

Research Paper

# Criteria for Permissible Parameters of Hot Spot Ignition in Ion-doped Deuterium-Tritium Fuel<sup>1</sup>

Faezeh Mehdizadeh<sup>2</sup> and Soheil Khoshbinfar<sup>\*3</sup>

Received: 2023.01.09

Revised: 2023.03.16

Accepted: 2023.04.22

## Abstract

At the stagnation time, fuel may impact by a variety of paths, including ablator materials, Hohlraum wall, the interaction of the cone-guided lateral surface with imploding fuel, and cone tip material, releasing and mixing their constituent elements into corona plasma and even inside the pure dense fuel. Here, we have parametrically studied the impact of some well-known ionic impurities such as carbon and gold on the physical condition of DT hot spot ignition. The admissible zone of DT hot spot ignition was plotted on the  $H_s T_s$  plane, and it was shown that for a given percentage of gold impurities, the boundaries of the ignition zone gradually increased with increasing internal implosion velocity and at implosion velocities smaller than  $1.7 \times 10^7$  cm/s, there exist two individual ignition islands. In the context of the fast ignition approach to ICF, the areal density of hot spots ignition of deuterium-tritium doped with a small concentration of impurity ions of carbon and gold was then extracted by a non-equilibrium ignition model. Accordingly, for a given value in this range, the contour plot of the allowed areal density parameter in the two-temperature model was plotted on the  $T_e - T_i$  plane. It has been shown that as the impurity fraction increases, the permissible range of ignition decreases rapidly and the ignition conditions become more difficult. The sensitivity of these changes is directly associated with the coefficient of increase in radiation loss power, which is a function of the parameter of the impurity percentage  $\alpha$  and the ionization state of the impurity ion,  $Z_{imp}$ . Moreover, in each contour plot, the minimum permissible ignition parameter of ion temperature of contaminated DT fuel is also visible.

**Keywords:** *Admissible Ignition Zone, Non-equilibrium Model, Impurity Ion, Fast Ignition, Lindl-Winder Diagram.*

<sup>1</sup> DOI: 10.22051/ijap.2023.42546.1310

<sup>2</sup> M. Sc. Graduated, Physics, Faculty of science, University of Guilan, Guilan, Iran. Email: faeze.mehdizade@yahoo.com

<sup>3</sup> Associate Professor, University of Guilan, Guilan, Iran. (Corresponding Author). Email: skhoshbinfar@guilan.ac.ir

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



## معیار پارامترهای مجاز افروزش لکه داغ در سوخت

دوتریوم - تریتیوم آلائیده یونی<sup>۱</sup>فائزه مهدی زاده<sup>۲</sup> و سهیل خوشبین فر<sup>۳\*</sup>

تاریخ دریافت: ۱۴۰۱/۱۰/۱۹

تاریخ بازنگری: ۱۴۰۱/۱۲/۲۵

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۲/۰۲/۰۲

فصلنامه علمی فیزیک کاربردی ایران

دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا

سال سیزدهم، پیاپی ۳۴، پاییز ۱۴۰۲

صص ۹۶ - ۱۲۴

## چکیده:

پیش از آغاز افروزش، سوخت ممکن است از مسیرهای مختلفی از جمله مواد سازنده لایه قطع کننده هدف، دیواره ی هولرام، اندرکنش دیواره جانبی هدایتگر مخروطی با سوخت در مرحله انفجار درونی و ماده نوک مخروط، منجر به رها سازی و مخلوط شدن عناصر سازنده ی آن‌ها به محیط پلاسمای تاج و حتی سوخت چگال خالص  $DT$  شود. نخست، در چارچوب افروزش جرقه ای مرکزی، ناحیه مجاز افروزش لکه داغ  $DT$  در صفحه  $H_s-T_s$  رسم گردید و نشان داده شد که به ازای درصد ورودی معینی از ناخالصی طلا، با افزایش نسبی سرعت انفجار درونی، محدوده مرز ناحیه ی مجاز افروزشی به تدریج بزرگ تر می شود و در سرعت های انفجار درونی کوچک تر از  $1.7 \times 10^7 \text{ cm/s}$  دو جزیره افروزشی وجود دارد. همچنین، برای آلائنده های فلزی رایج، افزایش کسر ناخالصی در ناحیه لکه ی داغ موجب محدودیت در پارامترهای مجاز افروزشی می شود که با افزایش تدریجی آن، منجر به خاموش شدن لکه ی داغ خواهد شد. در ادامه، در چارچوب ایده افروزش سریع، چگالی سطحی لکه ی داغ در پلاسمای افروزشی غیرتعادلی دوتریوم-تریتیوم آلائیده به کسر ناچیزی از یون های ناخالصی کربن و طلا استخراج گردید. بر این اساس، منحنی های هم تراز پارامتر چگالی سطحی مجاز در الگوی دو-دمایی در صفحه دمایی  $T_e-T_i$  ترسیم شدند. نشان داده شد که با افزایش کسر ناخالصی، شاهد افزایش شدید شار تابش خروجی از مرز لکه داغ خواهیم بود که در نتیجه آن، محدوده مجاز افروزشی با سرعت کاهش یافته و شرایط افروزش سوخت بسیار دشوارتر از حالت سوخت خالص می گردد. حساسیت این تغییرات، مستقیم وابسته به ضریب افزایش توان تابش ترمزی است که تابعی از پارامترهای درصد غلظت ناخالصی  $\alpha_{imp}$  و عدد اتمی یون ناخالص (درجه یونش آن)،  $Z_{imp}$  می باشد. افزون بر این، در منحنی های هم تراز، کمینه دمایی یونی مجاز برای آغاز افروزش در سوخت دوتریوم-تریتیوم آلائیده فلزی نیز قابل مشاهده است.

**واژگان کلیدی:** پارامتر افروزش لکه داغ، الگوی غیرتعادلی، ناخالصی فلزی، افروزش سریع، نمودار لیندل - ویندر.

<sup>۱</sup> DOI: 10.22051/ijap.2023.42546.1310

<sup>۲</sup> دانش آموخته کارشناسی ارشد، گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گیلان، گیلان، ایران. Email: faeze.mehdizade@yahoo.com

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



## ۱. مقدمه

آزمایش‌های انجام شده با راه‌انداز غیرمستقیم در روش افروزش سریع<sup>۱</sup> نشان می‌دهند که هدایتگر مخروطی با دیواره‌ای از جنس طلا در ابتدا بر اثر عبور اشعه‌های ایکس از میان لایه‌ی در حال انفجار درونی گرم شده و در نتیجه، بخار طلای موجود در سطح مخروط در مرکز کپسول سوخت پخش و می‌تواند با سوخت در حال انفجار درونی ترکیب شود [۱]. افزون بر این، مخلوط‌شدگی آشوبناک در دیواره‌ی مشترک هدایتگر مخروطی - لایه انفجاری هدف به عنوان منبع دیگری برای نفوذ ناخالصی به ناحیه سوخت می‌باشد که این حالت می‌تواند توسط انفجار درونی با راه‌انداز غیرمستقیم رخ دهد. از این رو، در آینده‌ی طراحی هدف با استفاده از هدایتگر مخروطی باید به گونه‌ای عمل شود تا تولید ناخالصی با عدد اتمی بالا را به کمینه برساند [۲]. همچنین، گاهی حضور اندکی ناخالصی در ساختار سوخت می‌تواند خودخواسته باشد که در این حالت، سبب افزایش سهم تابش - های خارجی هنگام انفجار درونی و تشکیل سوخت پیش فشرده چگال‌تر در پایان این مرحله می‌گردد [۳].

نگرانی عمده در افروزش سریع با استفاده از هدایتگر مخروطی، حرکت کردن طلایی است که مخروط را در بر می‌گیرد. استفان<sup>۲</sup> و همکارانش، آزمایش‌ها و شبیه‌سازی‌هایی را بیان کردند که در آن پیش‌گرمایش مخروطی از جنس طلا موجب مخلوط‌شدگی مقدار اندکی از مواد دیواره با پوسته سوخت دوتریوم - تریتوم<sup>۳</sup> (DT) در حال انفجار درونی می‌شود. اگر یون‌هایی با عدد اتمی بالا در قسمت پرچگال مجموعه سوخت مخلوط شوند، هدر رفت انرژی از مرز لکه‌ی داغ افزایش یافته و تمایل به فرونشاندن سریع تر افروزش و اشتعال گسترده گرماسته‌ای دارد. آن‌ها همچنین نشان دادند که ترکیب شدن مواد مخروط با هدف انفجار درونی در راه‌انداز مستقیم لیزری بسیار کمتر از راه‌انداز اشعه X می‌باشد. بخار طلای موجود در نوک مخروط در ابتدا منبسط می‌شود و سپس هنگامی که به زمان ایستایی<sup>۴</sup> نزدیک می‌شویم، توسط فشار پلاسمای مغزی در حال فروپاشی، به عقب هل داده می‌شود. بدیهی است که در طرح‌های عملی افروزش سریع، ترکیب طلا یا موادی دیگر با عدد اتمی بالا با سوختی که لکه‌ی داغ افروزشی را شکل می‌دهد، باید محدود شود. همچنین یافته‌های سال‌های کنونی، شان می‌دهند که استفاده از مخروطی از جنس طلا پوشیده شده با لایه نازکی از پلاستیک

<sup>1</sup> Fast Ignition

<sup>2</sup> Stephens

<sup>3</sup> Deuterium-Tritium

<sup>4</sup> Stagnation time

CH یا استفاده از مخروط‌هایی با نوک از جنس الماس می‌توانند روش مفیدی در این خصوص باشند. پیسلی<sup>۱</sup> در مقاله خود تاثیر تعدادی از مواد ناخالصی همچون کربن، آلومینیوم و طلا نفوذی به ناحیه سوخت چگال و لکه‌ی داغ را بررسی کرد. در صورت نفوذ یون‌های ناخالصی به سوخت چگال DT، وقوع دو حالت محتمل است: نخست اینکه، ناخالصی به صورت یکنواخت در کل حجم سوخت توزیع شود و دیگری، تنها لکه داغ، تحت تأثیر ورود ناخالصی قرار گیرد [۴]. به صورت کلی، پیش از آغاز افروزش سوخت، ممکن است از مسیرهای مختلفی از جمله مواد سازنده لایه قطع‌کننده هدف، دیواره‌ی هولرام<sup>۲</sup> و برهمکنش دیواره جانبی هادی مخروطی با سوخت در مرحله انفجار درونی و ماده نوک مخروط، شاهد رهاسازی و مخلوط شدن عناصری چون کربن، آلومینیوم و طلا در محیط پلاسمای تاج و حتی سوخت چگال خالص DT باشیم.

در این مقاله اثر حضور کسر متعارف از ناخالصی فلزی درون لکه داغ بر پارامترهای افروزشی سوخت DT در دو چارچوب شناخته شده افروزش جرقه‌ای مرکزی و افروزش سریع بررسی شده‌اند. در بخش دوم، با مروری بر عوامل اصلی گرمایش و سرمایش لکه داغ، تغییرات بنیادی لازم جهت شرح شرایط لکه داغ آلاینده در آن‌ها استخراج می‌شود و درباره این رفتار نیز بحث می‌گردد. در بخش سوم، پارامترهای افروزش  $H_s$  و  $T_s$  لکه‌ی داغ در دو چارچوب افروزش جرقه‌ای و افروزش سریع بدست می‌آیند. برای این موضوع الگوی پلاسمای لکه داغ تعادلی در صفحه  $H_s$ - $T_s$  و غیرتعادلی در صفحه دمایی  $T_e$ - $T_i$  معرفی شده و در این چارچوب، شرایط افروزش لکه داغ آلاینده یونی برای افروزش جرقه‌ای بررسی می‌گردد. سپس، در روش افروزش سریع نیز با رسم منحنی‌های هم‌تراز در صفحه دمایی  $T_e$ - $T_i$ ، جداگانه از الگوی غیرتعادلی استفاده می‌شود. در هر کدام از آن‌ها، کیفیت افروزش لکه داغ DT آلاینده نسبت به سوخت خالص ارزیابی می‌گردد.

