

## تأثیر مشخصه‌های الکترونی بر ترابرد بهینه درون پیش پلاسمای چگال در مدل افروزش سریع - شوکی

سیدابوالفضل قاسمی<sup>۱\*</sup>، سمیرا فقیه<sup>۲</sup>، بابک خان‌بابایی<sup>۲</sup>

۱. پژوهشکده‌ی پلاسمای و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی، صندوق پستی: ۱۴۳۹۹-۵۱۱۱۳، تهران- ایران

۲. دانشکده‌ی فیزیک، دانشگاه دامغان، صندوق پستی: ۴۱۱۶۷-۳۶۷۱۶، دامغان - ایران

## مقاله‌ی پژوهشی

تاریخ دریافت مقاله: ۹۸/۱/۲۹ تاریخ پذیرش مقاله: ۹۸/۴/۱۵

## چکیده

در این پژوهش، تأثیر انرژی اولیه الکترون با گستره ۱ تا ۱۰ MeV، تابع توزیع آن و دمای پیش پلاسمای زمینه در  $T_e = 0.5 - 10$  keV بر ترابرد بهینه درون سوخت پیش فشرده با چگالی  $\rho_c = 292 - 828$  g.cm<sup>-3</sup> در مدل افروزش سریع- شوکی به صورت نیمه تحلیلی مطالعه شده است. نتایج نشان داد برای  $T_e \geq 5$  keV، لگاریتم کولنی برخورد ذرات باردار به دما وابستگی ضعیفی دارد و به نظر می‌رسد توان توقف پلاسمای تقریباً مستقل از دمای زمینه است. بنابراین دمای پیش پلاسمای عامل تأثیرگذاری بر افزایش نفوذ الکترون‌ها به درون سوخت نیست و با افزایش انرژی الکترون‌ها و کاهش چگالی، نفوذ الکترون به درون سوخت افزایش می‌یابد؛ به طوری که شرایط مناسب را می‌توان در محدوده انرژی از مرتبه ۴.۵ MeV و چگالی  $\rho_c \approx 300$  g.cm<sup>-3</sup> در نظر گرفت. بررسی تأثیر طول موج افروزنده سریع و تابع توزیع الکترون‌ها بر بهبود انتقال انرژی نشان داد که تابع توزیع انرژی تقریباً مستقل از دمای زمینه است و با در نظر گرفتن طیف دو دمایی برای الکترون‌ها و طول موج افروزنده سریع از مرتبه  $\lambda_{if} \approx 0.35$  μm، نهشت انرژی الکترون‌ها با آهنگ یکنواخت‌تری درون پلاسمای انجام می‌شود. نتایج نیمه تحلیلی با شبیه‌سازی مونت کارلو مورد راستی‌آزمایی قرار گرفته و سازگاری خوبی را با آن نشان می‌دهد.

کلیدواژه‌ها: تابع توزیع انرژی، دمای پیش پلاسمای، ترابرد الکترون، افروزش سریع- شوکی

## The effect of electron characteristics on the optimum transport into the dense pre-plasma for fast-shock ignition concept

S.A. Ghasemi<sup>\*1</sup>, S. Faghih<sup>2</sup>, B. Khanbabaei<sup>2</sup>

1. Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOI, P.O. Box: 14399-51113, Tehran, Iran

2. Faculty of Physics, Damghan University, P.O. Box: 36716-41167, Damghan, Iran

## Abstract

In this paper, the effect of the initial electron energy with  $E_0=1-10$  MeV, its distribution function and pre-plasma background temperature  $T=0.5-10$  keV on the optimum transport into the dense fuel with the density  $\rho_c=292-828$  g.cm<sup>-3</sup> have been investigated analytically for fast-shock ignition concept. The analytical results showed that for  $T_e \geq 5$  keV, the Coulomb logarithm of the charged particle is weakly dependent on the pre-plasma temperature, and it seems that the plasma stopping power is approximately independent of background temperature. Therefore, it could be concluded that pre-plasma temperature is not a key parameter for the electron penetration improvement, and the electron penetration can be optimized by a decrement of fuel density and increment of electron incident energy; in a way that the optimal condition obtained about  $E_0 \approx 4.5$  MeV for electron incident energy and  $\rho_c=300$  g.cm<sup>-3</sup> for pre-plasma density. Furthermore, investigating the impact of the fast ignitor wavelength and electron energy distribution function showed that the electron distribution function is almost independent of the background temperature and by considering quasi two-temperature distribution function for electron and fast ignitor wavelength  $\lambda_{if} \approx 0.35$  μm, the optimized penetration may be obtained. The analytical results showed an acceptable agreement with those of Monte Carlo simulations.

Keywords: Energy distribution function, Pre-Plasma temperature, Electron transport, Fast-shock ignition

\*Email: abghasemi@aeroi.org.ir

## ۱. مقدمه

مفهوم افروزش سریع سوخت پیش‌فشرده شده برای اولین بار در سال ۱۹۹۴ پیشنهاد شد [۱-۲]. در هم‌جوشی اینرسی با سازوکار افروزش سریع، ابتدا یک پوسته سوخت سرد جامد از مخلوط دوتریم-تریتم توسط یک محرک لیزر متراکم‌کننده مورد تابش قرار گرفته [۲] و بدین‌وسیله شرایط لازم برای چگالی سوخت متراکم‌شده  $\rho_c$  و چگالی سطحی آن  $\rho_c R_c$  فراهم می‌آید. بعد از این مرحله، شرایط لازم برای افروزش لکه داغ اولیه ایجادشده توسط الکترون‌های سریع یا پروتون‌ها که از طریق برهم‌کنش پالس لیزر پرشدت و پرتوان با پلاسمای کرونای هدف از طریق ایجاد کانال درون پیش‌پلازما یا با یک هدف جامد شبیه مخروط تولید می‌شوند و شتاب می‌گیرند، تأمین می‌شود [۲-۵]. این الکترون‌ها به‌واسطه برهم‌کنش با سوخت پیش‌فشرده چگال، درون پوسته کند شده و بدین ترتیب انرژی جنبشی آن‌ها از طریق برخوردهای متوالی کولنی با پیش‌پلاسمای زمینه درون سوخت تخلیه می‌شود [۶-۷]. در جدیدترین روش که افروزش شوکی نامیده می‌شود، گرمایش نهایی سوخت چگال با فرستادن یک موج ضربه بزرگ بر روی هدف که به‌طرف مرکز هدف روانه می‌شود، انجام می‌پذیرد. موج ضربه همگراشونده انرژی را به داخل ناحیه کوچک داغ به گونه‌ای متمرکز می‌کند که فشار لکه داغ بسیار از سوخت سرد اطرافش بزرگ‌تر خواهد بود [۸-۹].

مدل ترکیبی افروزش سریع- شوکی اخیراً به‌عنوان یک مدل ترکیبی جدید برای انجام فرایند گداخت محصورسازی اینرسی معرفی شده است [۱۰-۱۵]. در این مدل، هنگام اعمال باریکه لیزر افروزنده سریع از میان کانال حفرشده به درون کرونای کم چگال سوخت، به‌واسطه برهم‌کنش این لیزر با پیش‌پلاسمای زمینه، الکترون‌های نسبیتی به‌وجود می‌آیند. این الکترون‌های نسبیتی با انرژی از مرتبه مگا الکترون‌ولت باید فاصله بین محل تولید در کونا تا سطح سوخت که از مرتبه چند ده میکرون می‌باشد را طی کنند تا به سطح سوخت رسیده و انرژی خود را درون سوخت اصلی تخلیه کنند. رفتار تخلیه انرژی الکترون‌ها و توان توقف آن‌ها درون پلاسمای چگال در مراجع [۱۶-۱۹] مورد بررسی قرار گرفته است. در

این پژوهش، مقادیر توان توقف، میزان انحراف و عمق نفوذ الکترون‌های نسبیتی با سه طیف انرژی نمایی، تک‌انرژی و شبه دو دمایی در محدوده انرژی  $E_e = 1-10 \text{ MeV}$  درون سوخت چگال با محدوده دمایی زمینه  $T_e = 0.5-10 \text{ keV}$  و گستره چگالی سوخت  $\rho = 292-828 \text{ g.cm}^{-3}$  به‌طور نیمه‌تحلیلی و شبیه‌سازی مطالعه شده و نشان داده شد که الکترون‌ها با طیف انرژی شبه دو دمایی، عمق نفوذ مؤثرتری درون سوخت داشته و انرژی بیشتری به درون سوخت انتقال می‌دهند. مسئله مهم اصلی در این پژوهش، بررسی تابع توزیع الکترون‌های نسبیتی به‌وجود آمده و انتخاب تابع توزیع مناسب جهت انتقال بیشینه انرژی به درون سوخت پیش‌فشرده است. هر چند به مسئله نفوذ الکترون‌ها به درون سوخت و تخلیه و انتقال انرژی آن‌ها در مراجع [۱۶-۱۹] پرداخته شده است، اما در بیش‌تر مراجع تنها به ذکر گستره چگالی و دما اشاره شده و به‌طور دقیق برای بازه دمایی و چگالی اشاره شده محاسبات و نمودارها ارائه نشده است. در پژوهش حاضر به‌طور مفصل به این موضوع پرداخته شده است به طوری که می‌تواند مکملی بر پژوهش‌ها در حوزه افروزش سریع- شوکی قلمداد شود. هدف اصلی این کار بررسی تأثیر دمای پیش‌پلاسمای زمینه، چگالی سوخت فشرده و تابع توزیع انرژی الکترون‌های نسبیتی بر نفوذ بیش‌تر به درون سوخت، مقایسه دقیق محاسبات نیمه‌تحلیلی و شبیه‌سازی مونت‌کارلو با یکدیگر و انتخاب تابع توزیع مناسب الکترون‌ها جهت انتقال بیشینه انرژی درون سوخت و اشتعال مناسب است. نتایج این پژوهش می‌تواند در مطالعات برهم‌کنش لیزر با پلازما در حوزه گداخت محصورسازی اینرسی مفید باشد.

