌های پلاسما بیش از پیش مشخص خواهد شد. برای ذره آلفا با انرژی  $E_{\alpha} \leq 1.5\text{MeV}$  و  $T_e \geq 15\text{keV}$ ، توقف ذره آلفا در اثر برخورد با یون‌ها غلبه می‌کند [۱۲].

در الگوی توان ایستاندگی LP برای ذرات باردار پرانرژی در پلاسمای افروزشی، توان ایستاندگی کل ذره آلفا در برخورد با مؤلفه‌های یونی و الکترونی پلاسما سوخت، به کمک حاصل جمع جبری سهم توان‌های ایستاندگی مؤلفه‌های یونی و الکترونی پلاسما بدست می‌آید. در اینجا به دلیل بار و جرم ذره آلفا فرض می‌شود که مسیر حرکت آن کمابیش خطی مستقیم است.

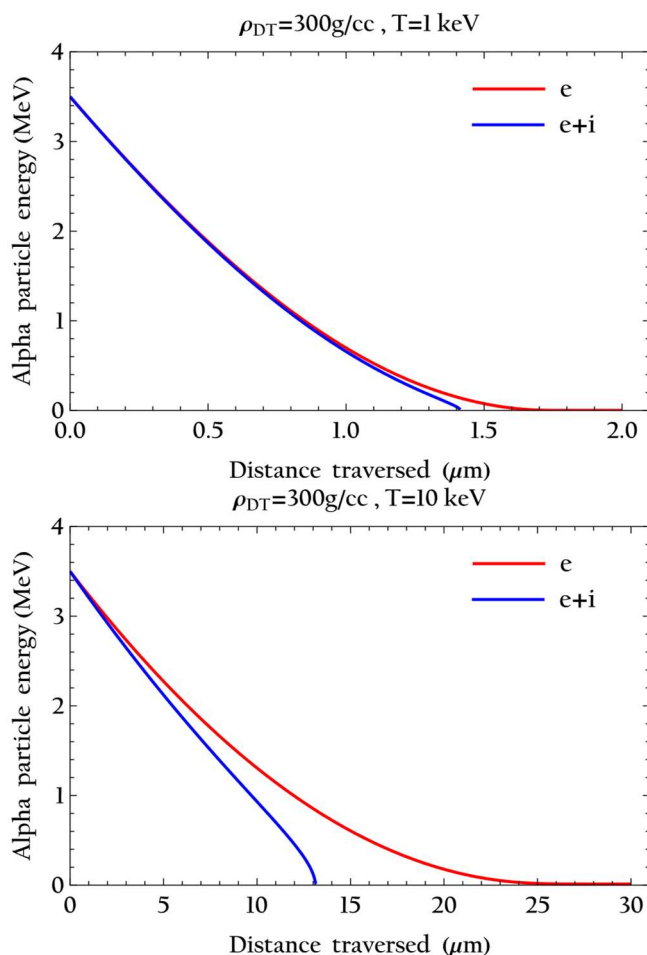
$$\left. \frac{dE}{dr} \right|_{\text{tot}} = \sum_f \frac{dE^{\alpha/f}}{dr} = \frac{dE^{\alpha/e}}{dr} + \frac{dE^{\alpha/d}}{dr} + \frac{dE^{\alpha/t}}{dr} \quad (11)$$

با استفاده از روابط (۸) و (۱۱)، می‌توان نشان داد که در پلاسمای هم مولار DT با دمای  $۴\text{keV}$ ، کمابیش ۱۶/۵٪ از انرژی ذرات آلفا به یونها خواهد رسید. با افزایش دمای محیط پلازما این نسبت نیز صعودی است. به صورتی که در دمای  $۲۰\text{keV}$ ، نهشت انرژی ذره آلفا در یونها بر الکترونها غلبه می‌کند و بیش از ۵۴٪ از انرژی ذرات آلفا در یونها به نهشت گذاشته می‌شود. بُرد ذرات آلفا یعنی مسافت طی شده با استفاده از ذرات آلفا درون پلاسمای لگه‌ی داغ در برخورد با الکترونها و یونها، برابر رابطه‌ی زیر است.

$$l_{\text{slow-down}} = \int_{E_i}^{E_f} - \left( \frac{dE}{dr} \Big|_{\text{tot}} \right)^{-1} dE \quad (12)$$