## ۲. گرمایش و سرمایش در لکه‌ی داغ

پایداری و دوام لکه‌ی داغ در همجوشی محصور شده لختی<sup>۳</sup> (ICF) به برقراری کمینه شرایط توازن انرژی میان عوامل سرمایشی و گرمایشی ارتباط دارد؛ به صورتی که در بازه زمانی محدود ایستایی، از مرتبه ps، دما و چگالی سوخت باید در تراز مناسب که آغازگر واکنش‌های گداخت هسته‌ای در لکه‌ی داغ و سرایت آن به سوخت سرد اطراف باشد، نگه داشته شود. در غیر این صورت، سوخت

<sup>1</sup> Pasley

<sup>2</sup> Hohlräum

<sup>3</sup> Inertial Confinement Fusion



متراکم و کمابیش ساکن در مرکز هدف، با حرکت شعاعی برون سو و همزمان کاهش دما و چگالی شرایط واکنش گداخت را از دست می‌دهد. مطالعه چنین شرایطی در انرژی گداخت هسته‌ای موضوعی شناخته شده است [۵]. سازوکار پایداری لگه‌ی داغ در روش افروزش جرقه‌ای مرکزی<sup>۱</sup> مستقیم تابعی از پارامترهای راه انداز خارجی است. در مقابل، در روش افروزش سریع وابسته با عامل افروزنده<sup>۲</sup> خارجی است. شرایط پارامتری تشکیل لگه‌ی داغ در این دو روش با یکدیگر متفاوت هستند. از میان مجموعه عوامل موثر در دینامیک لگه‌ی داغ می‌توان به نهشت انرژی ذرات آلفای آزاد شده از واکنش گداخت DT، تابش ترمزی الکترونی، رسانش حرارتی الکترونی و کار مکانیکی لگه داغ اشاره شود. در شرایط ایده آل انتظار داریم که سوخت آماده افروزش و سپس اشتعال، بدون هرگونه ذره ناخواسته در این محیط باشد. با این وجود، کنترل کامل بر روند این فرآیند در اختیار نیست و تنها می‌توان سهم آن را کاهش داد [۸-۶]. حضور یون‌های ناخالصی در محیط لگه داغ سبب تغییر آهنگ زمانی شار گرمایشی و سرمایشی می‌شوند که به نوبه خود به سلامت لگه داغ آسیب وارد می‌کند.

## ۲-۱ گرمایش ذرات آلفا

سوخت DT به دلیل شرایط مطلوب‌تر نسبت به رقبا به عنوان گزینه نخست سوخت همجوشی هسته‌ای مطرح است. فرآورده‌های این واکنش، ذره باردار آلفا با انرژی ۳.۵ MeV و نوترون سریع با انرژی ۱۴.۱ MeV می‌باشد. انتظار می‌رود که ذرات آلفا به دلیل جرم و بار بیشتر بتوانند بخشی از انرژی خود را در پلاسمای لگه داغ به نهشت بگذارند. کسر این نهشت تابعی از پارامترهای فیزیکی لگه داغ به ویژه دما و چگالی سطحی آن است. چگالی توان گرمایشی ناشی از ذرات آلفای بدست آمده از همجوشی DT عبارت است از:

$$P_{\alpha} = n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} \frac{Q_{DT}}{5} = \frac{n_{DT}^2}{4} \langle \sigma v \rangle_{DT} \frac{Q_{DT}}{5} \quad (1)$$

که در آن،  $Q_{DT}=17.6 \text{ MeV}$ ، انرژی بدست آمده از گداخت DT است و یون‌های دوتریوم و تریتیوم در شرایط هم‌مولار با چگالی  $n_{DT}/2=n_D=n_T$  هستند و  $\langle \sigma v \rangle_{DT}$  نیز توسط واکنش‌پذیری واکنش هسته‌ای DT است. برای اشتعال سوخت اصلی، نیاز است تا لگه داغ در شرایط خود نگهداری قرار داشته باشد. با تزریق انرژی ذرات آلفا به حجم لگه داغ به تدریج دمای آن افزایش یافته و به دنبال آن برد ذرات آلفا نیز افزایش می‌یابد. از این رو، بخشی از انرژی ذرات

<sup>1</sup> Central Spark Ignition

<sup>2</sup> Ignitor

آلفا به ورای حجم لکه داغ رسیده و در انتشار موج گرما هسته‌ای در سوخت سرد موثر می‌گردد. در صورت برآورده نشدن چنین شرایطی لکه داغ خاموش شده و مرحله اشتعال رخ نمی‌دهد. با افزوده شدن ناخالصی یونی به مجموعه سوخت DT درون لکه داغ، چگالی آن افزایش می‌یابد و تراز این تغییرات، وابسته به غلظت ناخالصی یونی می‌باشد. در سوخت DT هم‌مولار و آلائیده به یون ناخالصی، چگالی لکه داغ به صورت زیر تغییر می‌کند:

$$\rho = \sum_j n_j m_j = n_{DT} m_{DT} + n_{imp} m_{imp} = m_p n_{DT} A_{DT} \left( 1 + \alpha_{imp} \frac{A_{imp}}{A_{DT}} \right) = \rho_{DT} \left( 1 + \alpha_{imp} \frac{A_{imp}}{A_{DT}} \right) \quad (2)$$

که در آن،  $A_{imp}$  و  $A_{DT}$  به ترتیب اعداد جرمی میانگین یون‌های D و T و عدد جرمی یون ناخالصی هستند. همچنین، پارامتر  $\alpha_{imp} = n_{imp}/n_{DT}$  تعریف می‌شود که در آن  $n_{imp}$  چگالی یون ناخالصی است. این پارامتر ( $n_{imp}$ )، غلظت نسبی یون‌های ناخالصی به یون‌های سوخت DT را مشخص می‌کند. در حالت کلی، سهم گرمایش لکه داغ ناشی از نهشت انرژی فرآورده‌های واکنش گداخت DT عبارت است از:

$$P_{dep} = W_{fus} f_{dep} = (f_\alpha + 4f_n) P_\alpha \quad (3)$$

که در آن، عبارت داخل پرانتز به ترتیب کسر نهشت انرژی ذرات آلفا و نوترون در لکه‌ی داغ هستند. برای آنکه نوترون‌ها بتوانند درون محیط سوخت DT انرژی خود را به نهشت بگذرانند، برد جرمی محیط باید قابل قیاس با برد آنها  $4.7 \text{ g/cm}^2$  باشد. از آنجایی که لکه‌ی داغ دارای چگالی سطحی  $0.4 - 0.2 \text{ g/cm}^2$  می‌باشد، از نهشت انرژی نوترونی چشم‌پوشی می‌گردد. کروخین و رزونوف<sup>۱</sup>، رابطه‌ای تحلیلی برای کسر انرژی نهشتی ذرات آلفای بدست آمده از گداخت DT پیشنهاد کردند [۹]. بعدها الگوهای دیگری توسط فریلی<sup>۲</sup> و همچنین باسکو<sup>۳</sup> پیشنهاد شدند [۵]. با توجه به تغییر پارامترهای لکه‌ی داغ در حضور ناخالصی، ضریب  $\tau_\alpha$  در رابطه پیشنهادی کروخین و رزونوف نیازمند اصلاح است تا در شرایط سوخت آلائیده از آن بتوان به درستی استفاده کرد. با بازنویسی این رابطه برای شرایط سوخت DT آلائیده یونی، صورت اصلاح شده این رابطه به صورت زیر بدست می‌آید:

<sup>1</sup> Krokhin and Rozanov

<sup>2</sup> Fraley

<sup>3</sup> Basko



$$f_{\alpha,imp} = \begin{cases} \frac{3}{2} \tau_{\alpha,imp} - \frac{4}{5} \tau_{\alpha,imp}^2, & \tau_{\alpha,imp} < \frac{1}{2} \\ 1 - \frac{1}{4\tau_{\alpha,imp}} + \frac{1}{160\tau_{\alpha,imp}^3}, & \tau_{\alpha,imp} \geq \frac{1}{2} \end{cases} \quad (4)$$

که در آن،

$$\tau_{\alpha,imp} = 8.8 \ln \Lambda_{\alpha e} \frac{H_s}{T_e^{3/2}} \frac{1 + \alpha_{imp} Z_{imp}}{1 + \alpha_{imp} \frac{A_{imp}}{A_{DT}}} \quad (5)$$

که در آن،  $\ln \Lambda_{\alpha e}$  لگاریتم کولن برای برخورد آلفا- الکترون است و اثرات تبهگنی الکترونی پلاسما در محاسبه آن‌ها در نظر گرفته شده است. در پلاسمای افروزشی DT خالص، این مقدار در محدوده ۳-۵ می‌باشد. پارامتر لگاریتم کولن، تابعی از طول دمای پلاسما است. با افزوده شدن یون‌های ناخالصی به ترکیب دوتریوم، تریتون و الکترون اولیه، نیازمند فرم تعمیم یافته لگاریتم کولن برای سوخت DT آلاینده هستیم. در حالت کلی، طول دمای، هنگامی که دمای الکترونی و یونی با یکدیگر برابر نباشند یا یون ناخالصی در محیط پلاسمای سوخت DT وجود داشته باشد، از  $\lambda_{De}$  به  $\lambda_D$  تغییر می‌کند و به صورت زیر تعریف می‌گردد [۱۰]:

$$\lambda_D = \lambda_{De} \left( \sum_{s=e,i,imp} \frac{n_s T_e}{n_e T_s} Z_s^2 \right)^{-1/2} \quad (6)$$

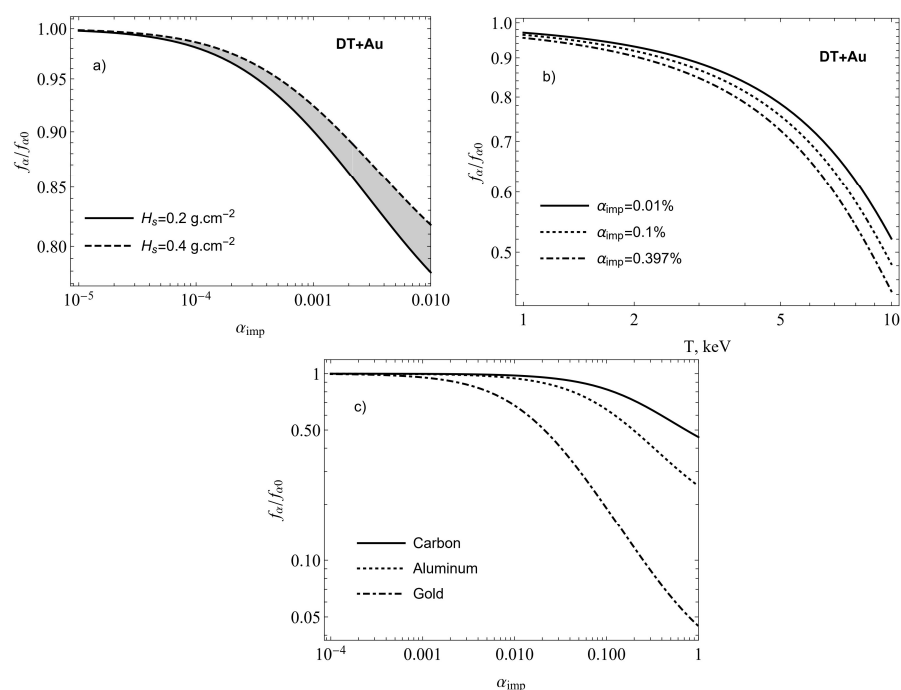
که در آن،  $n_i, n_e, n_{imp}$  به ترتیب چگالی‌های الکترونی، یونی پلاسما و یون ناخالصی هستند و  $T_s$  نیز دمای مؤلفه همنگر آن‌ها است. با ترکیب روابط (۱) تا (۴)، صورت نهایی سهم گرمایش ذرات آلفا در سوخت DT آلاینده به صورت زیر بدست می‌آید:

$$P_{dep,imp}(T_e, T_i, \alpha_{imp}, Z_{imp}, A_{imp}, \rho_s) = P_{\alpha} f_{\alpha,imp} = \frac{f_{\alpha,imp} \langle \sigma v \rangle_{DT} Q_{DT} \rho_s^2}{20 m_p^2 (A_{DT} + \alpha_{imp} A_{imp})^2} \quad (7)$$

بدیهی است که در رابطه بالا، در صورت نبود ناخالصی در محیط سوخت، چگالی توان گرمایشی به مقدار سوخت DT خالص باز گردد.

در شکل (۱)، کسر نهشت انرژی بهنجار ذره آلفا نسبت به سوخت DT خالص،  $f_{\alpha}/f_{\alpha 0}$ ، بر حسب پارامتر غلظت نسبی آلاینده یونی در دمای افروزش ۱۰ keV نشان داده شده است، که در آن پانویس صفر نشان دهنده حالت سوخت خالص است. پارامتر چگالی سطحی لکه داغ،  $H_s$ ، شامل یون‌های دوتریوم، تریتیوم، الکترون و یون طلا است. عنصر طلا جهت کاهش شار تابش‌های ترمزی

و همچنین محافظت از ساختار لایه سوخت در هدف‌های یونی پیشنهاد می‌شود [۱۱]. با توجه به شکل ۱a، مشاهده می‌شود که با افزایش کسر ناخالصی طلا در  $H_s$  ثابت، بر اساس رابطه (۲)، از جمعیت یون‌های DT کاسته شود و بدین ترتیب، سهم نهشت انرژی واکنش DT کاهش می‌یابد. در شکل ۱b، مشاهده می‌شود که در کسر ذرات طلای ثابت، با افزایش دمای لکه، به دلیل افزایش برد ذرات آلفا، کسر نهشت انرژی ذرات آلفا سریع کاهش می‌یابد. این اثر با افزایش غلظت یون طلا تشدید می‌شود. در شکل ۱c، کسر نهشت انرژی بهنجار ذره آلفا برای سه یون ناخالصی رایج طلا، آلومینیوم و کربن نشان داده شده است. تاثیر عدد جرمی یون ناخالصی بر آهنگ نزولی کسر نهشت انرژی به روشنی دیده می‌شود. حضور یون‌های سنگینی چون طلا در لکه داغ موجب افزایش شار تابش‌های خروجی از لکه داغ می‌شود و به شرایط خود-نگهداری لکه داغ DT به شدت آسیب وارد می‌کند.