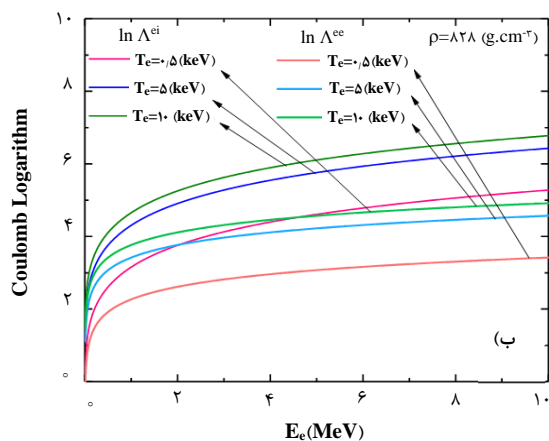
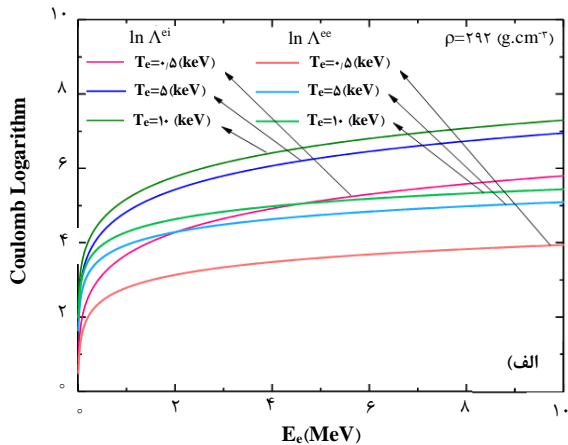
## ۲. معادلات پایه و تحلیل نتایج

باریکه الکترون‌های نسبیتی ایجادشده از برهم‌کنش پالس افروزنده سریع در پیش‌پلاسمای رقیق در فاصله چند ده میکرونی از کره سوخت اصلی تولید می‌شوند که تا قبل از رسیدن به کره سوخت، به‌جهت برهم‌کنش با پیش‌پلاسمای زمینه دچار پراکندگی‌هایی شده و از مسیر خود به سمت سطح خارجی کره سوخت منحرف می‌شوند. پراکندگی الکترون‌های نسبیتی را نقطه شروع محاسبات در نظر گرفته و تابع توزیع انرژی الکترون براساس نظریه‌های چندگانه لوئیس برحسب

$$\lambda_{Db}^{ei} = \frac{h}{\sqrt{2\pi} \sqrt{m_e \cdot c} (\gamma_e \cdot \beta_e)} \quad (5)$$

$$\lambda_{Db}^{ee} = \frac{h}{\sqrt{2\pi} m_e \cdot c \sqrt{\gamma_e (\gamma_e - 1)}}$$

در این روابط،  $T_e$  دمای الکترون‌های زمینه پلاسما،  $m_e$  و  $c$  جرم سکون الکترون و سرعت نور،  $h$  ثابت پلانک،  $\beta = v/c$  سرعت بهنجارشده الکترون‌ها و فرکانس نوسانات ذاتی الکترون‌های پلاسما با چگالی الکترونی  $n_e$ ، به صورت  $\omega_p^2 = 4\pi n_e e^2 / m_e$  است. لگاریتم کولنی به‌عنوان تابعی از انرژی باریکه الکترونی در پلاسمای دوتریم-تریتم در شکل‌های ۱ و ۲ رسم شده است.



شکل ۱. لگاریتم کولنی برای چگالی الف)  $\rho_c = 292 \text{ g cm}^{-3}$  و ب)  $\rho_c = 828 \text{ g cm}^{-3}$  با سه دمای زمینه ۰٫۵، ۵ و ۱۰ keV در پلاسمای دوتریم-تریتم، با مقدار انرژی اولیه ۱۰ MeV.

مقدار میانگین هارمونیک کروی به صورت چند جمله‌ای لژاندر<sup>۱</sup> زیر تعریف می‌شود [۱۸]:

$$\langle P_\ell(\cos\theta) \rangle = \exp \left[ - \int_{E_s}^E K_\ell(E) \left( \frac{dE}{ds} \right)^{-1} dE \right] \quad (1)$$

این رابطه مقدار متوسط زاویه انحراف باریکه الکترونی را بیان می‌کند که در آن  $\frac{dE}{ds}$  توان توقف الکترون‌ها در طول مسیر حرکت الکترون درون سوخت،  $E_s$  انرژی اولیه الکترون‌ها هنگام ورود به درون سوخت،  $E$  انرژی باقی‌مانده درون سوخت و  $K_\ell(E)$  بیانگر تأثیر پراکندگی توسط سطح مقطع تراورد ماکروسکوپی است که برای مقادیر مختلف اندازه حرکت زاویه‌ای  $\ell$  از رابطه زیر به دست می‌آید [۱۶]:

$$K_\ell(E) = 4\pi n_i \left( \frac{r^2}{\gamma \cdot \beta^2} \right)^\ell \ell(\ell+1) [z \cdot \ln(\Lambda^{ei}) + \ln(\Lambda^{ee})] \quad (2)$$

که در آن  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  ضریب نسبیتی افزایش جرم الکترون،  $\beta = \frac{v}{c} = \sqrt{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}$ ،  $r = \frac{e^2}{m_e c^2}$  شعاع کلاسیکی چرخش الکترون و  $n_i = z n_e$  چگالی یون‌های پلاسما است که در آن  $Z$  درجه یونش پلاسما بوده و برای پلاسمای هیدروژنی، مقدار آن برابر یک است.

در رابطه (۲)، آرگمان جمله لگاریتمی  $\ln(\Lambda^{ei(ee)})$  استفاده از رابطه زیر به دست می‌آید [۱۶]:

$$\Lambda^{ei(ee)} = \frac{\lambda_{DC}}{\lambda_{Db}^{ei(ee)}} \quad (3)$$

که در آن  $\lambda_{DC}$  طول دبای و  $\lambda_{Db}^{ei(ee)}$  طول موج دوبروی یونی (الکترونی) است که با روابط زیر قابل محاسبه‌اند:

$$\lambda_{DC} = \sqrt{\frac{T_e (1.602 \times 10^{-19})}{m_e \cdot \omega_{pc}^2}} \quad (4)$$

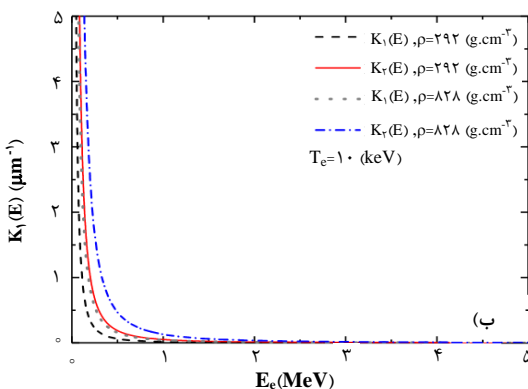
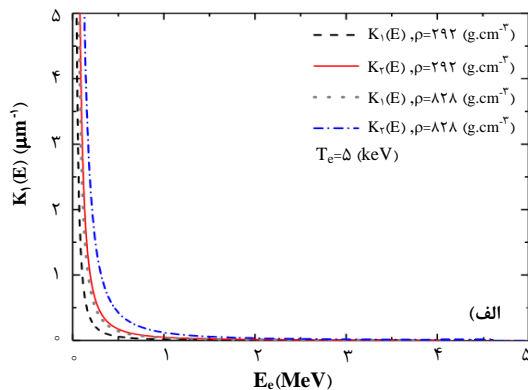
1. Legendre Polynomials

$$K_1(E) = \pi n_i \cdot \left( \frac{r^2}{\gamma \beta^2} \right)^2 \left[ z \cdot \ln(\Lambda^{ei}) + \ln(\Lambda^{ee}) \right] \quad (6)$$