که در آن،  $E_0 = ۳,۵\text{MeV}$  انرژی تولد ذرات آلفا در گداخت هسته‌ای سوخت DT است. بر این اساس، با حل عددی معادله دیفرانسیل (۱۱)، نمودار تغییرات انرژی ذرات آلفا (MeV) حین ترابرد در لگه داغ پلاسمای افروزشی با مشارکت انفرادی مؤلفه‌ی الکترونی (e) و همچنین مشارکت کامل ذرات پلازما (e+i) در دماهای  $۱\text{keV}$  و  $۱۰\text{keV}$  در شکل (۳) رسم شده‌اند. مقادیر بیشینه عمق نفوذ ذره آلفا در این نمودار با نتیجه انتگرال‌گیری بدست آمده از رابطه (۱۲) نیز همخوانی دارد. یکی از دلایل اصلی در گزینش دماهای اشاره شده آن است که دمای  $۱\text{keV}$  دمای سوخت پیش فشرده در افروزش سریع و دمای  $۱۰\text{keV}$  هم به عنوان دمای افروزشی در نظر گرفته شده است [۲۱]. در دمای  $۱\text{keV}$ ، مشاهده می‌شود که سهم الکترون در کند شدن ذرات آلفا غالب است. از این رو، انتظار می‌رود که همانند نتایج محاسبات کروخین-رُزانوف در الگوی LP نیز الگوی کاهش انرژی ذرات آلفا متأثر از الکترونی باشد و در چنین حالتی تفاوت اندکی با حالت e+i نمایش دهد. با توجه به آنکه بُرد ذره آلفا در دو الگوی KR و LP با یکدیگر تفاوت دارند، حتی در حالت ایستاندگی الکترونی محض نیز ذره آلفا در الگوی LP مسافت بیشتری را تا پیش از توقف می‌پیماید. با این وجود، با افزایش دما به دلیل نزدیک شدن سطح مقطع برخورد کولنی ذرات آلفای متولد شده ( $۳,۵\text{MeV}$ ) و یونها DT و همچنین به دلیل تغییر در بسامدهای برخوردی  $\text{Vei} \propto \text{Te}^{-۳/۲}$ ، به ویژه هنگامی که انرژی ذرات آلفا پس از برخوردهای پی‌درپی با الکترونها به  $۲\text{MeV}$  کاهش می‌یابد، در این شرایط از سهم توان ایستاندگی الکترونی نسبت به یونی در توان ایستاندگی کل سریعاً کاسته می‌گردد. بنابراین، نقش یونها در کند شدن ذرات آلفا پُررنگ‌تر شده و به سرعت، عمق نفوذ ذرات آلفا را کاهش می‌دهند.





شکل ۳ اتلاف انرژی ذره آلفا ۳.۵ MeV در سوخت DT خالص با چگالی  $300\text{g/cc}$  در (الف) دمای  $1\text{keV}$  (نمودار بالا) و (ب) دمای  $10\text{keV}$  (نمودار پایین).

#### ۲.۴ ترابرد انرژی ذره آلفا در سوخت DT آلائیده

برابر نتایج پژوهش‌های کنونی، نشان داده شده است که حضور اندکی از عناصر دیگری در پلاسمای سوخت (ناخالصی) منجر به بهبود شرایط افروزش و اشتعال سوخت در گداخت لختی و افروزش سریع می‌گردد [۲۲، ۱۹، ۱۸]. چشمه ناخالصی یونی در افروزش سریع، غالباً مربوط به دهانه هدایتگر مخروطی، دیواره مخروط یا بخار مواد درون محفظه‌ی هولرام است. راه‌یابی این ذرات به درون لگه داغ در مرحله ایستایی (پایان انفجار درونی) رخ می‌دهد که در نتیجه آن مخلوط‌شدگی میان آن‌ها

و سوخت DT را سبب می‌شود. ناخالصی‌های رایج شامل کربن، آلومینیوم و طلا هستند. نشان داده شده است که با اصلاح ترکیب یونی مخلوط، می‌توان توان ایستاندگی را به صورت قابل توجهی افزایش داد. اتلاف انرژی از مرز لکه داغ با افزایش درجه یونش و چگالی نسبی ماده‌ی ناخالصی، موثرتر می‌شود. افزون بر این، هنگامی که از لکه داغی با مقدار مناسبی ناخالصی استفاده گردد، زمان مورد نیاز افروزش به میزان قابل توجهی کوتاه‌تر می‌شود [۲۲، ۵، ۴].

در صورت افزودن ناخالصی یونی به سوخت، چگالی عددی یون سنگین به کمک رابطه  $n_{imp} = \xi_{imp} n_{DT}$  تعریف می‌شود که در آن  $\xi_{imp}$  کسر چگالی نسبی ناخالصی است که مقداری در بازه عددی میان ۰ و ۱ دارد. با فرض شرایط همگنی مخلوط سوخت DT و ناخالصی و همچنین، اعمال شرط تعادل الکترواستاتیکی پلاسما، چگالی الکترونی پلاسمای آلائیده یونی به صورت زیر نوشته شود:

$$n_e = \sum_{ion} n_i = n_{DT} + Z_{imp} \xi_{imp} n_{DT} = (1 + Z_{imp} \xi_{imp}) n_{DT} \quad (13)$$

که در رابطه بالا،  $Z_{imp}$  درجه (متوسط) یونش ناخالصی است. با تزریق ناخالصی در پلاسمای DT، کمیت طول حفاظ دمای  $\lambda_{De}$  به صورت زیر تغییر می‌کند:

$$\lambda_D \equiv \lambda_{De} \left( \sum_f \frac{n_f}{n_e} Z_f^2 \right)^{-1/2} \quad (14)$$