**شکل ۱** کسر نهشت انرژی بهنجار ذرات آلفای بدست آمده از واکنش گداخت DT آلائیده یونی (a) بر حسب پارامتر چگالی سطحی، (b) بر حسب دمای لکه داغ و (c) یون‌های ناخالصی مختلف کربن، آلومینیوم و طلا.





## ۲-۲ تابش ترمزی

یکی از سازوکارهای سرمایش پلاسما، گسیل اشعه X می‌باشد که در پلاسمای کاملاً یونیزه توسط فرآیند تابش ترمزی تحت الشعاع قرار گرفته است [۱۲]. لگه‌ی داغ DT نسبت به عبور تابش شفاف است و شار تابش ترمزی الکترون‌ها به راحتی محیط همجوشی را ترک می‌کند. این امر به سرمایش لکه داغ دامن می‌زند. به همین دلیل است که افروزش حقیقی در پلاسمای همجوشی DT در دماهای بالاتر از دمای افروزش ایده‌آل رخ می‌دهد. در مقابل، در سوخت‌های پیشرفته که شرط افروزش آن‌ها در چگالی سطحی بالا، فراتر از  $5-10 \text{ g/cm}^2$ ، مهیا می‌شود، اغلب امکان جذب دوباره تابش‌های ترمزی گریزان از لگه‌ی داغ امکان‌پذیر است [۱۳]. حضور یون‌های ناخالصی موجب افزایش تراز تابش اتلافی ترمزی در پلاسمای همجوشی می‌شود. به همین دلیل است که حضور یون ناخالصی و مخلوط شدن آن با سوخت همجوشی به تضعیف شرایط پایداری لگه داغ و شاید به نابودی آن می‌انجامد. این امر موجب افزایش مصرف انرژی و کاهش بهره‌وری انرژی سیستم همجوشی می‌گردد [۱۴،۷]. در شرایط ایده‌آل افروزش، با محاسبه دمای افروزش ایده‌آل سوخت آلائیده، می‌توان درباره محدوده مجاز غلظت ناخالصی یونی در پلاسمای سوخت DT آگاهی یافت.

دمای افروزش ایده‌آل، کمینه دمای نظری برای رخ دادن واکنش گرماسته‌ای خود-نگهدار است که در آن در ساده‌ترین حالت، انرژی نهشت یافته توسط ذرات آلفای آزاد شده در محیط همجوشی هسته‌ای سوخت DT با شار تابش ترمزی الکترونی گریزان برابر می‌باشد. دمای افروزش ایده‌آل سوخت DT مقدار  $4.3 \text{ keV}$  است که با در نظر گرفتن عوامل سرمایشی دیگر، در عمل، افروزش حقیقی سوخت در محدوده دمایی  $10 \text{ keV}$  رخ می‌دهد [۵]. در پلاسمای شامل مخلوطی از چند یون، سهم چگالی توان تابش ترمزی به صورت زیر بیان می‌شود [۱۰]:

$$P_{br} = g_{ff} \frac{32\pi}{3\sqrt{3}} \frac{\sqrt{2\pi k_B T_e} e^3}{hc^3 \sqrt{m_e^3}} n_e \sum_i (n_i Z_i^2) \quad (8)$$

که در آن،  $g_{ff}$  ضریب گانت<sup>۱</sup> الکترون آزاد،  $Z_i$  عدد اتمی پلاسمای سوخت،  $n_e$  و  $n_i$  به ترتیب چگالی الکترونی و یونی پلاسما،  $m_e$  جرم الکترون و  $\hbar$  ثابت پلانک هستند. برای محاسبه چگالی توان تابش ترمزی در سوخت DT آلائیده با ناخالصی یونی، ضریب اصلاحی در چگالی توان تابش ترمزی رابطه (۸) در حضور ناخالصی به شکل زیر بدست می‌آید:

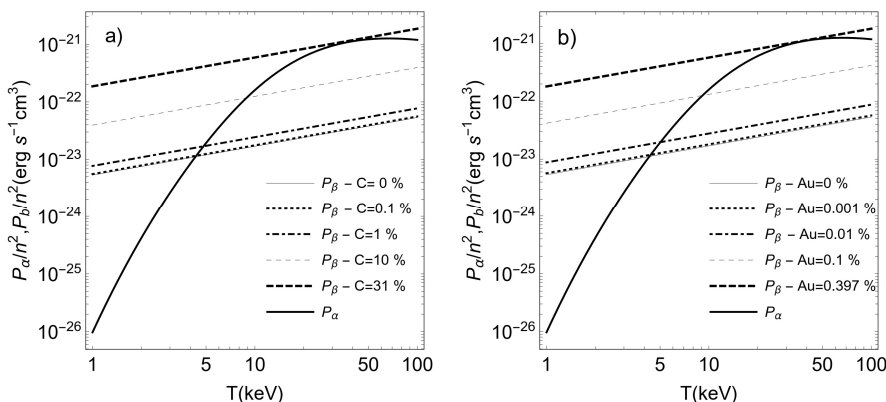
<sup>۱</sup> Gaunt factor

$$n_e \sum_i (n_i Z_i^2) \rightarrow n_{DT}^2 (1 + \alpha_{imp} Z_{imp}) (1 + \alpha_{imp} Z_{imp}^2) \quad (9)$$

که در این رابطه، تغییرات جمعیت الکترونی  $n_e$  با افزوده شدن ناخالصی یونی در پلاسمای سوخت نیز در نظر گرفته شده است. در این حالت، چگالی توان تابش ترمزی در حضور ناخالصی عبارت است از:

$$P_{br,imp}(T_e, \alpha_{imp}, Z_{imp}, A_{imp}, \rho_s) = g_{ff} \frac{32\pi \sqrt{2\pi k_B T_e} e^6 (1 + \alpha_{imp} Z_{imp}) (1 + \alpha_{imp} Z_{imp}^2)}{3\sqrt{3} hc^3 \sqrt{m_e^3} m_p^2 (A_{DT} + \alpha_{imp} A_{imp})^2} \left\{ 1 + \frac{2k_B T_e}{511} \right\} \rho^2 \quad (10)$$

از آنجایی که در پلاسمای داغ ICF، نقش ناخالصی در چارچوب افروزش و اشتعال بررسی می‌شود، در ادامه، شرایط یون ناخالص کاملاً یونیزه فرض می‌گردد. اگر فرض کنیم که همه ذرات آلفا در محیط لکه داغ می‌باشند، آنگاه با تساوی روابط (۷) و (۱۰) می‌توان دمای افروزش ایده‌آل سوخت DT آلائیده یونی را محاسبه کرد. در شکل (۲)، نمودار استخراج هندسی دمای افروزش ایده‌آل لکه داغ DT با آلائیدهای یونی طلا و کربن نشان داده شده است. منحنی چگالی توان تابش ترمزی به ازای برخی مقادیر منتخب کسر ناخالصی  $\alpha_{imp}$  رسم شده‌اند. همانگونه که ملاحظه می‌شود، با افزایش کسر ناخالصی در همه موارد، محل تلاقی منحنی‌های سهم گرمایش ذرات آلفا و سرمایش تابش ترمزی به سمت دماهای بالاتر هدایت می‌شود. از این رو، بیشینه دمای افروزش ایده‌آل سوخت DT ناخالص  $(T_{id, imp})$ ، معادل با بیشینه کسر ناخالصی مجاز محاسبه می‌گردد.



شکل ۲ منحنی چگالی‌های توان نهشتی ذره آلفا و تابش ترمزی در سوخت DT آلائیده با ناخالصی (a) کربن و (b) طلا برحسب دما.



به ازای مقادیری فراتر از این کسر، دو منحنی یکدیگر را قطع نمی‌کنند و دیگر، کمینه شرایط فروش برقرار نمی‌شود. بدین ترتیب، با افزایش دمای فروش ایده‌آل، انتظار می‌رود که انرژی فروش لگه داغ و به دنبال آن شرایط فیزیکی فروش حقیقی سوخت، به مراتب دشوارتر از حالت سوخت خالص باشد. مشاهده می‌شود که تغییرات دمای فروش ایده‌آل به کسر غلظت ناخالصی طلا حساس است و در مقادیر فراتر از مرز  $\alpha_{Au, max} = 0.397\%$  دیگر فروش ایده‌آل، رخ نخواهد داد. بدیهی است در چنین شرایطی، فروش حقیقی لگه داغ غیرممکن خواهد شد. با وجود تفاوت ظاهری در تعریف اولیه پارامترها، به راحتی می‌توان نشان داد که محاسبات تحلیلی ساده در این بخش با محاسبات عددی مقاله کاروسو و استراگیو<sup>۱</sup> درباره تاثیر غلظت ناخالصی طلا بر آستانه انرژی فروش لگه داغ همخوانی دارند [۱]. آن‌ها نشان دادند که به ازای پارامتر کسر غلظت تا مرز  $f_b \sim 0.2\%$  انرژی فروش در تراز نزدیک به  $40 \text{ kJ}$  قرار دارد و به ازای مقادیر فراتر از آن به صورت نمایی افزایش می‌یابد. مطابق تعریف، بیشینه پارامتر  $\alpha_{imp}$  ناخالصی طلا  $\alpha_{Au, max} = 0.397\%$  معادل  $f_b = 0.28$  می‌شود.

به صورت مشابه، برای حضور ناخالصی کربن که ممکن است ناشی از لایه هل‌دهنده یا نوک مخروط وارد حجم فضای لگه داغ شده باشند، می‌توان مقادیر دمای فروش ایده‌آل را برآورد کرد. از این رو، حضور تنها  $1\%$  ناخالصی کربن، دمای فروش ایده‌آل را به  $4.83 \text{ keV}$  می‌رساند و آهنگ هدر رفت انرژی ناشی از تابش ترمزی را به میزان  $44\%$  نسبت به حالت سوخت خالص افزایش می‌دهد. به ازای درصد ناخالصی  $0.1\%$  کربن و طلا، دمای فروش ایده‌آل به ترتیب برابر با  $4.36$  و  $9.12$  خواهد شد. بیشینه درصد مجاز غلظت ناخالصی کربن برابر  $\alpha_{C, max} = 30.42\%$  خواهد شد که به مراتب فراتر از حالت ناخالصی طلا هستند. با مقایسه مقادیر بیشینه درصد ناخالصی افزوده شده به لگه داغ، به راحتی می‌توان دریافت که کسر ناچیزی از ناخالصی با عدد اتمی بالا در لگه داغ منجر به افزایش سریع‌تر دمای فروش، گسیل تابش ترمزی بیشتر و سخت‌تر شدن شرایط فروش و اشتعال ساچمه سوخت خواهد شد. نتایج شبیه‌سازی‌های عددی نشان می‌دهد که مقادیر بسیار اندک ناخالصی طلا، بر کل فرایند همجوشی تاثیر چندانی نمی‌گذارد. برای نمونه، کسر ناخالصی طلا  $10^{-4}$  ( $\alpha_{Au} = 0.01\%$ ) تنها به اندازه چند درصد انرژی مصرفی راه انداز را افزایش می‌دهد که قابل چشم‌پوشی است [۴]. در این حالت، دمای فروش ایده‌آل آن برابر  $4.38 \text{ keV}$  می‌شود و تابش ترمزی نیز تنها  $64\%$  نسبت به سوخت خالص افزایش می‌یابد که بسیار نزدیک به

<sup>1</sup> Caruso and Strangio

شرایط افروزش سوخت DT خالص هستند. بنابراین، مشاهده می‌شود که نتایج محاسبه عددی پیسلی با پیش‌بینی تحلیل ساده اخیر نیز همخوانی دارد. بر اساس محاسبات بالا، به راحتی می‌توان نشان داد که حضور یون‌های سنگین با درجه یونش پایین‌تر، تاثیر کمتری بر تغییر دمای افروزش ایده‌آل دارد. این موضوع در نقش‌هاله پلاسما و تشکیل لکه داغ در روش افروزش سریع اهمیت دارد.