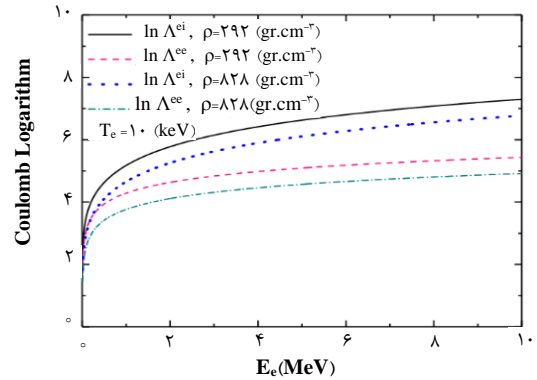
و به ازای  $\ell = 2$  داریم:

$$K_2(E) = 1/2 \pi n_i \cdot \left( \frac{r^2}{\gamma \beta^2} \right)^2 \left[ z \cdot \ln(\Lambda^{ei}) + \ln(\Lambda^{ee}) \right] \quad (7)$$

رابطه (7) بیانگر سطح مقطع انحراف از مسیر حرکت و نشان‌دهنده افزایش میانگین مربع سرعت عرضی الکترون در طول پراکندگی است [۱۶]. دو رابطه اخیر برحسب انرژی باریکه الکترونی در شکل ۳ نشان داده شده است. مشاهده می‌شود که حساسیت مقادیر  $K_\ell$  به دما و چگالی بسیار ناچیز است و مقادیر سطح مقطع ترابرد مؤثر در پراکندگی با افزایش چگالی پلاسما به میزان اندکی افزایش پیدا می‌کند. از آنجا که تغییر دما در مقدار آن تأثیر چندانی ندارد، بنابراین فقط اطلاعات مربوط به دو دمای  $T_e = 5$  keV و  $10$  keV در شکل ۳ ترسیم شده است.



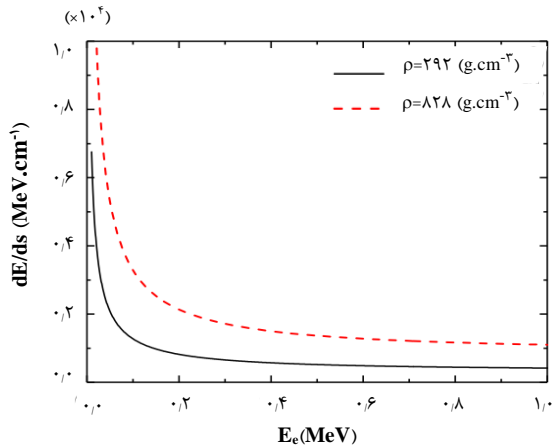
شکل ۳. سطح مقطع ترابرد الکترون با محدوده انرژی  $E_e = 0.1 - 10$  MeV در پلاسمای دوتریم-تریتم برای دو چگالی کمینه و بیشینه  $\rho_c = 828, 292 \text{ g cm}^{-3}$  و دمای زمینه الف)  $T_e = 5 \text{ keV}$  و ب)  $T_e = 10 \text{ keV}$ .



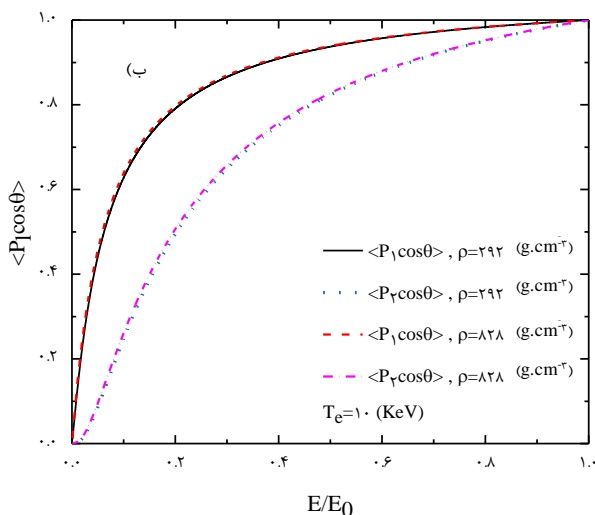
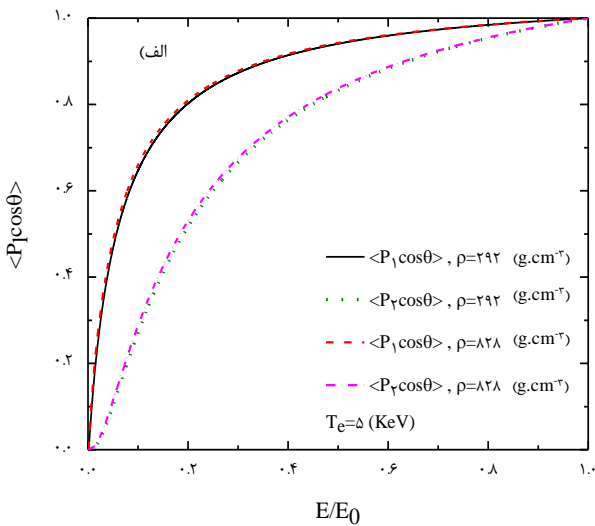
شکل ۲. لگاریتم کولنی برای دو چگالی  $\rho_c = 828, 292 \text{ g cm}^{-3}$  و دمای زمینه  $10 \text{ keV}$  در پلاسمای دوتریم-تریتم، با مقدار انرژی اولیه الکترون  $10 \text{ MeV}$ .

بررسی تأثیر دما بر لگاریتم کولنی به ازای چگالی‌های مختلف در شکل ۱ نشان می‌دهد که مقادیر آن حساسیت ناچیزی به تغییرات چگالی داشته و به ازای یک چگالی ثابت، برخورد الکترون-یون قوی‌تر و غالب‌تر از برخورد الکترون-الکترون است. از طرفی، به ازای دمای زمینه  $0.5 \text{ keV}$ ، مقادیر لگاریتم کولنی کم‌ترین مقدار را دارد و با افزایش دمای زمینه پلاسما، اختلاف بین مقادیر لگاریتم کولنی کاهش می‌یابد. به عبارت دیگر به ازای  $T_e \geq 5 \text{ keV}$ ، لگاریتم کولنی برخورد بین ذرات باردار نسبت به دما وابستگی ضعیفی دارد به طوری که با افزایش دما، مقادیر لگاریتم کولنی به طرف یکدیگر میل می‌کنند. شکل ۲ نشان می‌دهد که لگاریتم کولنی با چگالی سوخت با نسبت عکس رفتار می‌کند. هم‌چنین بیشینه تغییرات لگاریتم کولنی برخورد الکترون-الکترون در انرژی‌های کم‌تر از  $1 \text{ MeV}$  رخ داده است که می‌توان در انرژی‌های بزرگ‌تر، در گستره وسیع چگالی این تغییرات را یکنواخت و ثابت در نظر گرفت؛ در حالی که لگاریتم کولنی برخورد الکترون-یون همواره با افزایش انرژی به طور پیوسته و با شیب ملایم در حال افزایش است.

رابطه (۲) تابعی از اندازه حرکت زاویه‌ای  $\ell$  است که تعیین‌کننده تغییر راستای زاویه‌ای حرکت الکترون‌ها در برخوردها است. جهت درک بهتر موضوع و تسهیل محاسبات، حالت خاص  $\ell = 1$  را در نظر می‌گیریم که مربوط به کاهش پیوسته سطح مقطع برخورد بوده و تعیین‌کننده تغییر راستای اندازه حرکت (یا همان سرعت) الکترون‌ها در پراکندگی باریکه الکترونی ناشی از مجموع برخورد الکترون-الکترون و الکترون-یون است [۱۶]:



شکل ۴. توان توقف پلازما با محدوده انرژی  $E = 0.1 - 1.0$  MeV در پلاسمای دوتریم-تریتم برای دو چگالی  $\rho_c = 828, 292 \text{ g cm}^{-3}$ .



شکل ۵. مقدار متوسط زاویه انحراف در پلاسمای دوتریم-تریتم، با مقدار انرژی اولیه  $E_0 = 1.0$  MeV برای دو چگالی  $\rho_c = 828, 292 \text{ g cm}^{-3}$  و دمای زمینه الف)  $T_e = 5 \text{ keV}$  و ب)  $T_e = 10 \text{ keV}$ .