که در آن،  $\lambda_{De} = (T_e / (4\pi n_e e^2))^{1/2}$  مربوط به حالت سوخت خالص است. دمای افروزش ایده‌آل،  $T_{id}$ ، سوخت DT از تلاقی منحنی سهم گرمایشی نهشت انرژی ذرات آلفا و سرمایشی تابش ترمزی بدست می‌آید. با تزریق ناخالصی به سوخت، شرایط افروزش ایده‌آل تغییر کرده و دمای افروزش ایده‌آل افزایش می‌یابد. در غلظت‌های اندک ناخالصی، تفاوت دمای افروزش جدید با حالت سوخت خالص ناچیز است. با این وجود، با افزایش غلظت ناخالصی این دما به سرعت افزایش می‌یابد. لازم به شرح است که برای مقادیر غلظت ناخالصی فراتر از حد مرزی، دیگر منحنی‌های گرمایشی و سرمایشی با یکدیگر فصل مشترکی ندارند. به بیان دیگر، افروزش هرگز رخ نمی‌دهد. این مقدار مرزی معادل بیشینه غلظت مجاز ناخالصی در سوخت DT آلائیده شمرده می‌شود. بیشینه درصد چگالی نسبی،  $\xi_{imp, max\%}$ ، برای ناخالصی‌های کربن، آلومینیوم و طلا به ترتیب برابر ۳۰/۴۲٪،  $(n_e = 3.05 n_{DT})$  ۸/۷٪،  $(n_e = 1.96 n_{DT})$  و ۰/۳۹۷٪،  $(n_e = 1.16 n_{DT})$  می‌باشد [۲۳، ۵].



حضور کسر ناچیزی از یون‌های ناخالصی در لگه داغ، منجر به تشدید اثرات سهم ایستاندگی یونی و الکترونی می‌شود؛ به صورتی که حضور تنها ۵٪ غلظت نسبی کربن، به ویژه در دماهای پایین لگه داغ و همزمان با آغاز گرمایش لگه داغ، به شدت بر جلوگیری از فرار انرژی از حجم لگه داغ تاثیر می‌گذارد. شار تابش خروجی ناشی از تابش ترمزی در پلاسمای DT آلائیده با ضریب

$$(1 + \xi_{imp} Z_{imp}^2) (1 + \xi_{imp} Z_{imp}) \quad (15)$$

افزایش می‌یابد [۲۳،۵]. در پلاسمای سوخت آلائیده با یون‌های سبک و چگالی نسبی ناخالصی بزرگ‌تر، افزایش نسبی شار تابشی گریزان نسبت به یون‌های ناخالصی سنگین کمتر است. بنابراین، حضور ناخالصی سبک چگال‌تر در پلاسمای سوخت، نقش کمکی در افزایش نهشت انرژی بیشتری نسبت شار تابشی دارد. البته، مرز این رقابت برای ناخالصی سبک‌تر بزرگ‌تر از ناخالصی سنگین‌تر است.

برای محاسبه مسافت ترابردی ذره آلفا درون پلاسمای DT آلائیده یونی، ابتدا باید سهم توان ایستاندگی یونی ناخالصی را به همراه نقش حضور آن در تغییر جمعیت الکترونی و لگاریتم کولن (روابط (۱۳) و (۱۴)) در رابطه (۱۱) اضافه گردد.

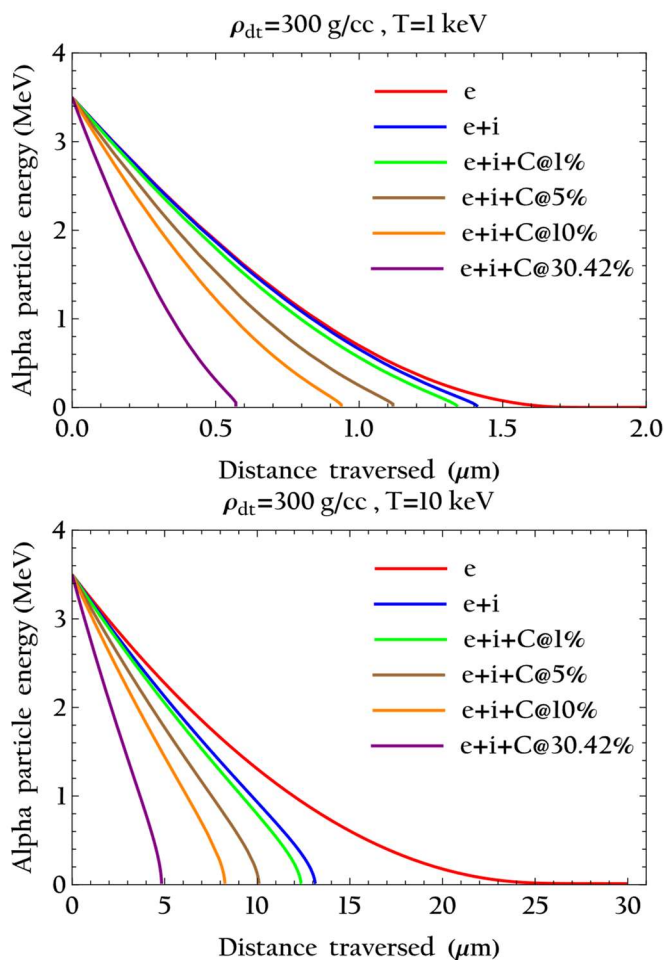
$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{tot} = \frac{dE^{\alpha/e}}{dx} + \frac{dE^{\alpha/d}}{dx} + \frac{dE^{\alpha/t}}{dx} + \frac{dE^{imp}}{dx} \quad (16)$$

با انجام محاسبات، برابر شکل (۴)، چگونگی نهشت انرژی ذرات آلفای ۳٫۵MeV را در دماهای ۱keV و ۱۰keV به صورت تابعی از عمق نفوذ آن‌ها در حضور درصدهای متفاوت ناخالصی کربن نشان داده شده است. ذرات آلفای آزاد شده از گداخت هسته‌ای DT، انرژی اولیه ۳٫۵MeV دارند. با این وجود، آهنگ متوسط برخوردی این ذرات با الکترون‌ها و یون‌های سوخت، منجر به از دست رفتن انرژی این ذرات می‌شود.