### ۳-۲ رسانش حرارتی الکترونی

در نظریه کلاسیکی رسانش حرارتی الکترونی فرض می‌شود که رسانش حرارتی از قانون فوریه پیروی می‌کند و تابعی از گرادیان دما است. رسانش حرارتی الکترونی نسبت به یون‌های پلاسما برتری دارد و در عمل تنها سهم الکترون‌ها در نظر گرفته می‌شود. در الگوی گاز لورنتسی، الکترون‌ها در محیط یون‌های ثابت زمینه پخش می‌شوند. بر اساس نظریه جنبشی گازها، شارش حرارتی تنها هنگامی که آشفتگی در تابع توزیع ذرات رخ دهد امکان‌پذیر است و در اثر آن جریان سوق الکترونی بازگشتی شکل می‌گیرد که میدان الکتریکی ایجاد شده در شارش حرارتی دخالت دارد [۱۵-۱۶].

$$P_e = -\chi_{eff} \nabla T, \quad \chi_{eff} = \frac{\chi_{Spitzer}}{1 + \frac{1}{6 \ln \Lambda_{ei}}}, \quad \chi_{Spitzer} = G(Z) \left(\frac{8}{\pi}\right)^{3/2} \frac{k_B (k_B T)^{5/2}}{\sqrt{m_e} e^4 Z \ln \Lambda_{ei}} \quad (11)$$

که در آن،  $\chi_{Spitzer}$  ضریب رسانش حرارتی الکترونی کلاسیکی اسپیتزر<sup>۱</sup> برای پلاسما کاملاً یونیزه است. همچنین،  $G(Z)$  ضریب اصلاح اندرکنش الکترون-الکترون در پلاسما با  $Z$  پایین است [۵]. در معرفی رسانش حرارتی موثر،  $K_{eff}$ ، ضریب تصحیح رسانش حرارتی الکترونی در پلاسما افروزشی DT با جفت‌شدگی متوسط که توسط لی و پتراسو<sup>۲</sup> بدست آمدند، نیز در نظر گرفته شده است [۱۶]. در لکه‌ی داغ همجوشی، رسانش الکترونی از سطح لکه داغ به شعاع  $R$  و به سمت بیرون رخ می‌دهد. در سوخت DT آلاینده یونی، رابطه (۱۱) پس از ساده‌سازی به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$P_{e,imp}(T_e, \alpha_{imp}, Z_{imp}, A_{imp}, R_s) = 3 \left(1 + \frac{1}{6 \ln \Lambda_{ei}}\right)^{-1} \frac{1 + \alpha_{imp} Z_{imp}}{1 + \alpha_{imp} Z_{imp}^2} G(Z) \left(\frac{8}{\pi}\right)^{3/2} \frac{(k_B T_e)^{7/2}}{\sqrt{m_e} e^4 \ln \Lambda_{ei}} \frac{1}{R_s^2} \quad (12)$$

<sup>1</sup> Spitzer

<sup>2</sup> Li and Petraso



## ۲-۴ کار مکانیکی

یکی دیگر از راه‌های تبادل انرژی میان لگه‌ی داغ با سوخت سرد اطراف خود از راه انجام کار مکانیکی است. در صورتی که لگه‌ی داغ، کره‌ای همگن شامل سوخت  $DT$  به شعاع  $R$  در نظر گرفته شود، آنگاه اختلاف فشار میان دو سمت فصل مشترک آن، عامل ایجاد کار مکانیکی است. این جمله می‌تواند به عنوان اثر مثبت یا منفی بر شرایط توازن انرژی لگه‌ی داغ عمل کند [۱۳]. در حالتی که شرایط تشکیل لگه‌ی داغ به صورت تک فشار باشد، آنگاه سهم این جمله در توازن انرژی برابر صفر است. در شرایط تک چگالی این کمیت غیر صفر است و از رابطه زیر بدست می‌آید [۱۵]:

$$P_w = 3 \frac{P_s}{R} u_s = 3 \frac{\Gamma_B \rho T_s u_s}{R} \quad (13)$$

که در آن،  $\Gamma_B$  در مدل تعادلی عددی ثابت است و  $u_s = dR/dt$  سرعت انبساط شعاع لگه‌ی داغ در پشت موج ضربه‌ای عبوری است. سرعت انبساط لگه‌ی داغ به کمک شرط موج ضربه‌ای هوگونیوت<sup>۱</sup> برابر با رابطه تقریبی زیر برآورد می‌شود [۱۵، ۵].

$$u_s = \sqrt{\frac{2}{\gamma+1} \frac{P_s}{\rho_c}}, \quad \gamma = 5/3 \quad (14)$$

که در آن،  $\rho_c$  چگالی سوخت سرد اطراف لگه‌ی داغ است. حضور سوخت سرد اطراف لگه‌ی داغ نسبت به حالت لگه‌ی داغ عریان، موجب کاهش پارامترهای افروزشی لگه‌ی داغ  $DT$  می‌شود [۱۷]. در افروزش هیدرودینامیکی، در آغاز فرض می‌شود که مؤلفه‌های پلاسمای سوخت در تعادل حرارتی باشد؛ بدین معنی که دمای الکترونی و یونی یکسان باشند. با عبور موج ضربه‌ای از درون سوخت، دمای یونی در پشت موج ضربه‌ای بیشتر از دمای الکترونی می‌شود. از این رو، دماهای الکترونی و یونی در ناحیه سوخت سرد با چگالی بالا و دمای پایین به سرعت به شرایط تعادل برمی‌گردد. با این حال، در لگه‌ی داغ با دمای بالا و چگالی پایین، شرایط بازگشت به تعادل دمایی طولانی‌تر است. به همین دلیل تا مدتی از دوره تحول انفجار درونی، موجب بروز شرایط غیر تعادلی می‌گردد و با تشدید تفاوت دمایی میان مؤلفه‌های پلاسمای سوخت، زمان واهلش الکترون-یونی نیز بزرگ‌تر خواهد شد. بر این اساس، فرض تفاوت میان دماهای الکترونی و یونی سبب ایجاد تغییراتی در محاسبه چگالی توان ناشی از کار مکانیکی مؤلفه‌های الکترونی و یونی در رابطه (۱۳) می‌شود. با فرض معادله حالت گاز ایده‌آل  $P_a = n_a k_B T_a$ ، که در آن  $a$  نماد الکترون یا یونی است،

<sup>۱</sup> Hugoniot

فشارهای الکترونی و یونی با یکدیگر تفاوت دارند و فشار کل لگه‌ی داغ برابر  $P = P_e + P_i$  می‌شود. در سوخت DT با ناخالصی یونی سهم فشار مؤلفه‌های پلاسما به صورت زیر بدست می‌آید.

$$P_{s,e} = \frac{(1 + \alpha_{imp} Z_{imp})}{m_p (A_{DT} + \alpha_{imp} A_{imp})} \rho_s k_B T_e, \quad P_{s,i} = \frac{(1 + \alpha_{imp})}{m_p (A_{DT} + \alpha_{imp} A_{imp})} \rho_s k_B T_i \quad (15)$$

با توجه به رابطه (۱۴)، در سوخت DT آلائیده یونی سرعت انبساط شعاع لگه داغ پس از ساده‌سازی به صورت زیر بدست می‌آید:

$$u_s = \sqrt{\frac{3P}{4\rho_c}} \simeq \sqrt{\frac{3}{4} \frac{2 + \alpha_{imp}(1 + Z_{imp})}{m_p (A_{DT} + \alpha_{imp} A_{imp})} k_B \left(\frac{T_e + T_i}{2}\right) \frac{H_s}{H_c}} \quad (16)$$

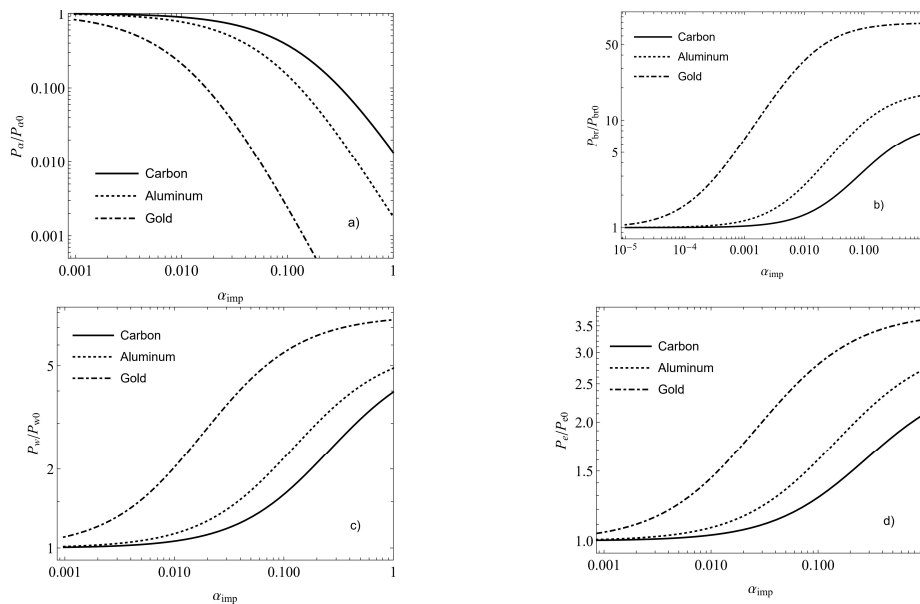
که در آن، میانگین دمای مؤلفه‌های پلاسما لگه داغ در جبهه موج به عنوان برآوردی از دمای لگه‌ی داغ غیرتعادلی در نظر گرفته شده است. با جایگذاری روابط (۱۵) و (۱۶)، سهم کار مکانیکی کل ناشی از الکترون و یون در لگه داغ بدست می‌آید.

$$P_{W,imp}(T_e, T_i, \alpha_{imp}, Z_{imp}, A_{imp}, H_s, H_c) = P_{W,e} + P_{W,i} = 3 \frac{P_{s,e} + P_{s,i}}{R} u_s \quad (17)$$

پیش از ادامه بحث، مطابق شکل (۳)، رفتار تغییرات جملات بهره و هدر رفت انرژی در روابط (۷)، (۱۰)، (۱۲) و (۱۷) در لگه‌ی داغ DT آلائیده یونی بررسی می‌شود. در همه نمودارهای چگالی توان گرمایشی یا سرمایشی بر حسب تغییرات پارامتر  $\alpha_{imp}$  تا گستره مرز ۱ برای ناخالصی‌های کربن، آلومینیوم و طلا نشان شده است. در شکل ۳a، همزمان با افزایش کسر غلظت ناخالصی و کاهش کسر نهشت انرژی ذرات آلفا، مشاهده می‌شود که چگالی توان گرمایشی ذرات آلفا در لکه داغ تضعیف می‌گردد. این اثر برای یون‌های سبک‌تر، محسوس‌تر است، به صورتی که برای یون‌های ناخالصی کربن، آلومینیوم و طلا با بیشینه کسر مجاز  $\alpha_{imp,max}$ ، چگالی توان گرمایشی نسبت به سوخت خالص با چگالی سطحی یکسان به ترتیب ۰.۸۴٪، ۰.۷۵٪ و ۰.۵۱٪ کاهش می‌یابند که ناشی از تزیق یون‌های بیشتر به لگه داغ است. در شکل ۳b، در حضور ناخالصی، شاهد افزایش جمعیت الکترونی پلاسما خواهیم بود که موجب افزایش تراز شار خروجی از لکه داغ می‌گردد. برای یون‌های ناخالصی کربن، آلومینیوم و طلا با بیشینه کسر مجاز  $\alpha_{imp,max}$ ، چگالی توان سرمایشی ناشی از تابش ترمزی نسبت به سوخت خالص با چگالی سطحی مشابه به ترتیب ۵.۶٪، ۸.۹٪ و ۱۹.۶٪ برابر افزایش می‌یابند. این افزایش ضریب نشان‌دهنده میزان خطرپذیری شرایط خود-نگهداری پلاسما لگه داغ DT نسبت به حضور یون‌های ناخالصی سنگین‌تر و با درجه یونش بالاتر است. در شکل ۳c، همزمان با افزایش جمعیت الکترونی و یونی پلاسما ناشی از حضور ناخالصی در لگه داغ DT، سهم چگالی توان کار مکانیکی وارد شده بر دیواره سطح کروی لگه داغ افزایش می‌یابد. این افزایش



متناسب با افزایش کسر غلظت ناخالصی افزایش می‌یابد. به صورتی که، برای یون‌های ناخالصی کربن، آلومینیوم و طلا با بیشینه کسر مجاز  $\alpha_{imp,max}$ ، چگالی توان کار مکانیکی نسبت به سوخت خالص با همان چگالی سطحی به ترتیب ۲/۵، ۲ و ۱/۴ برابر افزایش می‌یابد. در شکل ۳d، با افزایش کسر غلظت ناخالصی، جمعیت یونی افزایش یافته و در نتیجه این تغییر، لگاریتم کولن الکترون-یون در مخرج رابطه (۱۲) کاهش می‌یابد. بدین ترتیب با افزایش کسر  $\alpha_{imp}$  سهم شارش انرژی از سطح لگه داغ ناشی از رسانش حرارتی الکترونی نیز افزایش می‌یابد. این افزایش برای یون‌های ناخالصی کربن، آلومینیوم و طلا با بیشینه کسر مجاز  $\alpha_{imp,max}$ ، نسبت به سوخت خالص با همان چگالی سطحی به ترتیب ۱/۶۵، ۱/۵۴ و ۱/۱۹ برابر افزایش می‌یابد. همانگونه که مشاهده می‌شود نقش هدر رفت انرژی از مرز لگه داغ به واسطه شارش انرژی تابشی و رسانشی حرارتی الکترون‌ها بسیار وابسته به غلظت ناخالصی یونی است. در بخش‌های آتی تاثیر سرمایه‌ی این جملات در کاهش محدوده مجاز پارامترهای افروزشی لگه داغ به روشنی دیده می‌شود.