توان توقف الکترون‌های سریع در راستای مسیر حرکتشان، با رابطه زیر تعریف می‌شود [۱۸]:

$$\frac{dE}{ds} = \frac{-1}{1.602 \times 10^{-6}} \left[ \frac{2\pi r_e^2 m_e c^2 n_i z}{\beta^2} \right] \left\{ \ln \left[ \left( \frac{m_e c^2 (\gamma - 1)}{h \omega_{pe}} \right)^2 \frac{\gamma + 1}{2\gamma^2} \right] + 1 + \frac{1}{\lambda} \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 - \left( \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \right) \ln(2\gamma) \right\} \quad (8)$$

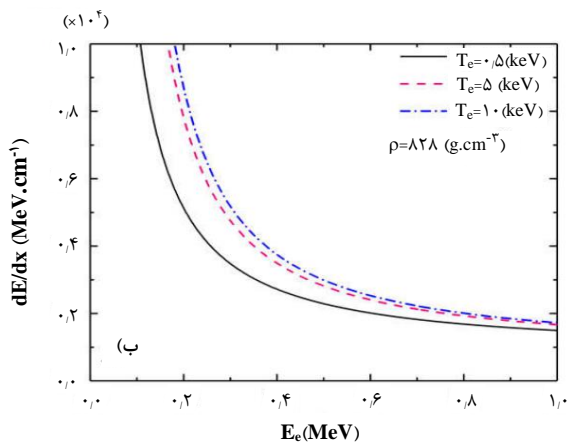
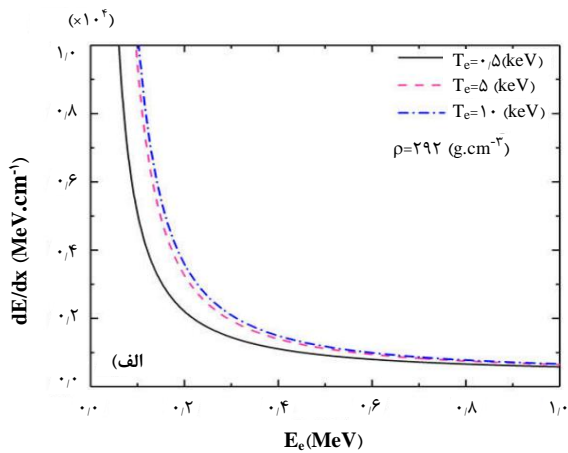
برای پلاسمای دوتریم-تریتم، چگالی عددی الکترون‌های پلازما با رابطه  $\rho = A n_e$  ( $\text{g.cm}^{-3}$ ) به چگالی جرمی  $\rho$  مربوط می‌شود و  $A = 2/5$  جرم متوسط مولکول دوتریم-تریتم است که ناشی از برخورد دو به دو در پلاسمای دوتریم-تریتم است. شکل ۴ تغییرات توان توقف الکترون‌ها، رابطه (۸)، مستقل از دما را برای دو چگالی کمینه و بیشینه نشان می‌دهد که به‌طور پیوسته با افزایش انرژی باریکه الکترونی کاهش پیدا می‌کند؛ این کاهش ناشی از میلیون‌ها برخورد متوالی بین الکترون‌ها با یون‌های سنگین پلازما می‌باشد.

شکل ۴ نشان می‌دهد که با افزایش چگالی پلاسمای سوخت، توان پلازما برای متوقف کردن الکترون‌های سریع افزایش می‌یابد و با افزایش انرژی الکترون‌های واردشونده به درون سوخت چگال، توان پلاسمای سوخت در مقابله با الکترون‌های سریع به‌طور پیوسته و منظم کاهش می‌یابد. هم‌چنین افزایش چگالی تأثیر به‌سزایی در بالا بردن مقاومت پلاسمای سوخت در مواجهه با ورود الکترون‌های نسبیتی داغ دارد که این مهم در انرژی فرودی  $E < 0.1$  MeV ملموس‌تر است. با جای‌گذاری رابطه (۸) در رابطه (۱)، می‌توان تغییرات مقدار متوسط زاویه انحراف الکترون‌های داغ بر اثر توقف درون پلاسمای چگال را برحسب کسری از انرژی باقی‌مانده الکترون با مقدار انرژی اولیه ۱۰ MeV در پلاسمای دوتریم-تریتم محاسبه کرد. این نتایج در شکل ۵ گزارش شده است.

در رابطه (۱۰)، میانگین نفوذ خطی به صورت تابعی از انرژی باقی مانده  $E$  تعریف شده است. با انتگرال گیری از توان توقف رابطه (۸)، طول تقریبی مسیر الکترون ها به صورت زیر به دست می آید که تابعی از دمای زمینه پلاسما  $T_e$  و انرژی اولیه  $E_0$  است:

$$R(E) = \int_{E_0}^{T_e} \left( \frac{dE}{ds} \right)^{-1} dE \quad (11)$$

شکل ۶ توان توقف خطی الکترون های نسبیتی در راستای سرعت اولیه آن ها را نشان می دهد. چنان که مشاهده می شود، به ازای  $T_e \geq 5 \text{ keV}$  توان توقف پلاسما به دمای زمینه حساسیت ناچیزی دارد و تقریباً مستقل از دمای زمینه پلاسما است. از طرفی، افزایش توان پلاسما برای متوقف کردن الکترون های داغ با افزایش چگالی سوخت نیز مشهود است.



شکل ۶. توان توقف خطی (رابطه ۷)، با محدوده انرژی  $E = 0.1 - 10 \text{ MeV}$  برای محدوده دمایی زمینه  $T_e = 0.5 - 10 \text{ keV}$  در پلاسمای دوتریم-تریتیم برای چگالی (الف)  $\rho_c = 292 \text{ g cm}^{-3}$  (ب)  $\rho_c = 828 \text{ g cm}^{-3}$

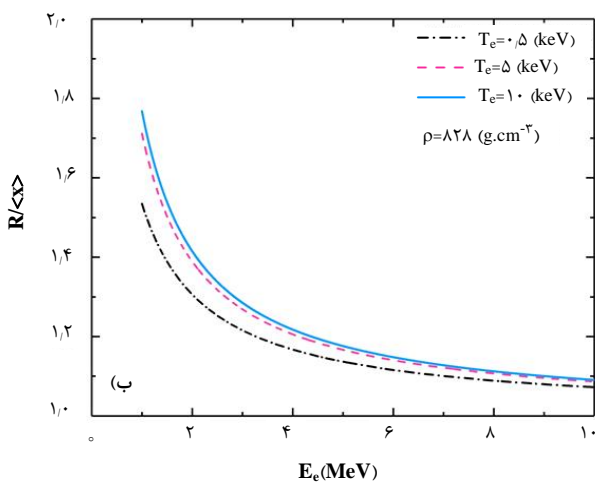
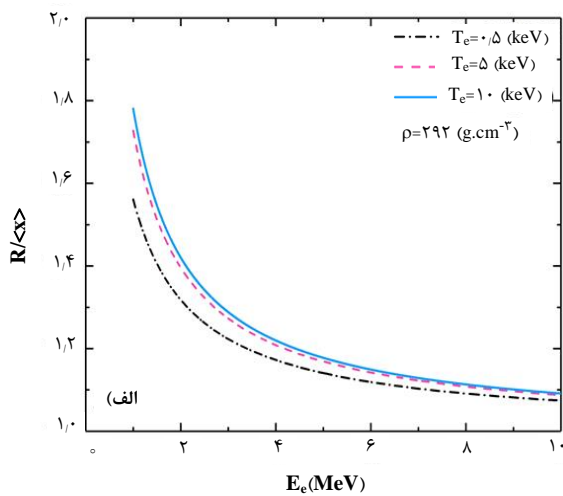
شکل ۵ متوسط زاویه انحراف برای باریکه الکترونی با انرژی فرودی  $E_0 = 10 \text{ MeV}$  را نشان می دهد که به صورت تابعی از انرژی باقی مانده بهنجار درون پلاسما،  $E$ ، رسم شده است. مطابق این شکل، زمانی که الکترون ها تغییر راستا و مسیر می دهند انرژی را از دست داده و درون سوخت تخلیه می کنند و میزان انحراف مؤثر در محدوده چگالی  $\rho_c = 300 \text{ g cm}^{-3}$  و در محدوده انرژی اولیه پایین تر و در زوایای بزرگ تر رخ می دهد به طوری که با افزایش چگالی، انحراف مؤثر در انرژی های بالاتر و زوایای کوچک تر رخ می دهد. و با افزایش چگالی، مقدار انحراف مؤثر تقریباً نصف می شود. به عبارت دیگر، تأثیر چگالی بر میانگین زاویه انحراف قابل ملاحظه است در حالی که با افزایش دما میانگین انحراف تغییر قابل توجهی نمی کند. هم چنین این شکل نشان می دهد به ازای چگالی  $\rho_c = 300 \text{ g cm}^{-3}$  پراکندگی الکترون ها در مجاورت انرژی های باقی مانده بهنجار کوچک در حدود  $(E/E_0 \approx 0.5)$  باعث انحراف مؤثر الکترون ها از راستای اولیه خود در زاویه حدود  $80^\circ$  درجه می شود که با افزایش چگالی، زاویه انحراف کاهش می یابد. به عنوان مثال برای چگالی  $\rho_c = 828 \text{ g cm}^{-3}$ ، به ازای  $E/E_0 \approx 0.25$  الکترون ها با زاویه حدود  $60^\circ$  درجه منحرف شده و در پی آن بیشینه انرژی خود را از دست می دهند. بنابراین با افزایش چگالی پلاسما و به عبارتی با افزایش توان توقف پلاسما، الکترون ها در زوایای بزرگ تری پراکنده می شوند. از آن جایی که وابستگی دمایی متوسط زاویه انحراف ناچیز می باشد، متوسط زاویه انحراف برای باریکه الکترونی در دمای  $0.5 \text{ keV}$  نیز مانند دو نمودار شکل ۵ (که مربوط به دماهای  $T_e = 5, 10 \text{ keV}$  است) خواهد بود. جهت بررسی رابطه برد خطی الکترون ها از منظر توان توقف پلاسما و به منظور مقایسه طول تقریبی مسیر الکترون ها درون سوخت و میانگین نفوذ خطی آن ها، می توان با استفاده از دو رابطه (۱) و (۸)، توان توقف خطی در راستای سرعت اولیه الکترون [۱۸]، و هم چنین میانگین برد خطی در راستای  $x$  [۱۸] را به ترتیب از روابط استاندارد (۹) و (۱۰) محاسبه نمود:

$$\frac{dE}{dx} = \langle \cos\theta \rangle^{-1} \frac{dE}{ds} \quad (9)$$

$$\langle x \rangle = \int_{E_0}^E \langle \cos\theta \rangle \left( \frac{dE}{ds} \right)^{-1} dE \quad (10)$$