در عمق‌های نفوذ بیشتر، با افزایش برخوردهای بین ذره‌ای، به‌خودی‌خود انرژی این ذرات نیز تا جایی کاهش خواهد یافت که بتوانیم به هم‌دمایی این ذرات با دمای محیط پلاسمای دست یابیم. بُرد ذره آلفا در دماهای پایین به شدت کاهش خواهد یافت، به صورتی که در دمای ۱keV، برای محدوده مجاز غلظت ناخالصی در محدوده‌ی ۰٫۶-۱٫۴ μm متغیر و نزدیک به یکدیگر هستند. برای غلظت‌های ناچیز ناخالصی نیز تفاوت بُرد ذره آلفا میان حالت‌های الکترونی و یونی کوچک است. هرگاه دمای پلاسمای کمتر باشد، درجه یونش محیط کمتر و جفت‌شدگی میان مؤلفه‌های پلاسمای بیشتر خواهد بود. در پی این افزایش جفت‌شدگی، انتظار می‌رود تا ذرات آلفا برخوردهای



مؤثر بیشتری را با مؤلفه‌های پلاسما تجربه نمایند که این افزایش برخوردها در دماهای پایین منجر به همدمايي سريع تر ذرات آلفا با دمای پلاسماي سوخت و در پی آن کاهش بیشتر عمق نفوذ این ذرات می‌شود. با کاهش عمق نفوذ ذرات آلفا در سوخت، نهشت انرژی بیشتری در آن صورت می‌پذیرد و ذرات آلفا در عمق کمتری با مؤلفه‌های پلاسما هم‌دما می‌شوند.

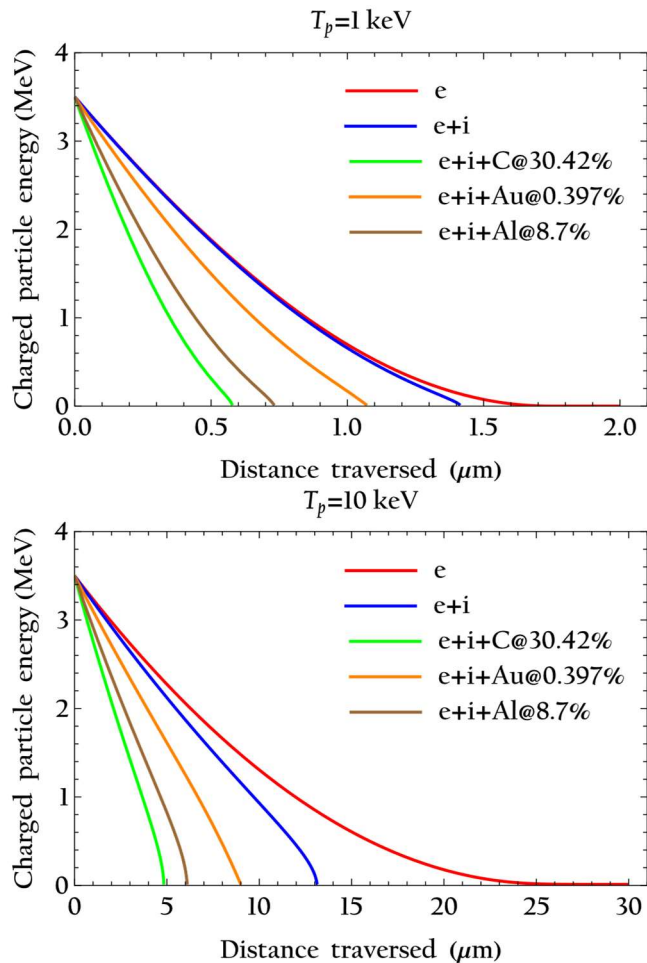


**شکل ۴** اتلاف انرژی ذره آلفا ۳٫۵ MeV در سوخت DT آلايیده کربنی با چگالی نسبی متفاوت در دو دمای ۱ keV (نمودار بالا) و ۱۰ keV (نمودار پایین).

در شکل (۵)، منحنی‌های اتلاف انرژی ذره آلفا در پلاسماي DT آلايیده با بیشینه غلظت مجاز ناخالصی‌های کربن، آلومینیوم و طلا ارائه شده است. برای مثال، برابر با نتایج بدست آمده از حضور ناخالصی آلومینیوم در سوخت DT، در مقایسه با ناخالصی کربن و به‌ویژه در دمای آفروزشی



۱۰ keV، مسافت طی شده با استفاده از ذرات آلفا در حضور بیشینه غلظت مجاز ناخالصی کربن ۳۰/۴۲٪، در حدود ۵ μm است که در حدود ۲ μm کمتر از بُرد ذره‌ی آلفا در حضور ناخالصی ۸/۷٪ آلومینیوم در این دما است. کاهش بیشتر و سریع‌تر عمق نفوذ ذرات آلفا در پلاسمای ناخالص با بیشینه کسر مجاز ناخالصی کربنی نسبت به حالت‌های هم‌نگر آلومینیومی و طلا، ناشی از تزیق ذرات بیشتر (الکترون و یون) به درون پلاسمای خالص است. در این حالت، به ترتیب نسبت به حالت سوخت خالص DT، جمعیت الکترونی ۲/۸، ۱/۲ و ۱/۳ برابر افزایش یافته است.