شکل ۳ سهم چگالی‌های توان گرمایی ذرات آلفا (a) و سرمایه‌ی تابش ترمزی (b)، کار مکانیکی، (c) شار سطحی حرارتی (d) در لکه‌ی داغ سوخت DT آلائیده یونی.

### ۳. پارامتر مجاز افروزشی سوخت DT آلائیده یونی

#### ۳-۱ مدل تعادلی در افروزش جرقه‌ای مرکزی

در حالت کلی، افروزش لگه‌ی داغ DT مرکزی در سوخت فشرده شده در نزدیکی لحظه ایستایی، نیازمند دارا بودن شرایط پارامتری معین دمای ۵-۱۲ keV و چگالی سطحی  $0.2 - 0.5 \text{ g/cm}^2$  می‌باشد [۵]. چگالی نوعی لگه داغ  $30 - 50 \text{ g/cm}^3$  می‌باشد. در این بازه دمایی و چگالی جرمی، زمان واهلش میان برخوردهای الکترون-یونی از مرتبه ps خواهد شد. از آنجایی که این مقیاس زمانی در مقایسه با تحول زمانی لگه‌ی داغ برای ورود به مرحله اشتعال کمابیش کوتاه است، می‌توان فرض ساده تعادل دمایی را به عنوان تقریبی از شرایط دینامیکی افروزش لگه‌ی داغ در نظر گرفت. باید توجه داشت که در چگالی معین، با افزایش دمای پلازما در لگه‌ی داغ محدوده اعتبار این فرض نیز به خطر می‌افتد [۱۸]. بنابراین، می‌توان با کمک شرط توازن انرژی در لکه‌ی داغ در شرایط تعادل دمایی  $T_e = T_i$ ، الگویی ساده از محدوده مجاز پارامتری افروزش لگه‌ی داغ سوخت DT آلائیده ارائه شود. افروزش لگه‌ی داغ شامل دو مرحله تشکیل لگه‌ی داغ و سپس افروزش آن است. این دو مرحله به یکدیگر وابسته هستند. پارامتر مجاز افروزشی، حاصل فصل مشترک این دو مجموعه مقادیر پارامتری لگه‌ی داغ است. لگه‌ی داغ بزرگ با  $H_s > 0.08 A_{DT}^{0.5} T_e$  نسبت به اتلاف تابشی در معرض خطر است و تشکیل نمی‌شود. از طرف دیگر، لگه‌ی داغ کوچک با  $H_s < 1.810^{-}$  در  ${}^3\text{A}_{DT}^{1.5} T_e^2 / \ln \Lambda_{ei}$  معرض خطر هدر رفت رسانش حرارتی است و تشکیل نمی‌شود [۱۹]. شرط تشکیل لگه‌ی داغ، بزرگ‌تر بودن مقیاس زمانی فرآیندهای اتلافی اصلی تابش ترمزی و رسانش حرارتی نسبت به مقیاس زمانی فروپاشی لگه‌ی داغ (انتشار موج صوتی از مرکز تا شعاع بیرونی لگه‌ی داغ) است. با اعمال این شرط، می‌توان محدوده مجاز پارامترهای تشکیل لگه‌ی داغ را برای سوخت DT آلائیده بدست آورد.

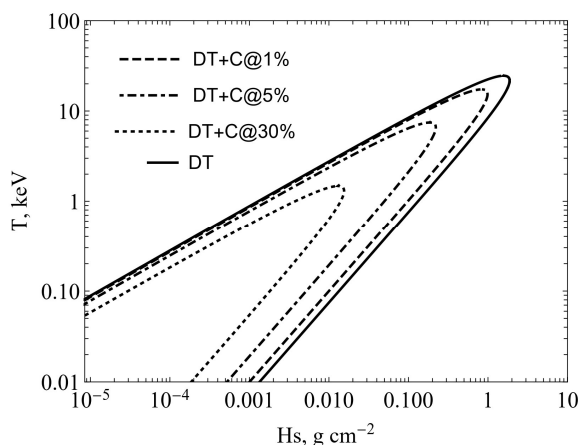
$$t_c > t_s \Rightarrow \frac{E_p = \sum_{k=e,i} \frac{3}{2} n_k k T_k}{P_{br,imp} + P_{e,imp}} > \frac{R}{C_s} \quad (18)$$

که در آن،  $C_s$  سرعت انتشار موج صوتی در لگه‌ی داغ DT آلائیده است. برای مثال، با حل نامعادله بالا، بر اساس شکل (۴)، ناحیه پارامتری مجاز تشکیل لگه‌ی داغ در سوخت DT آلائیده کربنی بدست می‌آید که محدوده پارامتری مجاز در ناحیه داخل منحنی مرزی قرار گرفته است. مشاهده می‌شود که برای ناخالصی کربن، بیشینه مقادیر دما و چگالی سطحی تشکیل لگه‌ی داغ به تغییرات کسر غلظت ناخالصی حساس بوده و سریع به سمت محدوده‌های دما و چگالی سطحی کوچک‌تر





جابه‌جا می‌شوند. باتوجه به شکل (۴)، در صورت حضور ناخالصی در لگه‌ی داغ شرط افروزش لگه‌ی داغ برای دما و چگالی سطحی در خارج از محدوده منحنی مرزی تشکیل داغ معادل با کسر غلظت‌های کربن فراتر از ۵٪ قرار می‌گیرد. از این رو، محدوده پارامتری مجاز در دماهای الکترونی کمتر و چگالی سطحی پایین‌تر شرط تشکیل را برآورده می‌کنند.



شکل ۴ مرز ناحیه مجاز پارامتری تشکیل لگه‌ی داغ DT آلا بیده کربنی.

محدوده مجاز پارامتر  $H_s$  و  $T_s$  لگه داغ، نه تنها به شرایط تشکیل آن، بلکه وابسته به شرایط افروزش آن نیز می‌باشد. هرگاه، توان نهشت یافته توسط محصولات همجوشی از مجموع تمام توان‌های عوامل هدر رفتی چون هدر رفت ناشی از رسانش گرمایی، کار مکانیکی و تابش ترمزی فزونی یابد، دمای لگه‌ی داغ افزایش می‌یابد. به عبارت دیگر، شرایط برای خود گرمایش لگه‌ی داغ مهیا می‌شود که در حضور ناخالصی در سوخت DT به صورت زیر نوشته می‌شود [۲۰]:

$$P_{dep,imp} - (P_{b,imp} + P_{e,imp} + P_{w,imp}) \geq 0 \quad (19)$$

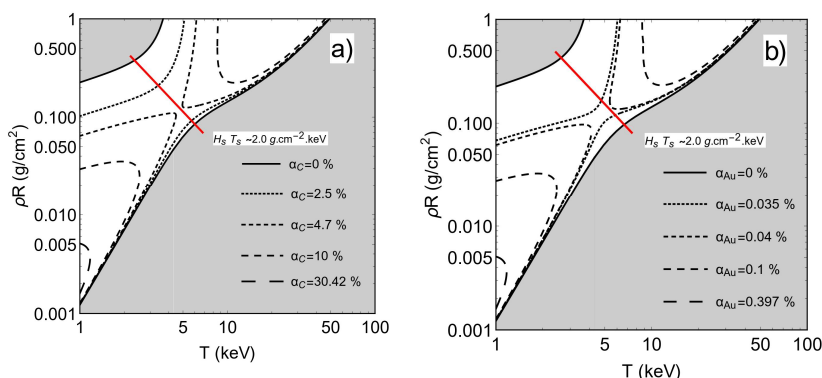
که در آن، جملات هدر رفتی عبارتند از چگالی توان تابش ترمزی  $P_{b,imp}$ ، چگالی توان هدر رفتی ناشی از کار مکانیکی انجام شده لگه‌ی داغ  $P_{w,imp}$  و چگالی توان رسانش گرمایی الکترونی از سطح لگه داغ  $P_{e,imp}$  و همگی دارای یکای  $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-3}$  هستند. از این رو، با جایگذاری سهم جملات مختلف سرمایشی و گرمایشی با کمک روابط ۱۲، ۱۰، ۷ و ۱۷ در رابطه (۱۹)، شرطی برای استخراج پارامتری لگه‌ی داغ در صفحه  $H_s$ - $T_s$  بدست می‌آید. پاسخ حل چنین نامعادله‌ای معروف به نمودارهای لیندل-ویندر<sup>۱</sup> است و نخستین بار برای استخراج محدوده مجاز شرایط افروزش لگه‌ی

<sup>۱</sup> Lindl-Widner diagrams

داغ معرفی شد [۵]. با اعمال مقادیر استخراج شده بازه مجاز کسر غلظت ناخالصی، می‌توان ناحیه مجاز افروزشی را بر اساس رابطه (۱۹)، در صفحه پارامتری  $H_s-T_s$  لکه داغ بر اساس شکل ۵ نمایش داد که در آن برای سوخت DT خالص، ناحیه مجاز به رنگ سفید و ناحیه غیرمجاز به رنگ خاکستری رنگ آمیزی شده‌اند. از این رو، انتظار می‌رود مشابه شرایط تشکیل لکه‌ی داغ در شکل ۴، مرز ناحیه افروزشی مجاز لکه داغ با افزایش غلظت ناخالصی محدودتر گردد. لازم به یادآوری است که برای همخوانی با محاسبات لیندل، در رسم این نمودارها، سرعت انفجار درونی مقدار معمول در روش راه‌اندازی مستقیم و برابر با  $3 \times 10^7 \text{ cm/s}$  در نظر گرفته شده است. در حالی که، محدوده مقادیر گسسته دما و پارامتر محصورسازی لکه‌ی داغ، معیاری از فراهم شدن شرایط عمومی افروزش لکه داغ هستند، نتایج پژوهشی نشان‌دهنده آن است که در حالت کلی، تشکیل و افروزش لکه داغ DT هنگامی موفقیت‌آمیز خواهد بود که در آن حاصل ضرب پارامترهای افروزشی مقدار  $H_s T_s \cong 2.0 \text{ keV.g.cm}^{-2}$  را اختیار کند [۱۷، ۱۹]. در این شکل، خط راست قرمز رنگ نشان‌دهنده این معیار در صفحه پارامتری  $H_s-T_s$  لکه‌ی داغ است. در سوخت DT خالص، مجموعه مقادیر ممکن پارامترهای  $H_s$  و  $T_s$ ، هم‌نگر با تشکیل لکه داغ، پیرامون خط مرزی  $H_s-T_s$  گستره وسیعی دارند.

با افزایش غلظت ناخالصی و محدود شده ناحیه میانی و در نهایت جداسازی آن به دو ناحیه، شرایط عادی افروزش لکه داغ را کامل تحت تاثیر قرار می‌دهد؛ به صورتی که، با جداسازی ناحیه مجاز افروزشی به دو جزیره مجزا، افروزش تنها در حالت‌هایی با  $H_s T_s$  بزرگ یا  $H_s T_s$  خیلی کوچک امکان‌پذیر می‌گردد. از این رو، مشاهده می‌شود با افزایش غلظت ناخالصی مرز ناحیه مجاز پارامترهای افروزشی از محدوده این خط خارج می‌شود و در عمل شرایط افروزش و اشتعال سوخت دشوارتر و حتی غیرممکن می‌گردد. در شکل ۵b، مشاهده می‌شود که با تغییر غلظت ناخالصی طلا، ناحیه مجاز افروزشی در محدوده دمایی اطراف  $5 \text{ keV}$  و پارامتر چگالی سطحی  $0.2 \text{ g/cm}^2$  سریع باریک‌تر شده به صورتی که به ازای مقادیر اندکی فراتر از  $0.035\%$  به دو جزیره جدا از هم ایجاد می‌شود که با افزایش کسر غلظت ناخالصی بسیار زیاد از یکدیگر فاصله می‌گیرند. هرچه این محدوده وسیع‌تر باشد، شرایط تشکیل و افروزش لکه داغ آسان‌تر خواهد شد. ملاحظه می‌شود که با افزایش سهم ناخالصی، افروزش مجاز به مقادیر پارامترهای  $H_s$  و  $T_s$  خیلی بزرگ منتقل می‌شود. بر اساس رابطه  $G = E_f / E_d$ ، با افزایش انرژی راه‌انداز ( $E_d$ )، بهره انرژی  $G$  نسبت عکس دارد و شرایط افروزش و اشتعال دشوارتر می‌شود.

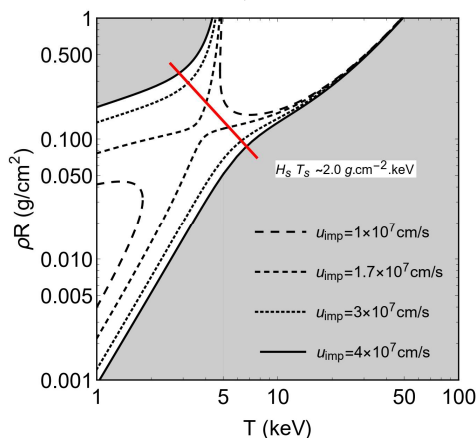




شکل ۵ ناحیه مجاز افروزش سوخت DT آلائیده با ناخالصی های (a) کربن و (b) طلا.