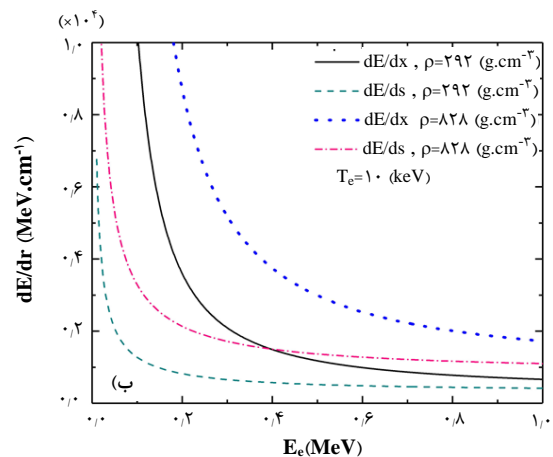
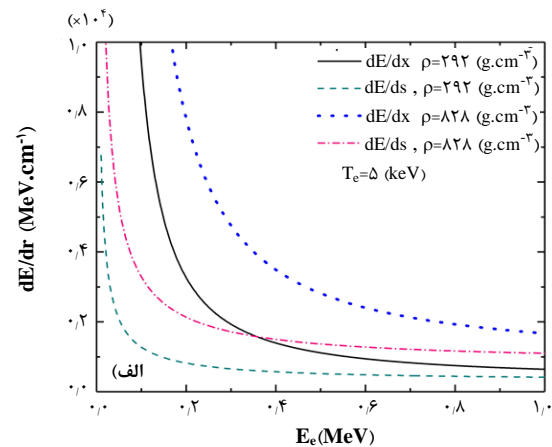


طول کل مسیر،  $R$ ، در پراکندگی باریکه الکترونی بیش‌تر از میانگین نفوذ خطی الکترون‌هاست. این نکته در شکل ۸ به‌وضوح مشاهده می‌شود. مقدار نسبت این کمیت، وابستگی دمایی به میانگین بُرد خطی الکترون دارد و با افزایش دمای زمینه، مقدار این نسبت افزایش پیدا می‌کند. مجدداً مشاهده می‌گردد که رفتار این نسبت به ازای  $T_e \geq 5 \text{ keV}$  تقریباً مستقل از دما است و مانند سایر نمودارهای فوق این ویژگی برقرار است. البته، با افزایش دمای زمینه پلازما از  $T_e \geq 0.5 \text{ keV}$ ، این نسبت افزایش می‌یابد.



شکل ۸. نسبت طول کل مسیر به عمق نفوذ برای محدوده دمایی زمینه  $T_e = 0.5 - 10 \text{ keV}$  در پلاسمای دوتریم-تریتم برای چگالی (الف)  $\rho_c = 292 \text{ g cm}^{-3}$  (ب)  $\rho_c = 828 \text{ g cm}^{-3}$

شکل ۷ نیز توان توقف پلازما در جهت سرعت اولیه الکترون به‌همراه توان توقف خطی الکترون‌ها را برای دو دمای مختلف نشان می‌دهد که به‌صورت تابعی از انرژی باریکه الکترونی رسم شده است. نمودارهای ۷ نشان می‌دهند که با افزایش انرژی جنبشی اولیه الکترون‌ها، توان پلازما در مواجهه با ورود این الکترون‌های فوق داغ به درون سوخت کاهش یافته و به همان نسبت الکترون‌ها می‌توانند انرژی خود را به نواحی داخلی‌تر سوخت انتقال دهند. شکل ۸ نیز نسبت طول کل مسیر به میانگین نفوذ خطی که به‌صورت تابعی از انرژی باریکه الکترونی رسم شده است را نشان می‌دهد. از شکل ۸ پیداست که با افزایش انرژی جنبشی اولیه الکترون‌های ورودی این نسبت کاسته شده و به هم نزدیک می‌شوند.



شکل ۷. توان توقف پلازما (روابط ۹ و ۱۰)، با محدوده انرژی  $E = 0.1 - 10 \text{ MeV}$  برای دو چگالی  $\rho_c = 292, 828 \text{ g cm}^{-3}$  در پلاسمای دوتریم-تریتم، (الف)  $T_e = 5 \text{ keV}$  و (ب)  $T_e = 10 \text{ keV}$ .

خطی به ازای افزایش چگالی پلاسما برای باریکه الکترونی با انرژی پایین  $E = 1.5 \text{ MeV}$ ، نسبت به باریکه الکترونی با انرژی  $E = 9.5 \text{ MeV}$  کندتر است. اگرچه در یک دمای معین، با افزایش چگالی پلاسما مقدار بُرد  $\rho \langle X \rangle$  افزایش می‌یابد، اما نفوذ خطی در راستای سرعت الکترون‌ها الکترون،  $\langle X \rangle$  به‌طور پیوسته کاهش می‌یابد. به‌عنوان مثال در انرژی اولیه  $E_e = 5.5 \text{ MeV}$ ، چگالی  $\rho_c = 292 \text{ g cm}^{-3}$  و دمای زمینه  $T_e = 5 \text{ keV}$ ، به ازای  $\rho \langle x \rangle = 4 \text{ g.cm}^{-2}$ ، نفوذ خطی  $\langle x \rangle \approx 134 \mu\text{m}$  به‌دست می‌آید؛ در حالی‌که به ازای  $\rho \langle x \rangle = 4.5 \text{ g.cm}^{-2}$  برای چگالی  $\rho_c = 828 \text{ g cm}^{-3}$ ، نفوذ باریکه الکترونی به حدود  $\langle X \rangle \approx 50 \mu\text{m}$  کاهش می‌یابد. بنابراین، صرف‌نظر از تأثیر تابع توزیع الکترون‌های سریع بر نفوذ بهینه درون پلاسما سوخت که در ادامه به آن پرداخته شده است، شرایط مناسب نفوذ را می‌توان انرژی جنبشی اولیه از مرتبه  $E_e = 4.5 \text{ MeV}$  به درون سوخت با چگالی از مرتبه  $\rho_c = 300 \text{ g cm}^{-3}$ ، در نظر گرفت. در این شرایط است که می‌توان انتظار داشت انتقال بیش‌تر انرژی به درون سوخت انجام پذیرد. از جمله عوامل مهم دیگر که بر نفوذ و انتقال انرژی الکترون‌های تولیدشده ناشی از برهم‌کنش لیزر پرشدت از مرتبه زمانی پیکو ثانیه با کرونای هدف، تأثیرگذار است، طیف تابع توزیع انرژی آن‌هاست. از جمله طیف‌های مهم انرژی که می‌توان برای این الکترون‌های نسبیتی در نظر گرفت، سه نوع طیف انرژی معمول است که عبارتند از طیف تک‌انرژی، طیف‌نمایی و طیف دو دمایی. توان توقف پلاسما بر واحد چگالی برای دسته الکترون‌ها با طیف تک‌انرژی و انرژی اولیه  $E_e$  به‌صورت زیر در نظر گرفته شده است [17].

$$\frac{dE}{\rho dz} \approx \frac{0.9 E_e}{P_{9.7}(E)} \quad (13)$$

که در آن

$$P_{9.7}(E) = 0.57 \frac{E^2}{0.66 E + 0.34} \left( \frac{\rho}{300} \right)^{0.66} (\text{g cm}^{-2}) \quad (14)$$