**شکل ۵** اتلاف انرژی ذره آلفا ۳.۵ MeV در سوخت DT خالص و آلائیده در حضور بیشینه درصد مجاز یون‌های ناخالصی کربن، طلا و آلومینیوم در (الف) دمای ۱ keV (نمودار بالا) و (ب) دمای ۱۰ keV (نمودار پایین).

## ۵. برآورد کسر فرار ذرات آلفا از لگه داغ DT آلاینده

گرمایش پلاسما از راه اندرکنش ذرات باردار و نوترون‌ها، تبادل انرژی بین یون‌ها و الکترون‌ها و اتلاف تابشی، همگی از سازوکارهای ابتدایی اندازه‌گیری شرایط آفرزش در پلاسماهای گرم‌ماسته‌ای هستند. اثبات تجربی این پیش‌بینی‌های نظری، اندازه‌گیری اتلاف انرژی ذره‌ی باردار فرودی در پلاسماهای هیدروژن کاملاً یونیزه توسط هافمن و همکارانش صورت گرفته است [۲۴]. ذرات باردار بیشتر از راه برهمکنش‌های کولنی کشسان با یون‌ها و الکترون‌ها، نهشت انرژی را در پلاسما عهده دار هستند. برای پلاسماهای کم‌چگال با دمای بالا، برهمکنش‌های کولنی می‌توانند به صورت برخورد‌های دوتایی با زاویه کوچک تقریب زده شوند. با این حال، پراکندگی‌های زوایای بزرگ، نیازمند پلاسماهایی با چگالی بالا و دمای پایین هستند. کسری از انرژی ذرات باردار که با استفاده از ساچمه سوخت ICF جذب می‌شود، کمیت مهمی در بررسی شرایط آفرزش است. ذرات آلفا نقش خود-گرمایش ساچمه‌ی سوخت را بر عهده دارند، با این حال تمامی این ذرات درون حجم لگه داغ باقی نمی‌مانند. برای ساچمه‌های سوختی که اندازه آن‌ها قابل مقایسه با بُرد حرارتی محصولات باردار گذاخت است، کسری از انرژی می‌تواند از ساچمه سوخت خارج شود و یا به اصطلاح فرار کند. فرار ذرات آلفا از سوخت دوتریوم-تریوم فروخته در دمای بیش از ۱۰ keV، نه تنها بر دینامیک لگه‌ی داغ، بلکه در طراحی حفاظ‌هایی که در فرآیند گذاخت به کار می‌روند، تاثیرگذار است [۲۵]. به دلیل آنکه، اثر برهمکنش‌های هسته‌ای نیز در پراکندگی‌های با زاویه کوچک ذرات آلفا قابل چشم‌پوشی است، در محاسبات کنونی از آن صرف‌نظر می‌شود. با این حال، هنگامی که انرژی ذره فرودی زیاد باشد، مانند برهمکنش  $D-^3He$  در پلاسماهای با دمای بالا، اثر برهمکنش‌های هسته‌ای هم مهم می‌شوند [۱۶، ۲۶].

ذره‌ی آلفا در نقطه‌ای درون لگه داغ کروی به شعاع  $R$  در موقعیت شعاعی فاصله‌ی  $\rho$  از مرکز کره در راستای زاویه قطبی  $\theta$  حرکت می‌کند. طولی که ذره آلفا حرکت می‌کند تا به مرز لگه داغ برسد با کمیت  $\Gamma$  مشخص می‌شود که فاصله میان محل تولد در فاصله شعاعی  $\rho$  تا سطح کره است. همچنین فرض می‌شود که پراکندگی ذره آلفا همسانگرد بوده و دارای تقارن سمتی است. فرار ذرات آلفا از لگه داغ به شدت بر دینامیک پایداری آفرزش لگه داغ و سرایت آن به سوخت سرد اطراف تاثیرگذار است. با توجه به آنکه مسیر حرکت ذرات آلفا کمابیش خط راست است و با فرض آنکه در کره‌ای 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 لگه داغ حمل می‌کنند، به صورت زیر برآورد می‌شود [۱۶، ۱۰، ۶]:



$$\eta_{\alpha} = \frac{1}{4\pi r^2 V_{hs} E_{\alpha}} \int E_{\alpha}(r, \theta, \phi) d\Omega = \frac{3}{2R^2} \int_0^R \rho^2 d\rho \int_{-1}^{+1} d\mu \frac{E_{\alpha}(r)}{E_{\alpha}} \quad (17)$$