در رسم شکل ۵، سرعت انفجار درونی مقدار ثابت  $3 \times 10^7 \text{ cm/s}$  را اختیار کرده بود. در ادامه، تاثیر سرعت انفجار درونی هدف های راه اندازی شده مستقیم (از نوع هدف های NIF) را بر چگونگی شرایط افروزش لکه داغ مرکزی بررسی می کنیم. در شکل ۶، ناحیه مجاز افروزشی با فرض حضور  $\alpha_{Au} = 0.1\%$  ناخالصی طلا در سوخت DT در ازای سرعت های انفجار درونی متفاوت در روش ICF استاندارد رسم شده است. این مقدار، همنگر با مقدار توصیه شده کسر ناخالصی طلا  $4^{-4}$  در محاسبات عددی پیسیلی است که در آن تفاوت میان انرژی افروزشی مورد نیاز نسبت به حالت مشابه در سوخت DT خالص قابل چشم پوشی است. در این شکل، ناحیه خاکستری رنگ، نشان دهنده ناحیه غیر مجاز برای سرعت انفجار درونی  $4 \times 10^7 \text{ cm/s}$  می باشد. برای حالت های دیگر، محدوده میان دو منحنی مربوط به ناحیه مجاز است که با کاهش سرعت کوچک و کوچک تر می شود. برای ورود به ناحیه بهره، سرعت انفجار درونی اولیه قابل توجهی مورد نیاز است [۲۱]. همانطور که در شکل ۶ ملاحظه می شود، به ازای درصد ورودی ناخالصی مشخص طلا  $0.1\%$ ، ناحیه مجاز افروزشی به سرعت انفجار درونی حساس بوده و با افزایش آن، محدوده ناحیه مجاز افروزشی (ناحیه بهره) به سرعت رشد می کند. ملاحظه می شود که در سرعت های انفجار درونی اندکی کمتر از  $1.7 \times 10^7 \text{ cm/s}$ ، آستانه تقسیم ناحیه مجاز افروزشی به دو جزیره افروزشی مجزا است. از این رو، می توان انتظار داشت که اثرات نامطلوب حضور ناخالصی با افزایش تدریجی سرعت انفجار درونی کاهش یابد. از آنجایی که سرعت انفجار درونی متوسط  $2-3 \times 10^7 \text{ cm/s}$  در راه اندازی مستقیم هدف های همجوشی متداول است، وجود کسر ناچیز ناخالصی لایه هل دهنده طلا در سوخت DT تاثیر چندانی بر شکل گیری و تحول لکه داغ نداشته باشد. البته، در صورت استفاده از روش های

دینامیکی مدیریت آهنگ رشد ناپایداری رایلی - تیلور در مرحله انفجار درونی، می‌توان امیدوار بود که این افزایش سرعت در بهره‌وری انرژی سیستم گداخت مفید باشد [۷،۲۲].



شکل ۶ ناحیه بهره (سفید) و ناحیه هدر رفت (خاکستری) لکه داغ DT آلائیده با ۰/۰۱٪ ناخالصی طلا در سرعت‌های انفجار درونی مختلف.

## ۲-۳ الگوی غیر تعادلی در افروزش جرقه‌ای مرکزی

تزریق انرژی موجب افزایش سریع دمای پلاسما و به دنبال آن افزایش زمان تعادل برخوردهای الکترونی-یونی در پلاسما می‌گردد. بدین ترتیب، تحول دمایی لکه‌ی داغ در فاز غیر تعادلی وارد می‌شود. در این حالت، فرض یکسان بودن دماهای الکترونی و یونی برقرار نیست. در این الگو که به منظور بهبود شرایط افروزش لکه داغ مرکزی پیشنهاد شد، فرض می‌شود در آغاز افروزش، سوخت پیش فشرده در تعادل دمایی بوده و سپس دمای یونی ( $T_i$ ) از دمای الکترونی ( $T_e$ ) فاصله گرفته و با افزایش آهنگ همجوشی فراتر از آن باشد. درون لکه داغ، واکنش همجوشی متناسب با  $T_i^\alpha$  است که  $\alpha \approx 2-3$  می‌باشد [۱۸]. از این رو، بدیهی است که هرچه دمای یونی بالاتر باشد، واکنش‌های همجوشی بیشتری درون لکه داغ رخ دهد. از طرفی، هدر رفت انرژی درون لکه داغ می‌تواند ناشی از هدایت گرمایی الکترونی و تابش ترمزی باشند که به ترتیب متناسب با  $T_e^{7/2}$  و  $T_e^{1/2}$  هستند. از این رو، هرچه دمای الکترونی کمتر باشد، به صورت چشمگیری از هدر رفت‌های انرژی از لکه داغ نیز کاسته می‌شود. بنابراین، در الگوی غیر تعادلی، ناحیه افروزشی در فضای پارامتری  $H_s-T_s$  لکه‌ی داغ نسبت به الگوی متعارف تعادلی به صورت ویژه‌ای بزرگ‌تر خواهد بود [۲۳،۱۸]. اکنون، در چارچوب این الگو، چگالی سطحی مجاز،  $H_s$ ، لکه‌ی داغ در پلاسمای



افروزشی غیرتعادلی دوتریوم- تریتیوم آلائیده به کسر ناچیزی از یون‌های ناخالصی مطرح کربن و طلا را استخراج می‌نماییم. افروزش موفق تا زمان فروپاشی سوخت DT نیازمند واکنش‌های گرما هسته‌ای خود-نگهدار در لگه داغ است. در الگوی غیرتعادلی، تحول دمایی لگه داغ به کمک معادله آهنگ زمانی تغییرات انرژی جمعیت الکترونی و یونی پلاسما توصیف می‌شود.

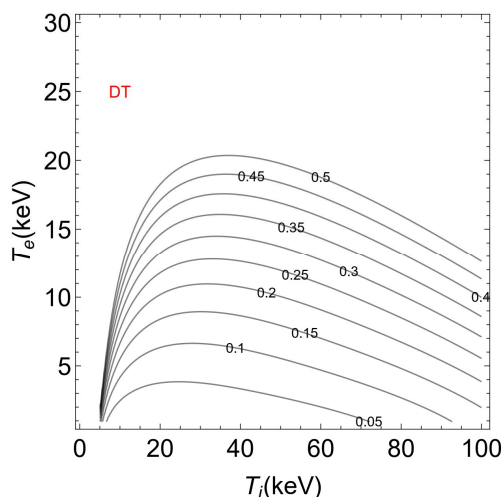
$$\frac{d\varepsilon_e}{dt} = \eta_d P_d + f_\alpha \eta_e P_{dep} + P_e - P_o - P_e - P_{w,e}, \quad \frac{d\varepsilon_i}{dt} = (1-\eta_d) P_d + f_\alpha (1-\eta_e) P_{dep} + P_{ei} - P_{w,i} \quad (20)$$

که در آن،  $\varepsilon$  چگالی انرژی مؤلفه‌های الکترونی و یونی پلاسما DT است. همچنین،  $P_{ei} = -P_{ie}$  سهم تبادل انرژی الکترون-یون ناشی از برخوردهای کولنی است. ضرایب  $\eta_e$  و  $\eta_d$  نیز به ترتیب کسر انرژی دریافتی الکترون‌ها از توان گرمایشی ذرات آلفا و باریکه افروزنده خارجی در روش افروزش سریع است. در افروزش جرقه‌ای مرکزی که افروزش هیدرودینامیکی رخ می‌دهد، ضریب  $\eta_d$  صفر است. با حل عددی این دسته معادلات جفت‌شده به ازای  $H_s$  مشخص، می‌توان تحول زمانی دمای پلاسما به ازای چگالی معین ناحیه سوخت را بدست آورد. در صورتی که این معادلات در شرایط ایستا  $d/dt=0$  حل شوند، با رسم منحنی‌های هم تراز تغییرات دمای الکترونی و یونی پلاسما را برای دسته‌ای از چگالی‌های مختلف بدست آورد. این روش در درک دیداری و کیفی چگونگی تغییرات تحول دمایی پلاسما بسیار کارآمد است. در شرایط ایستا، دسته معادله ۲۰ به شکل زیر ساده می‌شوند.

$$P_d + P_{dep,imp} - (P_{b,imp} + P_{e,imp} + P_{w,imp}) \geq 0 \quad (21)$$

که به جز جمله  $P_d$  باقی به لحاظ ظاهر مشابه رابطه (۱۹) هستند، با این تفاوت که در الگوی غیرتعادلی، دمای مؤلفه‌های الکترونی و یونی پلاسما متأثر از جملات گرمایشی و سرمایشی، دیگر با یکدیگر برابر نیستند. با حل عددی نامعادله غیرخطی اخیر، می‌توان مقادیر مجاز پارامتر  $H_s$  در افروزش خود-نگهدار را استخراج کرد. به عنوان منحنی مرجع، با توجه به شکل ۷، منحنی‌های هم‌تراز  $H_s < 0.5 \text{ g.cm}^{-2}$  برای سوخت خالص DT در بازه دمایی الکترون-یون رسم شده است که در آن ناحیه پارامتری مجاز، ناحیه زیر هر منحنی است. نقطه شروع منحنی بر روی محور افقی، کمینه دمای یونی برای آغاز افروزش سوخت خالص DT را نشان می‌دهد و برای مقادیر کمتر پاسخ حقیقی و مثبت  $H_s$  وجود ندارد. در حقیقت منحنی‌های هم‌تراز، روش تغییرات دمای الکترونی و یونی به ازای مقدار ثابت پارامتر محصورسازی را نمایش می‌دهند. لازم به توضیح است که با پیشروی بر روی هر یک از منحنی‌های هم‌تراز با مقدار چگالی سطحی ثابت، زمان در حال افزایش است و منحنی‌های هم‌تراز رفتار مستقل از زمان تغییرات دمایی سوخت را نمایش می‌دهند. در صورتی که

رفتار تغییرات دمایی پلاسما از روند غیرتعدالی پیروی نکند، منحنی هم‌تراز رسم شده به شکل خطوطی موازی با شیب یک خواهند شد.



شکل ۲ منحنی‌های هم‌تراز پارامتر  $H_s$  لکه داغ افروزشی برای سوخت DT خالص.

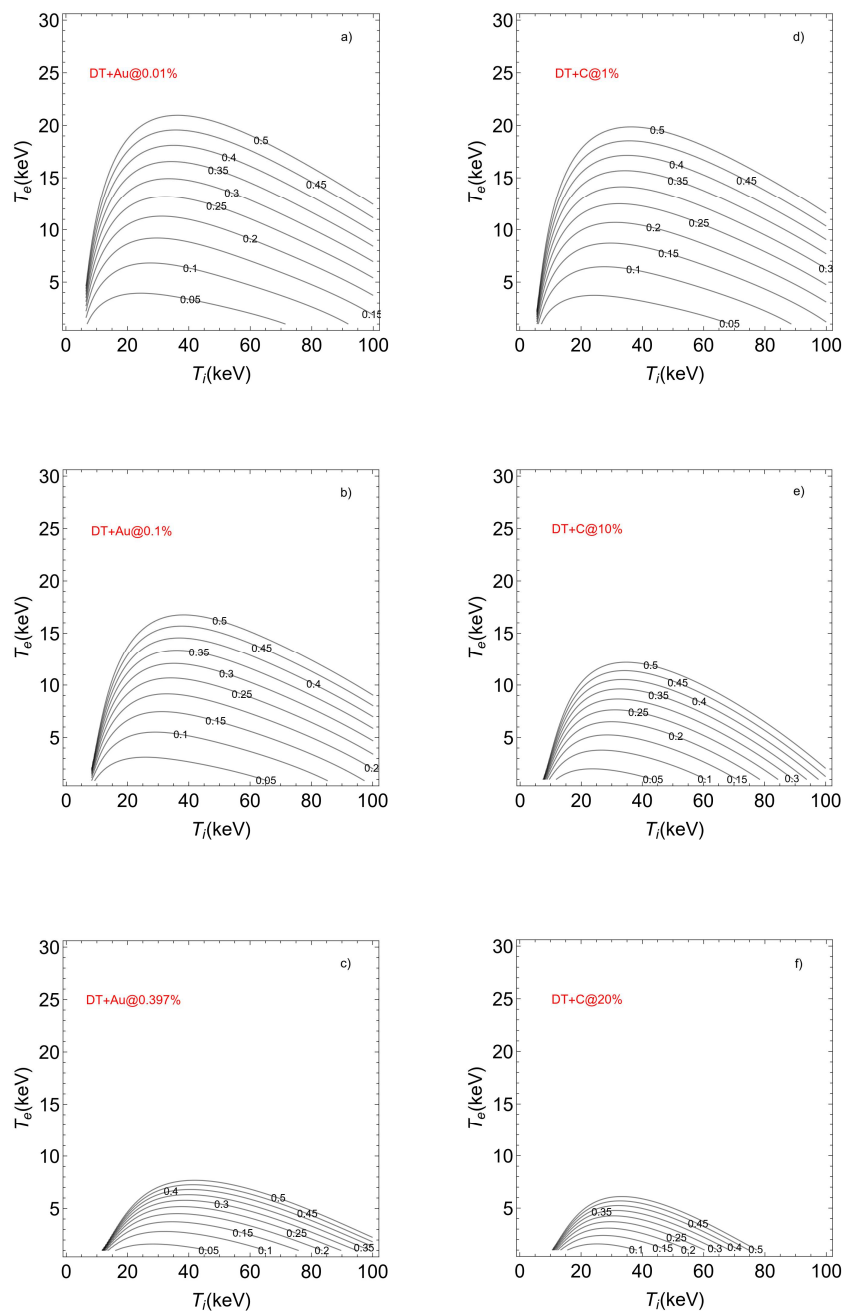
اگرچه الگوی منحنی‌های هم‌تراز در شکل ۷ با شکل ۲ در منبع [۲۳] هم‌خوانی کلی دارد، با این وجود، خیزش پارامتر  $H_s$  در منحنی‌های هم‌تراز در مقادیر مشابه آرام‌تر هستند. دلیل این تفاوت رفتار تاثیر در نظر گرفتن تغییرات پارامترهای مهم کسر نهشت انرژی ذرات آلفا  $f_\alpha$  و لگاریتم کولن الکترون-یونی در رسانش حرارتی الکترونی  $\ln \Lambda_{ei}$  در محاسبه پژوهش اخیر است. لازم به توضیح است که جهت سادگی در حل معادله توازن انرژی در منبع [۲۳]، کسر نهشت ذرات آلفا  $f_\alpha=1$  و لگاریتم کولن الکترون-یونی در جمله رسانش حرارتی الکترونی  $\ln \Lambda_{ei}=3/5$  فرض شده‌اند. مشاهده می‌کنیم که با افزایش میزان پارامتر  $H_s$  از  $0.05$  تا  $0.5 \text{ g/cm}^2$ ، نقطه شروع دماهای یونی (کمینه دمای یونی) از نزدیکی دمای افروزش ایده‌آل لکه داغ DT آغاز می‌شود و محدوده پارامترهای افروزشی نیز با افزایش  $H_s$  گسترش می‌یابند. از طرفی برای مقدار ثابت  $H_s$  و در محدوده دمای یونی از  $100-1$  keV، ابتدا، شاهد افزایش دمای الکترونی و سپس شاهد روند کاهشی آن نسبت به دمای یونی هستیم که این موضوع ناشی از شدت گرفتن آهنگ گداخت هسته‌ای سوخت DT و افزایش فاصله میان دمای الکترون-یون است. از این رو، در این مرحله، واکنش‌های همجوشی لکه داغ به صورت چشمگیری افزایش می‌یابد و بر هدر رفت انرژی از راه تابش ترمزی و هدایت گرمایی برتری دارند و شرایط افروزش نسبت به حالت متعارف الگوی تعدالی بهتر خواهد