لازم به ذکر است که بررسی دقیق ترابرد الکترون‌ها به درون سوخت چگال در حوزه گداخت هسته‌ای به هر یک از روش‌های افروزش سریع و سریع-شوکی، مستلزم استفاده از کدهای شبیه‌سازی هیدرودینامیکی و ترکیبی قدرتمند است. از این‌رو در این پژوهش که در قسمت اول بر مبنای محاسبات نیمه‌تحلیلی بنا شده، جهت حفظ دقت مسئله از روابط استاندارد در این حوزه استفاده شده و در محدوده دمایی و چگالی مدل افروزش سریع-شوکی، نتایج به‌دست آمده تحلیل شده است. برد و عمق نفوذ باریکه الکترونی درون پلاسما چگال یک کمیت خاص و مهم در افروزش سوخت است، زیرا به عمق ناحیه حرارت‌دیده توسط باریکه الکترونی مربوط می‌شود. برای محاسبه بُرد در راستای نفوذ خطی یا همان برد باریکه الکترون‌ها در راستای سرعت اولیه آن‌ها، که به چگالی، دمای زمینه پلاسما  $T_e$  و انرژی جنبشی اولیه الکترون‌ها بستگی دارد، از رابطه زیر استفاده می‌شود [18]:

$$\rho \langle x \rangle \left[ \text{g cm}^{-2} \right] = \frac{0.82 E_e^2}{0.44 + E_e} \left( \frac{\rho (\text{g cm}^{-3})}{300} \right)^{0.7} \left( \frac{T_e [\text{KeV}]}{5} \right)^{-0.2} \quad (12)$$

در شکل 9 بُرد الکترون‌های سریع برحسب چگالی سوخت ترسیم شده است. از آن‌جا که افزایش دمای زمینه باعث افزایش برخورد کولنی بین ذرات باردار می‌شود، پراکندگی الکترون‌ها بیش‌تر شده و از میزان نفوذ خطی آن‌ها کاسته می‌شود. بنابراین، به ازای  $T_e \geq 5 \text{ keV}$  نفوذ باریکه الکترونی تقریباً مستقل از دمای زمینه بوده و تابعی افزایشی از انرژی جنبشی اولیه الکترون‌ها است. چون طول کل مسیر درون سوخت (شعاع سوخت) از میزان نفوذ باریکه الکترونی بیش‌تر است، بررسی‌ها نشان می‌دهد که دمای زمینه پلاسما عاملی مناسب و تأثیرگذار برای افزایش نفوذ الکترون‌ها به درون سوخت نیست و به نظر می‌رسد با افزایش انرژی باریکه الکترونی و کاهش چگالی پلاسما، می‌توان بر توان توقف پلاسما غلبه کرد و میزان نفوذ باریکه را به درون سوخت افزایش داد. همان‌طور که در شکل 9 نیز مشاهده می‌شود، روند افزایشی بُرد



برابر است با فاصله متوسط در راستای انتشار باریکه الکترون‌ها که در این فاصله، الکترون‌ها ۹۰ درصد انرژی خود را به درون سوخت تخلیه می‌کنند [۱۷]. توان توقف الکترون‌ها با توزیع انرژی نمایشی برای باریکه الکترونی را می‌توان رابطه (۸) از مرجع [۱۸]، و یا به‌طور تقریبی رابطه (۱۵) از مرجع [۱۷] در نظر گرفت:

$$\frac{dE}{d(\rho x)} \approx - \left( \frac{E}{P_{q.}(E)} \right) \exp \left( - \frac{\rho x}{P_{q.}(E)} \right) \quad (15)$$

که در آن  $x$  میانگین بُرد خطی است. همچنین تابع توزیع انرژی دو دمایی برای باریکه الکترونی را می‌توان با رابطه زیر بیان کرد [۲۰]:

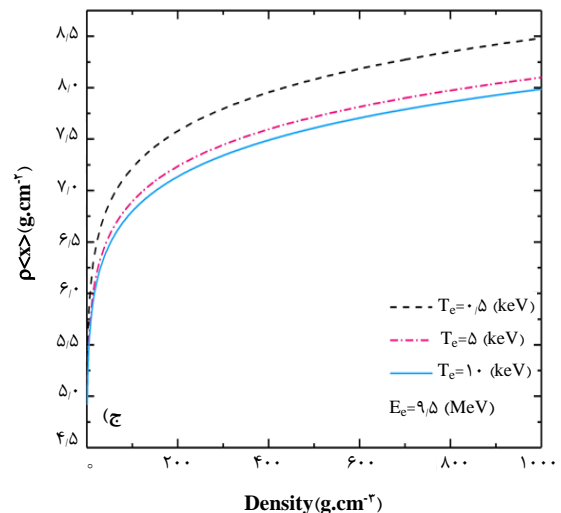
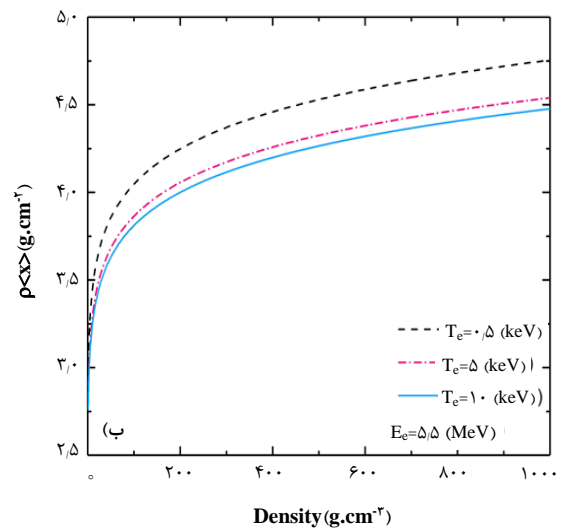
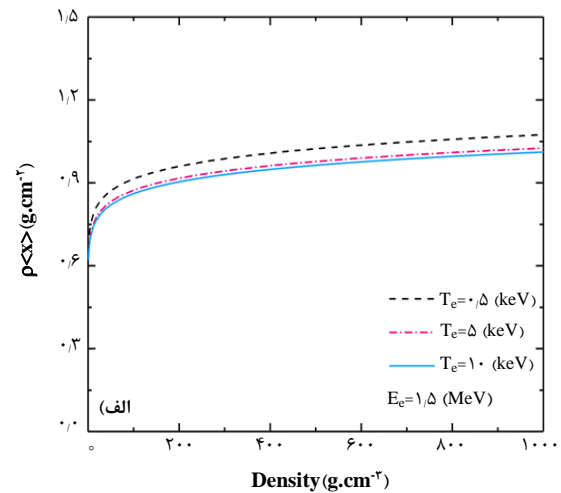
$$\left( \frac{dN}{dE} \right)_{Bellei} = \left( \frac{T_p}{E} \right) \exp \left( \frac{-E}{\tau_1 T_p} \right) + 0.82 \exp \left( \frac{-E}{\tau_2 T_p} \right) \quad (16)$$

در این رابطه،  $T_p$  دمای اثرگذار لیزر بوده که تابعی از انرژی الکترون  $E$  است. همچنین  $\tau_1 = 0.19$  و  $\tau_2 = 1.3$  می‌باشند [۲۰].

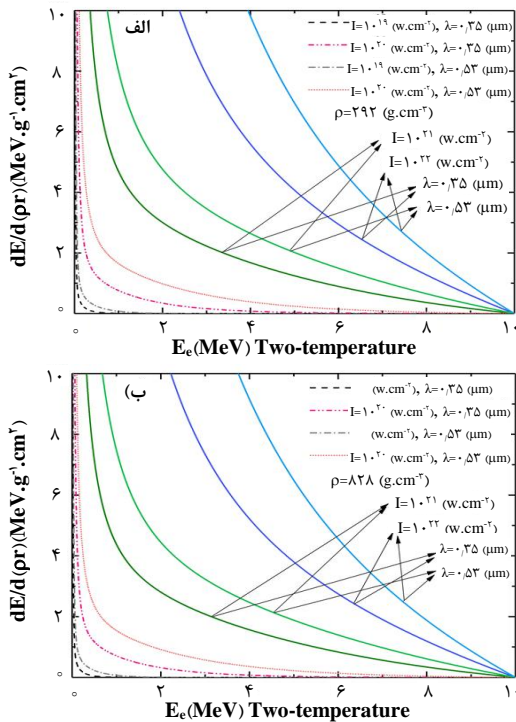
$$T_p = m_e c^2 \left[ \left( 1 + \frac{I \lambda^2}{1.4 \times 10^{18}} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (17)$$

در رابطه (۱۷)،  $I$  شدت باریکه محرک افروزنده سریع برحسب  $W \text{ cm}^{-2}$  و  $\lambda$  نیز طول موج محرک افروزنده برحسب میکرون است. با در دست داشتن رابطه (۱۶)، توان توقف برای الکترون‌ها با طیف انرژی دو دمایی را می‌توان به‌صورت تابعی از انرژی باقی‌مانده  $E$  و انرژی اولیه  $E_0$  به‌صورت زیر محاسبه کرد:

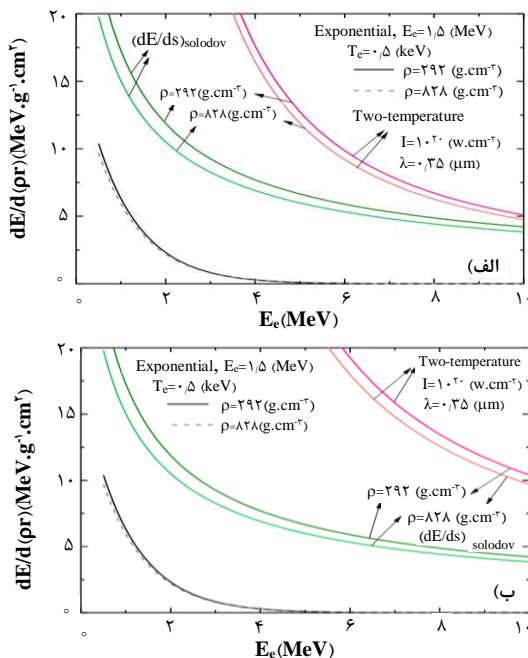
$$\frac{dE}{d(\rho s)} = \int_{E_0}^E 0.9 (dN / dE)_{Bellei} / P_{q.}(E) dE \quad (18)$$



شکل ۹. بُرد خطی به‌عنوان تابعی از چگالی پلازما برای محدوده دمایی زمینه  $T_e = 0.5 - 10 \text{ keV}$  در پلاسمای دوتریم-تریتم برای انرژی اولیه  $E_e = 1.5 \text{ MeV}$  (الف)  $E_e = 5.5 \text{ MeV}$  (ب) و  $E_e = 9.5 \text{ MeV}$  (ج).