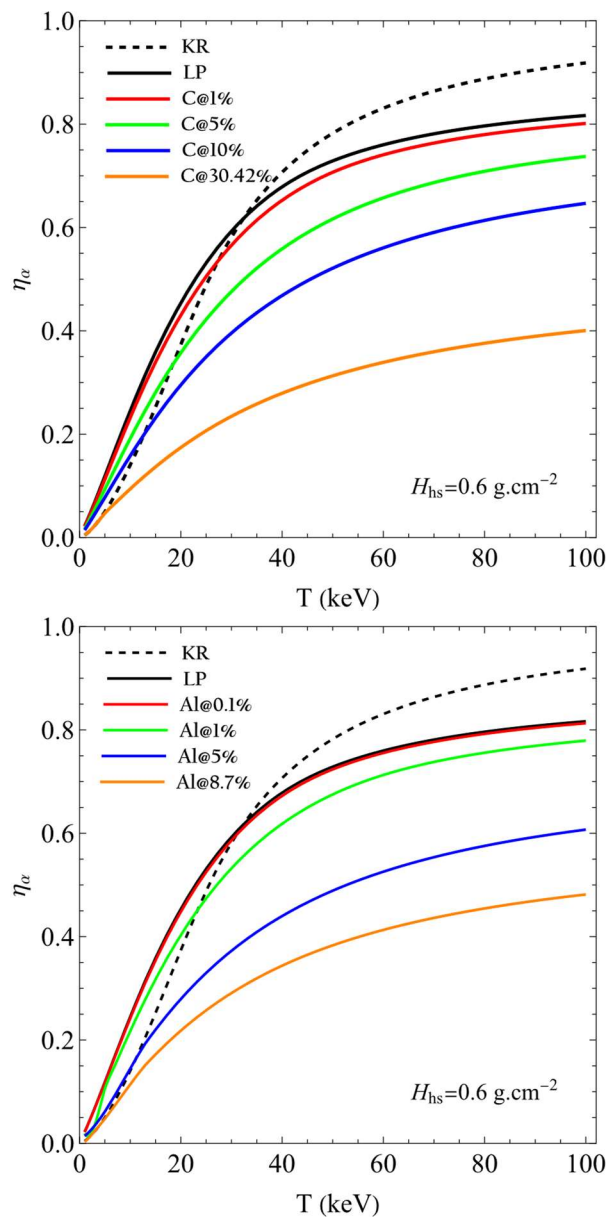
که در آن،  $V_{hs}$  حجم کروی لگه‌ی داغ،  $E_{\alpha}(r)$  نیز انرژی ذره آلفای خروجی در امتداد  $(r, \theta, \phi)$  درون لگه‌ی داغ است. همچنین، در این رابطه  $r = \rho\mu + \sqrt{R^2 - \rho^2(1 - \mu^2)}$  و  $\mu = \cos(\theta)$  هستند و به دلیل فرض همسانگردی در توزیع ذرات آلفا، سهم مؤلفه‌ی سمتی  $\phi$  در انتگرال ساده شده است. همچنین، عبارت زیر انتگرال دوم، در حالت الگوی کروخین-رُزانوف به صورت عبارت ساده‌ی  $E(r)/E_0 = (1-r/l)^2$  بدست می‌آید؛  $E_0$  انرژی ذره آلفا در لحظه‌ی توکد است. در حالت کلی، انرژی ذره آلفا حین ترابرد در محیط سوخت DT آلائیده یونی، با حل معادله دیفرانسیل مرتبه اول غیرخطی زیر و اعمال شرط اولیه  $E(r) = E_0\alpha$  بدست می‌آید.

$$\frac{dE_{\alpha}(r)}{dr} = \sum_f \frac{dE_{\alpha}^{eff}}{dr} \quad (18)$$

در صورتی که ذره آلفا در مرکز کره‌ای به شعاع  $R$  آزاد شود، آنگاه شرط اولیه عبارت است از  $E(0) = E_0$

مطابق نتایج شبیه‌سازی‌های عددی معتبر در افروزش سریع، شرایط لازم برای خود-گرمایش لگه‌ی داغ در دمای افروزش برقراری چگالی سطحی حدود  $H_s = 0.6 \text{ g/cm}^2$  است [۲۱، ۲۰]. با در نظر گرفتن لگه‌ی داغی با این چگالی سطحی، اتلاف انرژی ذره آلفا برای الگوهای کروخین-رُزانوف (KR) و لی-پتراسو (LP) با حل معادله دیفرانسیل رابطه (۱۲) و انتگرال‌گیری عددی رابطه (۱۱) در دماهای مختلف محاسبه و نتایج آن در شکل (۶) آمده است. در این نمودارها، اثر حضور ناخالصی‌های کربن و آلومینیوم بر کسر فرار ذرات آلفا از لگه‌ی داغ نیز بررسی شده است. مشاهده می‌شود که با در نظر گرفتن سهم یون‌ها در محاسبه کسر فرار ذرات آلفا، در دماهای 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 الگوی لی-پتراسو و کروخین-رُزانوف بیشتر می‌شود و در این شرایط سهم ایستاندگی الکترونی نسبت به یونی در توان ایستاندگی کل به سرعت کاهش می‌یابد. این تاثیر با تزریق ناخالصی و افزایش جمعیت الکترونی و یونی در تمام گستره دمای تشدید می‌گردد. نشان داده شده است که در انفجار درونی هدف‌های NIF،

وجود ناخالصی یونی در سوخت، در حدود ۵۰٪ به افزایش فشار بازه زمانی ایستایی و بهبود فرآیند گداخت گرما هسته‌ای کمک می‌کند [۲۷].



شکل ۶ کسر فرار ذره آلفا ۳.۵ MeV در سوخت DT خالص و آلائیدهی کربنی (نمودار بالا) و آلومینیومی (نمودار پایین) در چارچوب الگوهای KR و LP.