شد. از طرفی با افزایش پارامتر  $H_s$ ، شیب منحنی نزولی دمای الکترونی بیشتر می شود که برتری پارامتر  $\rho R$  بالاتر لگه داغ را نشان می دهد.

با افزوده شدن ناخالصی یونی به پلاسمای  $DT$ ، رفتار منحنی های هم تراز پارامتر مجاز افروزشی  $H_s$  در صفحه  $T_e - T_i$  تغییر می کند. حضور ناخالصی در مجموعه جملات گرمایشی و سرمایشی، به ویژه در تغییرات تراز تابش ترمزی نقش موثرتری ایفا می کند که سهم آن توسط ضریب رابطه (۹) تعیین می شود. با جایگذاری درصدهای یونی مجاز در رابطه (۲۱) در حضور ناخالصی، منحنی های هم تراز پارامتر  $H_s$  را برای یون طلا در شکل های ۸a تا ۸c بدست می آیند. مطابق شکل، در مقادیر درصد ناخالصی اندک، منحنی هم تراز با حالت سوخت خالص در شکل ۷، تفاوت محسوسی ندارند. به عبارت دیگر، حضور ناچیز ناخالصی طلا تا سقف  $0.1\%$  تاثیری بر روند افروزش لگه داغ نخواهد داشت که در الگوی غیرتعادلی نیز با نتایج شبیه سازی گزارش شده پیسلی همخوانی دارد [۴].

همان طور که مشاهده می شود با افزایش درصد یون ناخالصی طلا، محدوده ناحیه مجاز افروزشی به سرعت کاهش می یابد به ویژه در شکل ۸-C که به ازای بیشینه درصد ناخالصی طلا رسم شده است و شاهد کاهش چشمگیر این محدوده هستیم. بر اساس این نمودار، در بازه زمانی قابل توجهی دمای الکترون و یون از رفتار تعادلی ناشی از شدت شار تابش ترمزی و سرمایش ناخواسته ی پلاسما پیروی می کند که به نوبه خود بر آهنگ تبادل انرژی الکترون-یونی و افزایش نرخ گداخت هسته ای اثر نامطلوبی دارد. مشابه چنین الگوی تغییرات رفتاری پارامتر  $H_s$  برای ناخالصی آلومینیوم نیز دیده می شود. در شکل های ۸d تا ۸f، منحنی های مشابه برای لگه داغ  $DT$  آلائیده با یون های کربن نشان داده شده است. مشاهده می شود که آستانه تغییرناپذیری شرایط پارامتری افروزش در ناخالصی سبک نسبت به سنگین در شرایط متفاوتی است به صورتی که در ناخالصی کربن با غلظت نسبی  $1\%$ ، الگوی تغییرات منحنی های هم تراز مشابه ناخالصی طلا با غلظت  $0.1\%$  است. از این رو، می توان نتیجه گیری کرد که در غلظت های پایین، تا چند درصد، ناخالصی های یونی سبک، اثرات ناخواسته حضور آنها در صدمه رسانی به کیفیت افروزش و حتی خاموشی لگه داغ مدیریت پذیر است.



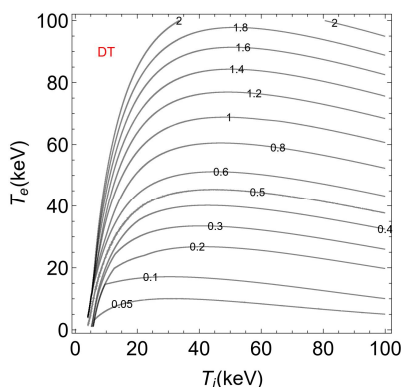
شکل ۸ منحنی‌های هم‌تراز پارامتر  $H_\beta$  در سوخت DT آلاینده طلا به ترتیب به غلظت ۰.۰۱٪، ۰.۱٪، و ۰.۳۹۷٪ و ناخالصی کربن به ترتیب به غلظت ۱٪، ۱۰٪ و ۲۰٪ در افروزش جرقه‌ای.





### ۳-۳ الگوی غیرتعادلی در افروزش سریع پروتونی

در حقیقت هنگام افروزش سوخت پیش فشرده در روش افروزش سریع، باریکه افروزنده پروتونی بر روی ناحیه کوچکی از سطح سوخت تابیده می شود. پروتون های فرودی سریع با یون های دوتریوم و تریتیوم و همچنین الکترون ها سوخت برخورد می کنند. در لحظات آغازین تابش باریکه افروزشی، به دلیل آنکه بسامد برخوردی میان پروتون- الکترون از بسامدهای برخوردی پروتون- یون بیشتر است، انرژی پروتون فرودی توسط الکترون های پلاسمای سوخت دریافت شده که موجب افزایش موقتی دمای الکترونی می گردد و سپس در اثر برخورد میان الکترون های داغ با یون های زمینه انرژی جذب شده از باریکه به یون های دوتریوم و تریتیوم داده می شود و دمای الکترونی کاهش می یابد [۲۴]. رمز موفقیت در افروزش، تزریق انرژی سریع و افزایش سریع دمای یونی است تا در نتیجه آن آهنگ همجوشی در بازه زمانی کوتاهی از مرتبه چند ps افزایش یابد. مطابق محاسبات و آزمایشات انجام شده، برای افروزش سوخت پیش فشرده با چگالی جرمی  $3 \text{ g.cm}^{-3}$ ، با راه اندازی با انرژی کل  $10 \text{ kJ}$ ، توانی در حدود  $1 \text{ PW}$  نیاز است [۲۵]. راه انداز باید این انرژی را در بازه زمانی کوتاه تر از  $20 \text{ ps}$  در سوخت فشرده شده با چگالی سطحی نزدیک به  $3 \text{ g.cm}^{-2}$  تزریق کند. بنابراین، در صورتی که چگالی توان باریکه افروزشی پروتونی معادل با  $370 \times 10^{29} \text{ erg.s.cm}^{-3}$  در ناحیه ای با شعاع کروی موثر  $20 \mu\text{m}$  در بازه زمانی واهلش هیدرودینامیکی سوخت به نهشت گذاشته شود، آنگاه شاهد سرآغاز موج پیش رونده اشتعالی در سوخت سرد اطراف لگه ای داغ خواهیم بود. در غیر این صورت، به سرعت تعادل دمایی میان الکترون- یون در پلاσμα برقرار می شود و افروزش و اشتعال رخ نمی دهند. با جایگذاری چگالی توان باریکه افروزشی در رابطه (۲۱) و حل عددی نامعادله خطی، مطابق شکل ۹، منحنی هم تراز پارامتر افروزشی لگه داغ در شرایط افروزش سریع پروتونی بدست می آید. با مقایسه این نمودار با نتایج شکل ۷، مشاهده می شود که به دلیل تزریق انرژی باریکه افروزشی و افزایش سهم جملات گرمایشی در رابطه توازن انرژی لگه داغ، اکنون با جذب انرژی بیشتر پلاسمای سوخت  $DT$  از باریکه فرودی، دمای الکترونی نسبت به حالت افروزش جرقه ای افزایش بیشتری دارد. همچنین، در بازه چگالی سطحی  $0.5 - 0.3 \text{ g.cm}^{-2}$ ، در قیاس با منحنی شکل ۷، در مدت زمان کوتاه تری دمای یونی به تراز افروزشی فراتر از  $10 \text{ keV}$  می رسد و سپس با افزایش نرخ واکنش گداخت برتری محسوسی نسبت به دمای الکترونی خواهد داشت. حضور اثرات هیدرودینامیکی لگه داغ به کاهش قله دمایی الکترونی و افزایش نرخ واکنش پذیری سوخت  $DT$  در فاز افروزش کمک می کند [۲۴].

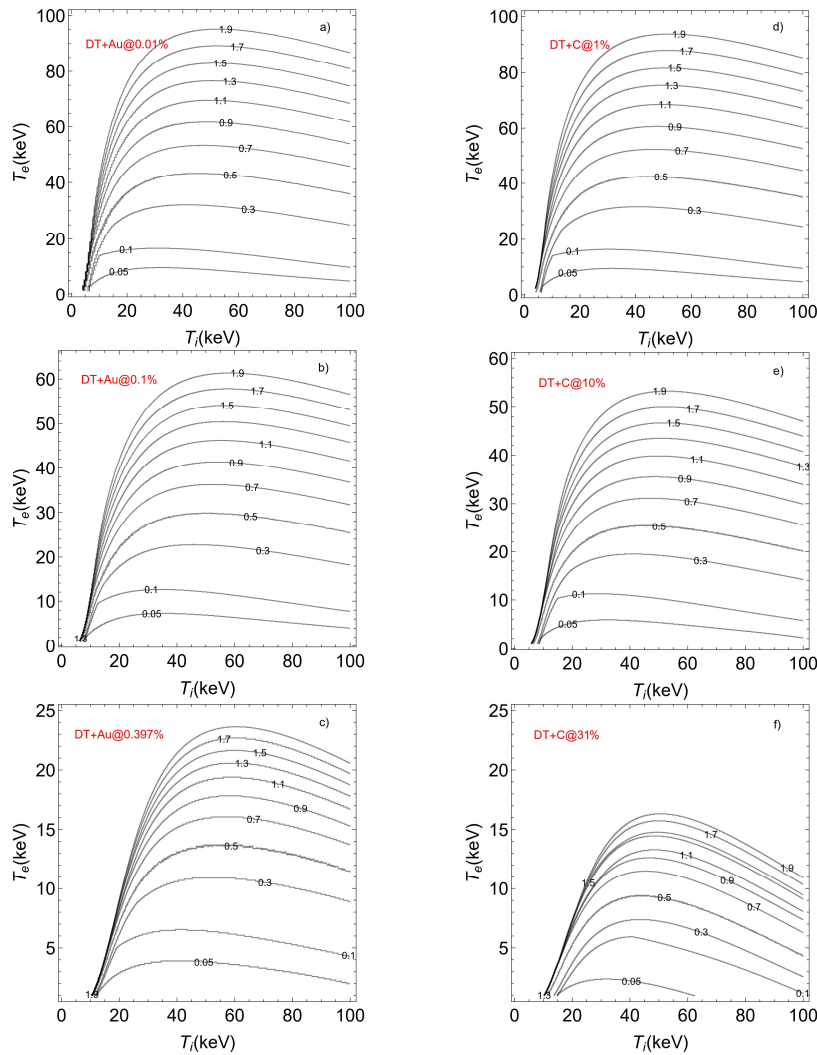


شکل ۹ منحنی‌های هم‌تراز پارامتر  $H_s$  لکه داغ افروزشی برای سوخت DT خالص در روش افروزش سریع پروتونی.