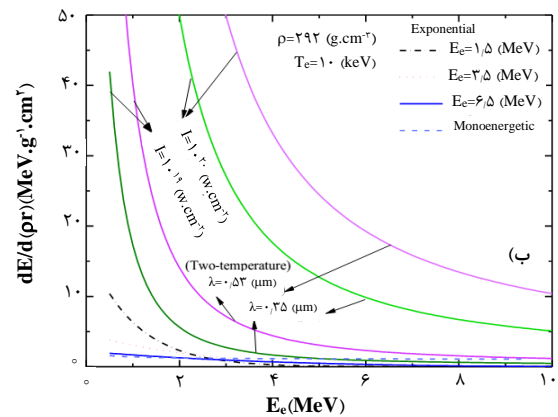
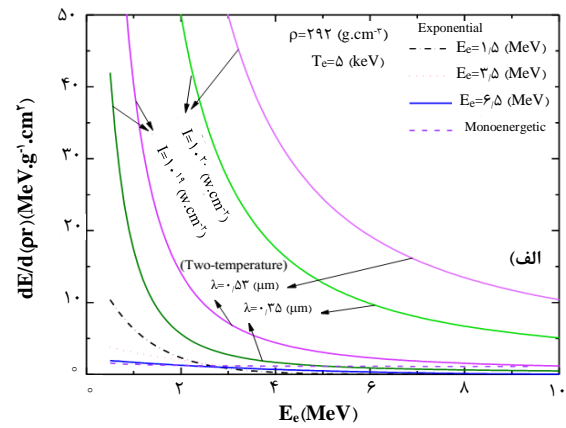
شکل ۱۰. توان توقف طیف دو دمایی مرجع [۲۰] برای باریکه الکترونی با محدوده انرژی  $E = 0.1 - 10 \text{ MeV}$  و دو طول موج  $\lambda = 0.35, 0.53 \mu\text{m}$  و محدوده شدت لیزر محرک افروزنده  $I = 10^{19} - 10^{22} \text{ W.cm}^{-2}$  در پلاسمای دوتریم-تریتیم برای چگالی الف)  $\rho_c = 292 \text{ g cm}^{-3}$  و ب)  $\rho_c = 828 \text{ g cm}^{-3}$ .



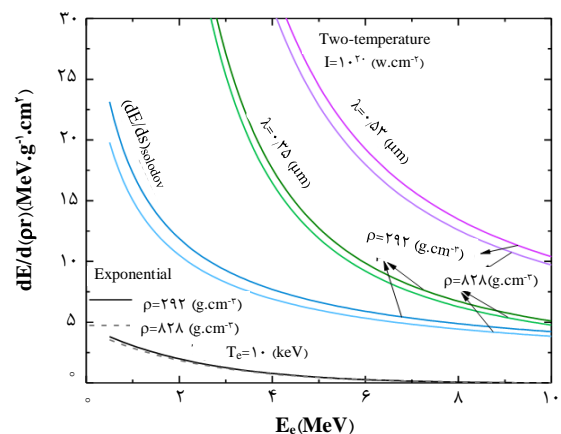
شکل ۱۱. طیف دو دمایی مرجع [۲۰]، طیف نمایی مرجع [۱۷] و طیف نمایی مرجع [۱۸]. با محدوده انرژی  $E = 1 - 10 \text{ MeV}$  برای دو چگالی  $\rho_c = 292, 828 \text{ g cm}^{-3}$  و شدت لیزر محرک افروزنده  $I = 10^{19} - 10^{22} \text{ W.cm}^{-2}$  طیف نمایی با انرژی اولیه  $E = 1.5 \text{ MeV}$  و دمای زمینه  $T_e = 0.5 \text{ keV}$  برای طول موج الف)  $\lambda_{if} = 0.35 \mu\text{m}$  ب)  $\lambda_{if} = 0.53 \mu\text{m}$ .

شکل‌های ۱۰ تا ۱۳ توان توقف الکترون‌های سریع برحسب انرژی فرودی الکترون‌ها با طیف دو دمایی و به ازای شدت و طول‌موج‌های مختلف باریکه افروزنده سریع را نشان می‌دهد. همان‌طور که انتظار می‌رود، شکل ۱۰ نشان می‌دهد با افزایش شدت لیزر محرک افروزنده و همچنین افزایش طول‌موج محرک افروزنده سریع، الکترون‌ها با انرژی‌های اولیه بزرگ‌تر تولید می‌شوند. همچنین مطابق این شکل، با افزایش انرژی جنبشی ورودی الکترون‌ها به درون سوخت، اگرچه توان توقف پلاسما کاهش می‌یابد اما نفوذ کافی درون سوخت محقق نمی‌شود. با افزایش شدت و طول‌موج لیزر محرک افروزنده، طبق رابطه  $F_p \approx \nabla a^2$ ، نیروی اثرگذار لیزر قوی‌تر شده و امواج الکترونی با دامنه بزرگ‌تری را درون پلاسما تحریک می‌کند. تحریک این امواج، الکترون‌های نسبیتی با انرژی بسیار بزرگ‌تری را به وجود می‌آورد که دارای انرژی اولیه  $E_e > 4.5 \text{ MeV}$  می‌باشند. بنابراین می‌توان نتیجه گرفت با افزایش شدت لیزر و طول‌موج افروزنده سریع، انرژی جنبشی الکترون‌های داغ تولیدشده افزایش یافته و لذا پراکندگی این الکترون‌ها افزایش می‌یابد. افزایش پراکندگی و برخورد این الکترون‌های سریع موجب می‌شود از راستای اولیه خود به سمت مرکز رشد منحرف شده و تمرکز انرژی این الکترون‌ها جهت افروزش سوخت کاسته می‌شود. از این رو می‌توان گفت که نفوذ بهینه الکترون‌های دو دمایی در انرژی‌های میانی در حدود  $E_e > 4.5 \text{ MeV}$  و طول‌موج کوتاه‌تر  $\lambda_{if} \approx 0.35 \mu\text{m}$  اتفاق می‌افتد. از آنجا که در مدل افروزش سریع و مدل افروزش سریع-شوکی شدت افروزنده سریع در محدوده  $I \sim 10^{19} - 10^{22} \text{ W.cm}^{-2}$  قرار می‌گیرد، تولید الکترون‌ها با انرژی اولیه  $E_e > 4.5 \text{ MeV}$  بسیار محتمل‌تر بوده و بنابراین در این شدت‌های بالا، مقایسه اثر تابع توزیع و طول‌موج افروزنده سریع در نفوذ بهینه و یکنواخت انرژی الکترون‌ها پررنگ می‌شود. چنان‌که در شکل‌های ۱۰ تا ۱۳ به وضوح مشاهده می‌شود، برای طول‌موج کوتاه‌تر  $\lambda_{if} \approx 0.35 \mu\text{m}$ ، الکترون‌ها با انرژی کوچک‌تری خلق می‌شوند که برای انتقال بیش‌تر انرژی به نقاط درونی‌تر سوخت مناسب‌ترند.