## ۶. نتیجه‌گیری

رابطه تحلیلی کروخین-رُزانوف در بسیاری از محاسبات تحلیلی بررسی افروزش لگه داغ به عنوان عبارتی پذیرفته شده استفاده می‌گردد. 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 قابل‌قبولی در محدوده انرژی ذرات آلفای فراتر از چند صد keV درست است. در انرژی  $88.4 \text{ keV}$ ، اهمیت نسبی رقابت الکترون و یون‌های پلاسما در ایستاندگی ذرات آلفا با یکدیگر برابر می‌شود و در نواحی انرژی کمتر از این مرز و به ویژه نزدیک به دمای پلاسمای زمینه، سهم ایستاندگی یونی افزایش محسوسی می‌یابد. به عبارت دیگر، بسامد فرآیندهای 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 - رُزانوف، چشم‌پوشی از پراکندگی تحت زوایای بزرگ برای پلاسمای با دمای چندین keV است. در این شرایط، لگاریتم کولن نزدیک به عدد ۲ می‌باشد. تمام محاسبات انجام شده با کمک آن‌ها بدون در نظر گرفتن شرایط حقیقی 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  $20 \text{ keV}$ ، ذرات آلفا  $3.5 \text{ MeV}$ ، مقدار ۴۷ درصد از انرژی خود را در سوخت DT به نهشت می‌گذارند. با در نظر گرفتن این اثرات، احتمال نشت انرژی در ساچمه سوخت نسبت به حالت سهم الکترونی خالص حدود ۶۰ درصد کاهش می‌یابد. در مقایسه میان سهم الکترونی خالص و الکترون-یون پلاسما در توقف کامل ذرات آلفا، نقش یون‌های زمینه در جذب انرژی ذرات آلفا و بهبود گرمایش لگه داغ به روشنی دیده می‌شود. نشان داده شد که سهم برخوردی یون‌ها به ویژه با افزایش دما تا رسیدن به دمای افروزشی، نقش کلیدی در پایداری انرژی لگه داغ دارد. در این راستا، برابر پژوهش‌های جدید تجربی در انفجار درونی هدف‌های NIF، حضور ناخالصی یونی سنگین، بر بهبود کیفیت گداخت گرما هسته‌ای تاثیر مستقیم دارد. ناخالصی یونی با تشدید فرآیندهای برخورد به تسریع سهم گرمایش لگه داغ به ویژه در زمان‌های اولیه نهشت انرژی کمک شایانی می‌کند.

## ۷. تقدیر و تشکر

این مقاله پژوهشی از پایان‌نامه دوره کارشناسی ارشد فیزیک هسته‌ای دانشگاه گیلان استخراج شده است. نویسندگان بر خود لازم می‌دانند مراتب سپاس و قدردانی خود را از هیأت داوران پایان‌نامه که با نظرات ارزشمندشان، موجب بالندگی هر چه بیشتر این پژوهش شدند، اعلام نمایند.



## منابع

- [1] Christopherson, A.R., Betti, R., Miller, S., Gopalaswamy, V., Mannion, O.M. and Cao, D., "Theory of ignition and burn propagation in inertial fusion implosions", *Physics of Plasmas*, 27(5), 052708(24 pp), 2020. <https://doi.org/10.1063/1.5143889>.
- [2] Fan, Z., Liu, Y., Liu, B., Yu, C., Lan, K. and Liu, J., "Non-equilibrium between ions and electrons inside hot spots from National Ignition Facility experiments", *Matter and Radiation at Extremes*, 2(1), 3-8, 2017. <https://dx.doi.org/10.1016/j.mre.2016.11.003>.
- [3] Hurricane, O.A., Callahan, D.A., Casey, D.T., Dewald, E.L., Dittrich, T.R., Döppner, T., Haan, S., Hinkel, D.E., Berzak Hopkins, L.F., Jones, O. and Kritcher, A.L., "Inertially confined fusion plasmas dominated by alpha-particle self-heating", *Nature Physics*, 12(8), 800-806, 2016. <https://doi.org/10.1038/nphys3720>.
- [4] Zou, D.B., Hu, L.X., Wang, W.Q., Yang, X.H., Yu, T.P., Zhang, G.B., Ouyang, J.M., Shao, F.Q. and 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. <https://doi.org/10.1016/j.hedp.2015.10.003>.
- [5] Khatami, S. and Khoshbinfar, S., "The Impact of Impurity Ion in Deuterium-Tritium Fuel on the Energy Deposition Pattern of the Proton Ignitor Beam", *Chinese Journal of Physics*, 66, 620-629, 2020. <https://doi.org/10.1016/j.cjph.2020.05.030>.
- [6] Krokhin, O.N. and Rozanov, V.B., "Escape of  $\alpha$  particles from a laser-pulse-initiated thermonuclear reaction", *Soviet Journal of Quantum Electronics*, 2(4), 393-394, 1973. <https://doi.org/10.1070/QE1973v002n04ABEH004476>.
- [7] Cooper, R.S. and Evans, F., "Alpha particle energy absorption in a reacting DT sphere", *Physics of Fluids*, 18(3), 332-324, 1975. <https://doi.org/10.1063/1.861142>.
- [8] Fraley, G.S., Linnebur, E.J., Mason, R.J. and Morse, R.L., "Thermonuclear burn characteristics of compressed deuterium-tritium microsphere", *Physics of Fluids*, 17, 474-489, 1973. <https://doi.org/10.1063/1.1694739>.
- [9] Atzeni, S. and Meyer-ter-Vehn, J., "The Physics of Inertial Fusion", Oxford University Press, 77-78, 2004.
- [10] Zylstra, A.B. and Hurricane, O.A., "On alpha-particle transport in inertial fusion", *Physics of Plasmas*, 26(6), 062701(8pp), 2019. <https://doi.org/10.1063/1.5101074>.
- [11] Maynard, G. and Deutsch, C., "Energy loss and straggling of ions with any velocity in dense plasmas at any temperature", *Physical Review A*, 26(1), 665-668, 1982. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.26.665>.
- [12] Li, C.K. and Petrasso, R.D., "Charged particle stopping powers in inertial confinement fusion plasmas", *Physical review letters*, 70(20), 3059-3062, 1993. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.70.3059>.
- [13] Singleton, R.L., "Charged particle stopping power effects on ignition: Some results from an exact calculation", *Physics of Plasmas*, 15(5), 056302 (9pp), 2008. <https://doi.org/10.1063/1.2840134>.
- [14] Zylstra, A.B., Rinderknecht, H.G., Frenje, J.A., Li, C.K. and Petrasso, R.D., "Modified parameterization of the Li-Petrasso charged-particle stopping power theory", *Physics of Plasmas*, 26(12), 122703(8pp), 2019. <https://doi.org/10.1063/1.5114637>.
- [15] Li, C.K. and Petrasso, R.D., "Fokker-Planck equation for moderately coupled plasmas", *Physical review letters*, 70(20), 3063-3066, 1993. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.70.3063>.
- [16] Ghosh, K. and Menon, S.V.G., "Energy deposition of charged particles and neutrons in an inertial confinement fusion plasma", *Nuclear fusion*, 47(9), 1176-1183, 2007. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/47/9/014>.