اکنون به سراغ شرایط افروزش لکه داغ آلاینده یونی می‌رویم. کربن و طلا، از جمله شایع‌ترین عناصر آلاینده لکه داغ به شمار می‌روند. بخار طلا از راه دیواره هولرام در مرحله انفجار درونی سوخت پیش‌فشرده یا جت بخار طلای مخروط هادی در نزدیکی زمان ایستایی، امکان نفوذ به محیط سوخت DT دارند. بخار کربن موجود در ترکیبات پلاستیکی ( $C_nH_n$ ) لایه جاذب نیز ممکن است در پایان مرحله انفجار درونی وارد فضای پلاسمای سوخت شود. نفوذ هر یک از آن‌ها به سلامت لکه‌ی داغ آسیب وارد می‌کند. بر اساس شکل ۱۰، منحنی هم‌تراز پارامتر افروزشی لکه‌ی داغ DT آلاینده با یون‌های کربن و طلا در روش افروزش سریع پروتونی نشان داده شده است. مشاهده می‌شود که در شرایط آلاینده‌ی اندکی کربن و طلا تنها افت ناچیزی در منحنی مقادیر مشابه  $H_s$  شاهد هستیم. نشان داده می‌شود که در پلاسمای سوخت حقیقی با توزیع چگالی نایک‌ناخت در روش افروزش سریع، درصد غلظت ناچیز ۰٫۰۱٪ ناخالصی طلا در لکه‌ی داغ، تاثیر چشمگیری بر الگوی نهشت و بُرد باریکه افروزشی پروتونی ندارد. افزون بر این، افزایش غلظت ناخالصی سوخت موجب بهبود نهشت موضعی باریکه افروزشی و تشکیل لکه داغ در باریکه تولید شده به روش شتاب‌دهی تابشی (RPA) نسبت به روش شتاب‌دهی عمود بر غلاف هدف (TNSA) می‌گردد [۲۶]. با افزایش غلظت ناخالصی، دمای الکترونی نسبت به حالت‌های آلاینده‌ی ناچیز کاهش می‌یابد که ناشی از افزایش سهم جملات اتلافی تابش ترمزی و رسانش حرارتی است. با افزایش غلظت ناخالصی این اثر تشدید می‌گردد و به صورت عمومی شاهد افزایش نرخ نزولی دمای الکترونی هستیم. این امر بدین معنی است که در لکه‌ی داغ DT آلاینده، به دلیل عوامل اتلافی، لکه‌ی داغ افروخته شده سریع‌تر خاموش می‌شود. از آنجایی که عوامل سرمایشی تابش ترمزی و رسانش



حرارتی با چگالی الکترونی نسبت مستقیم دارند با افزایش غلظت ناخالصی چگالی الکترونی نسبت به سوخت خالص با ضریب  $\alpha_{impZ_{imp}}$  افزایش می‌یابد. در حالت بیشینه کسر یون ناخالصی توصیه شده، سهم این ضریب برای کربن حدود چندین برابر حالت ناخالصی طلا است. به همین دلیل ضرب آهنگ نزولی دمای الکترونی در بیشینه غلظت مجاز کربن شیب کاهشی سریع‌تری دارد.



شکل ۱۰ منحنی‌های هم‌تراز پارامتر  $H_s$  در سوخت DT آلاپیده طلا به ترتیب به غلظت ۰.۰۱٪، ۰.۱٪، ۰.۳۹۷٪ و ناخالصی کربن به ترتیب به غلظت ۱٪، ۱۰٪ و ۲۰٪ در روش افروزش سریع پروتونی.

#### ۴. نتیجه‌گیری

با توجه به محاسبات انجام شده بر روی تأثیر حضور ناخالصی‌های طلا، آلومینیوم و کربن در سهم هدر رفت انرژی ناشی از تابش ترمزی و مقایسه نمودارهای مربوط به آن‌ها متوجه می‌شویم که امکان افروزش ایده‌آل برای ناخالصی کربن نسبت به دو نوع دیگر به ازای کسرهای ناخالصی بیشتری می‌تواند رخ دهد. به عبارت دیگر، ناخالصی کربن دارای محدوده مجاز گسترده‌تری برای افروزش ایده‌آل است که این امر، برتری ناخالصی مقادیر کمتر کربن نسبت به طلا و آلومینیوم را بازگو می‌کند. از طرفی شاهد کاهش ناحیه بهره انرژی بر اثر افزایش غلظت ناخالصی‌های کربن، آلومینیوم و طلا بودیم. افزون بر این، ما در اینجا بیشینه مقدار کسر یونی که در آن افروزش می‌تواند رخ دهد را نیز به دست آوردیم که این مقدار به صورت مثال برای یون ناخالصی کربن، ۳۱٪ است. همچنین نشان دادیم که ناحیه بهره انرژی سوخت هم‌مولار DT در حضور تنها ۰٫۰۱٪ ناخالصی طلا در روش ICF استاندارد با فرض متفاوت بودن سرعت‌های انفجار درونی، در سرعت‌های بالا مثلاً  $4 \times 10^7$  cm/s محدوده گسترده‌تری را اشغال می‌کند. همچنین در چارچوب ایده افروزش سریع یونی، چگالی سطحی مجاز، PR، لکه داغ در پلاسمای افروزشی غیرتعادلی دوتریوم - تریتیوم آلائیده به کسر ناچیزی از یون‌های ناخالصی مطرح کربن و طلا را استخراج کردیم. با افزوده شدن ناخالصی یونی به پلاسمای DT، منحنی‌های هم‌تراز پارامتر مجاز افروزشی PR در صفحه  $T_e - T_i$  تغییر می‌کند. افزایش غلظت ناخالصی یونی، موجب افزایش سریع توان تابشی اتلافی ترمزی از مرز لکه داغ می‌شود که به نوبه خود به کاهش شدید دمای الکترونی پلازما دامن می‌زند. بنابراین، به فرآیند تبادل انرژی جذب شده باریکه افروزشی پروتونی به یون‌های سوخت DT لطمه وارد می‌کند و افروزش لکه داغ را در مقادیر PR کوچک با مشکل روبرو می‌سازد. برای رسیدن به شرایط دمای  $T_i$  و  $T_e$  مشابه با حالت‌هایی با غلظت کمتر یون ناخالصی، باید به سراغ مقادیر PR بزرگ‌تر برویم که به نوبه خود منجر به افزایش انرژی راه‌انداز در مرحله پیش‌فشاردگی سوخت و سپس افروزش لکه داغ و در نتیجه کاهش بهره انرژی هدف می‌شود.

#### منابع

- [1] 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), 2003; <https://doi.org/10.1134/1.1633950>.



- [2] Stephens R B, Hatchett S P, Turner R E, Tanaka K A, and Kodama R, "Implosion of indirectly driven reentrant cone shell target"; *Physical Review Letters*, **91**(1), 2013; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.185001>.
- [3] Casey D T, Woods D T, Smalyuk V A, Hurricane O A, Glebov V Y, Stoeckl C, Theobald W, Wallace R, Nikroo A, Schoff M, Shulberg C, Wu K J, Frenje J A, Landen O L, Remington B A, and Glendinning G, "Performance and Mix Measurements of Indirect Drive Cu-Doped Be Implosions", *Physical Review Letters*, **114**(1), 2015; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.205002>.
- [4] Pasley J, "Thermonuclear ignition calculations in contaminated DT fuel at high densities" *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **53**(1), 2011; <https://doi.org/10.1088/0741-3335/53/6/065013>.
- [5] Atzeni S, & Meyer-Ter-Vehn J, "Inertial Fusion; Beam Plasma Interaction, Hydrodynamics, Dense Plasma Physics", *New York: Clarendon Press - Oxford Science Publication*, 2004.
- [6] Weber C R, Clark D S, Cook A W, Busby L E, and Robey H F, "Inhibition of turbulence in inertial-confinement-fusion hot spots by viscous dissipation"; *Physical Review Letters*, **89**(1), 2014.
- [7] Srinivasan B. and Tang X., "Role of hydrodynamic instability growth performance of inertial confinement fusion implosions"; *Physics of Plasmas*, **21** (1), 2014; <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.89.053106>.
- [8] Rygg J R, "Shock Convergence and Mix Dynamics in Inertial Confinement Fusion", *Ph. D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology*, 2006.
- [9] Krokhin O N and Rozanov V B, "Escape of  $\alpha$ -particles from a laser pulse initiated thermonuclear fusion"; *Soviet Journal of Quantum Electronics*, **2** (393), 1973; <https://doi.org/10.1070/QE1973v002n04ABEH004476>.
- [10] Wesson J, "Tokamak", 3rd edition, New York: Clarendon Press - Oxford Science Publication, 2004.
- [11] Khoshbinfar S and Taghavi S A, "On the energy gain enhancement of DT+D<sup>3</sup>He fuel configuration in nuclear fusion reactor driven by heavy ion beams"; *Iranian Journal of Physics Research*, **16** (179), 2016; <https://doi.org/10.18869/acadpub.ijpr.16.2.179>.
- [12] Zohuri B, "Inertial Confinement Fusion Driven Thermonuclear Energy"; *Springer International Publishing*, 2017.
- [13] Rajabnejad M, Khoshbinfar S, Ghasemizad A, "The requirements of transition to non-equilibrium burn in volume ignition of simple spherical targets"; *Iranian Journal of Physics Research*, **17** (683), 2019; <https://doi.org/10.29252/ijpr.18.4.683>.
- [14] Regan S P, Epstein R, Hamme B A, Suter L J, Scott H A, Barrios M A, Bradley D K, Callahan D A, Cerjan C, Collins G W, Dixit S N, Doppner T, Edwards M J, Farley D R, Fournier K B, Glenn S, Glenzer S H, Golovkin I E, Haan S W, Hamza A, Hicks D G, Izumi N, Jones O S, Kilkenny J D, Kline J L, Kyrala G A, Landen O L, Ma T, MacFarlane J J, MacKinnon A J, Mancini R C, McCrory R L, Meezan N B, Meyerhofer D D, Nikroo A, Park H S, Ralph J, Remington B A, Sangster T C, Smalyuk V A, Springer P T and Town R P J, "Hot-Spot Mix in Ignition-Scale Inertial Confinement Fusion Targets"; *Physical Review Letters*, **111** (045001), 2013; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.045001>.
- [15] Duderstadt J J and Moses G A, "Inertial Confinement Fusion", *New York: John-Wiley & Sons*, 2004.
- [16] Li C K and Petrasso R D, "Fokker-Planck equation for moderately coupled plasmas", *Physical Review Letters*, **70** (3063), 1993; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.70.3063>.
- [17] Basko M, "On the scaling of the energy gain of ICF targets", *Nuclear Fusion*, **35** (87), 1995; <https://doi.org/10.1088/0029-5515/35/1/I07>

- [18] Fan Zh, Liu Y, Liu B, Yu Ch, Lan K, Liu J, "Non-equilibrium between ions and electrons inside hot spots from National Ignition Facility experiments"; *Matter and Radiation at Extremes* **2**(3), 2017; <https://doi.org/10.1016/j.mre.2016.11.003>.
- [19] Basko M M, "Spark and volume ignition of DT and DD microspheres", *Nuclear Fusion*, **30** (2443), 1990; <https://doi.org/10.1088/0029-5515/30/12/001>
- [20] Ghasemizad A, and Khoshbinfar S, "Ignition criteria of Spark Parameters in Direct Drive Inertial Confinement Fusion", *Journal of Applied Science*, **8**(1586), 2008; <https://doi.org/10.3923/jas.2008.1586.1589>.
- [21] Basko M, "On the scaling of the energy gain of ICF targets", *Nuclear Fusion* **35**(87), 1995; <https://doi.org/10.1088/0029-5515/35/1/I07>
- [22] Piriz A R, Lucchio L D, and Prieto G R, "Dynamic stabilization of Rayleigh–Taylor instability in an ablation front", *Physics of Plasmas*, **18**(012702), 2011; <https://doi.org/10.1063/1.3535400>.
- [23] Eliezer S, Henis Z, Nissim N, Pinhasi S V, and Val J M M, "Introducing a two-temperature plasma ignition in inertial confined targets under the effect of relativistic shock waves: The case of DT and p-B11"; *Laser and Particle Beams* **33**(1), 2015; <https://doi.org/10.1017/S0263034615000701>.
- [24] Mehrangiz M and Khoshbinfar S, "On the evaluation of ignition threshold in proton-carbon hybrid ignitor beam proposal"; *Contributions to Plasma Physics*, **61** (1), 2020; <https://doi.org/10.1002/ctpp.201900061>.
- [25] 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, Yasuike K, Ruhl H, Pegorato F, Bulanov S V, Campbell E M, Perry M D and Powell H, "Fast Ignition by Intense Laser-Accelerated Proton Beam", *Physical Review Letters*, **86**(436), 2001; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.436>.
- [26] 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), 2020; <https://doi.org/10.1016/j.cjph.2020.05.030>.



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/>).