- [17] Temporal, M., Canaud, B., Cayzac, W., Ramis, R. and Singleton, R.L., "Effects of alpha stopping power modelling on the ignition threshold in a directly-driven inertial confinement fusion capsule", *The European Physical Journal D*, 71, 1-5, 2017. <https://doi.org/10.1140/epjd/e2017-80126-6>.
- [18] Pasley, J., "Thermonuclear ignition calculations in contaminated DT fuel at high densities", *Plasma Physics and Control Fusion*, 53(6), 065013(10pp), 2011. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/53/6/065013>.
- [19] Ma, T., Patel, P.K., Izumi, N., Springer, P.T., Key, M.H., Atherton, L.J., Benedetti, L.R., Bradley, D.K., Callahan, D.A., Celliers, P.M. and Cerjan, C.J., "Onset of Hydrodynamic mix in high-velocity, highly compressed inertial confinement fusion implosions", *Physical Review Letter*, 111(8), 085004(5pp), 2013. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.085004>.
- [20] Caruso, A. and Strangio, C., "Ignition thresholds for deuterium-tritium mixtures contaminated by high-Z material in cone-focused fast ignition", *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 97, 948-957, 2003. <https://doi.org/10.1134/1.1633950>.
- [21] Roth, M., Cowan, T.E., Key, M.H., Hatchett, S.P., Brown, C., Fountain, W., Johnson, J., Pennington, D.M., Snavely, R.A., Wilks, S.C. and Yasuike, K., "Fast Ignition by Intense Laser-Accelerated Proton Beams", *Physical Review Letter*, 86(3), 436-439, 2001. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.436>.
- [22] Berzak Hopkins, L., Divol, L., Weber, C., Le Pape, S., Meezan, N.B., Ross, J.S., Tommasini, R., Khan, S., Ho, D.D., Biener, J. and Dewald, E., "Increasing stagnation pressure and thermonuclear performance of inertial confinement fusion capsules by the introduction of a high-Z dopant", *Physics of Plasmas*, 25(8), 080706(7pp), 2018. <https://doi.org/10.1063/1.5033459>.
- [23] Mehdizadeh, F. and Khoshbinfar, S., "Criteria for Permissible Parameters of Hot Spot Ignition in Ion-doped Deuterium-Tritium Fuel", *Iranian Journal of Applied Physics*, 13, 97-124, 2023. (In Persian) <https://doi.org/10.22051/ijap.2023.42546.1310>.
- [24] Fortov, V.E., Hoffmann, D.H. and Sharkov, B.Y., "Intense ion beams for generating extreme states of matter", *Physics-Uspekh*, 51(2), 109-131, 2008. <https://doi.org/10.1070/pu2008v051n02abeh006420>.
- [25] Betti, R., Christopherson, A.R., Spears, B.K., Nora, R., Bose, A., Howard, J., Woo, K.M., Edwards, M.J. and Sanz, J., "Alpha Heating and Burning Plasmas in Inertial Confinement Fusion", *Physical Review Letter*, 114(25), 255003(6pp), 2015. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.255003>.
- [26] Li, K. and Lan, K., "Escape of  $\alpha$ -particle from hot-spot for inertial confinement fusion", *Physics of Plasmas*, 26(12), 122701(9pp), 2019. <https://doi.org/10.1063/1.5126377>.
- [27] Regan, S.P., Epstein, R., Hammel, B.A., Suter, L.J., Ralph, J., Scott, H., Barrios, M.A., Bradley, D.K., Callahan, D.A., Cerjan, C. and Collins, G.W., "Hot-spot mix in ignition-scale implosions on the NIF", *Physics of Plasmas*, 19, 056307(9pp), 2012. <https://doi.org/10.1063/1.3694057>.



This article is an open-access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution-Noncommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0 license) (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).