جهت درک بهتر و مقایسه کمی، نمودار توان توقف پلازما برحسب عمق نفوذ در شکل ۱۴ رسم شده است. در ۱۴- الف مقایسه طیف دو دمایی با طیف نمایی مرجع [۱۷] انجام شده است. مشاهده می‌شود برای طیف نمایی، پلازما در برابر این طیف الکترونی مانند دیواری مستحکم عمل کرده و مانع نفوذ این الکترون‌ها می‌شود. مطابق شکل ۱۴- ب، که در آن مقایسه طیف دو دمایی با طیف نمایی مراجع [۱۷] و [۱۸] صورت گرفته، پاسخ پلازما به ورود الکترون‌ها با طیف نمایی تقریباً ثابت است؛ به عبارت دیگر در شدت‌های بالای لیزر که در افروزش سریع معمول است، پلازما نسبت به الکترون‌های با طیف نمایی مرجع صلب عمل کرده و عملاً الکترون‌ها قادر به تخلیه انرژی به درون سوخت نیستند. در حالی که طیف دودمایی الکترون‌ها رفتاری کاملاً متفاوت را نشان می‌دهد و از همان ابتدای ورود به درون سوخت، انرژی را به‌طور یکنواخت به درون سوخت تخلیه می‌کند و برخلاف طیف نمایی، آهنگ تخلیه انرژی به‌طور یکنواخت ادامه داشته و تا عمق بیشتری درون سوخت را شامل می‌شود. به عبارت دیگر، پلازما نسبت به طیف دو دمایی تعامل بیشتری نشان می‌دهد و رفتار نرم‌تری دارد. شکل‌های ۱۴- ج و ۱۴- د نیز نشان می‌دهند با افزایش شدت و طول موج افروزنده سریع و هم‌چنین افزایش چگالی سوخت، تخلیه یکنواخت و بهینه انرژی الکترون‌ها به درون سوخت کاسته می‌شود. نتایج نیمه‌تحلیلی نشان می‌دهد که الکترون‌ها با طیف شبه دو دمایی که در فراوانی الکترون‌های تولیدشده ناشی از برهم‌کنش محرک افروزنده سریع با پیش‌پلازما محتمل است، می‌توانند تعامل مؤثرتری با پلازما داشته و از این‌رو انرژی را به نحو مؤثرتری درون سوخت رسانده و موجب گرمایش آن شود. تأثیر طول موج افروزنده سریع در نفوذ الکترون‌های سریع در شکل‌های ۱۴ نشان داده شده است. همان‌طور که از مدل افروزش سریع- شوکی انتظار می‌رود، نفوذ بهینه به ازای  $\lambda_{if} \approx 0.35 \mu\text{m}$  رخ می‌دهد و میزان نفوذ با افزایش چگالی سوخت سرد، کاهش می‌یابد. بررسی تابعیت چگالی بر میزان نفوذ نشان داده است که چگالی میانی برای نفوذ بیشتر به درون سوخت در مدل سریع- شوکی به‌طور تقریبی  $\rho \approx 300 \text{ g cm}^{-3}$  است. از این‌رو در شکل ۱۴- ج، برای این چگالی خاص تأثیر طول موج افروزنده سریع به‌همراه شدت افروزنده نشان داده شده است. مشاهده می‌شود که افزایش شدت و طول موج افروزنده سریع بر میزان نفوذ می‌کاهد. به عبارت دیگر با افزایش شدت، الکترون‌های پر انرژی‌تری ناشی از برهم‌کنش لیزر با پیش‌پلازما به وجود می‌آیند و این الکترون‌های پر انرژی، بیشتر در معرض پراکندگی قرار می‌گیرند و از میزان نفوذ خطی آن‌ها به درون سوخت کاسته می‌شود.



شکل ۱۲. طیف دو دمایی مرجع [۲۰]، طیف نمایی مرجع [۱۷] و طیف تک‌انرژی. با محدوده انرژی  $E = 1-10 \text{ MeV}$  برای چگالی  $\rho_c = 292 \text{ g cm}^{-3}$  و طیف دو دمایی با دو طول موج  $\lambda = 0.35, 0.53 \mu\text{m}$  و شدت لیزر محرک افروزنده  $I = 1.0^{19}, 1.0^{20}, 1.0^{21} \text{ w.cm}^{-2}$ ، طیف نمایی با انرژی اولیه  $E = 1.5, 3.5, 6.5 \text{ MeV}$  برای دمای زمینه پلاسمای (الف)  $T_e = 5 \text{ keV}$  و (ب)  $T_e = 10 \text{ keV}$ .



شکل ۱۳. توان توقف الکترون‌ها با سه توزیع طیف دو دمایی مرجع [۲۰]، طیف نمایی مرجع [۱۷] و طیف نمایی مرجع [۱۸] با دمای زمینه  $T_e = 10 \text{ keV}$ ، دو طول موج افروزنده سریع  $\lambda = 0.35, 0.53 \mu\text{m}$  و شدت لیزر محرک  $I = 1.0^{19}, 1.0^{21} \text{ w.cm}^{-2}$  برای دو چگالی  $\rho_c = 828, 292 \text{ g cm}^{-3}$ .

### ۳. شبیه‌سازی مونت کارلو و اعتبارسنجی

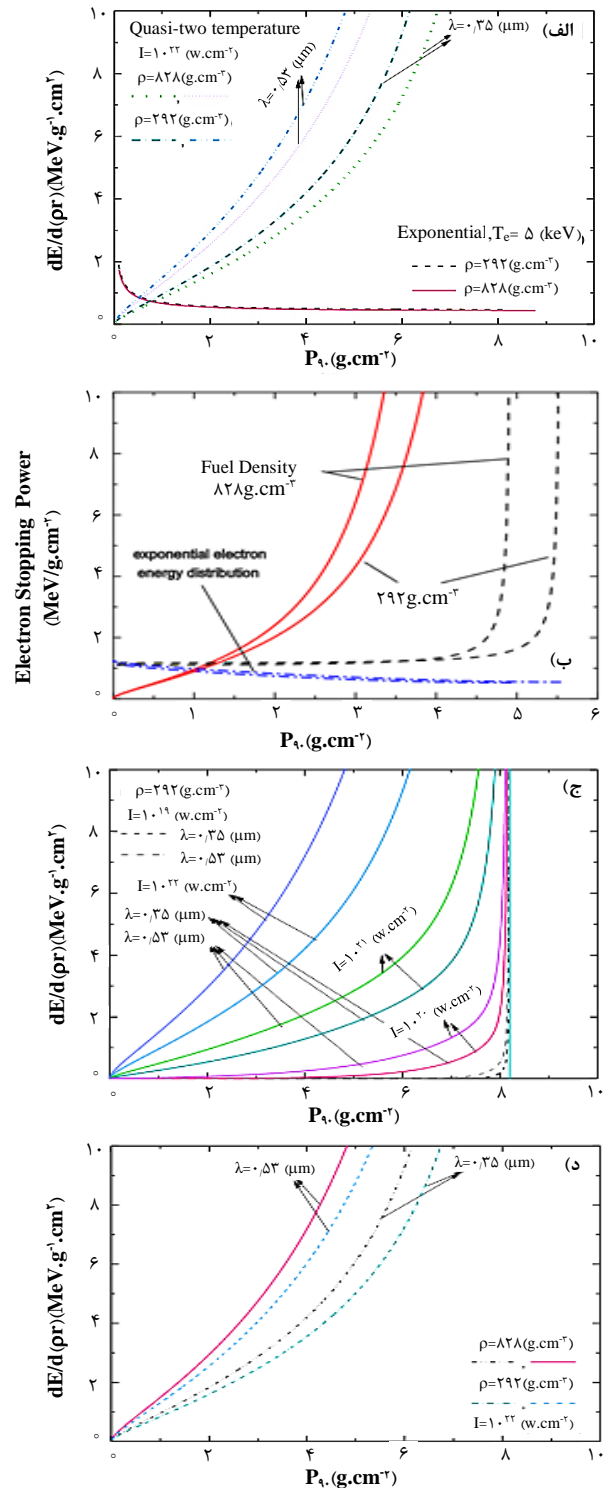
برای انجام شبیه‌سازی برای مدل افروزش سریع- شوکی، از کد مونت کارلوی MCNPX استفاده شده است. لازم به ذکر است استفاده از کد محاسباتی MCNPX برای ترابرد الکترون‌ها بر پایه توان توقف الکترونی محیط غیر یونیده (خنثی) قرار دارد. در حالی که در پژوهش حاضر، ترابرد الکترون‌های کاملاً نسبیته  $\beta = v/c \rightarrow 1$  با محدوده انرژی اولیه  $E_0 = 1-10$  MeV به درون پلاسمای چگال که یک محیط یونیده است شبیه‌سازی شده است. شایان ذکر است محاسبات مرجع [۱۸] نشان می‌دهند که توان توقف برای محیط‌های خنثی با اعمال ضریب اصلاح چگالی  $\delta$  برای الکترون‌ها، سبب می‌شود که رابطه توان توقف الکترون‌ها در محیط یونیده (پلازما) به سرعت به رابطه زیر برای توان توقف محیط غیر یونیده (خنثی) میل کند:

$$\frac{dE}{ds} = \left[ \frac{2\pi r_e^2 m_e c^2 n_i z}{\beta^2} \right] \left\{ \ln \left[ (E/I)^2 \frac{\gamma+1}{2} \right] + 1/\gamma^2 + \frac{1}{\lambda} \left( \frac{\gamma-1}{\gamma} \right)^2 - \left( \frac{2\gamma-1}{\gamma^2} \right) \ln(2) - \delta \right\} \quad (22)$$

از طرفی، با در نظر گرفتن پارامتر  $\delta = \ln[(\hbar\omega)^2 \gamma^2 / I^2] - \beta^2$  و جایگزین کردن این پارامتر مهم در رابطه (۲۲) خواهیم داشت:

$$\frac{dE}{ds} = \left[ \frac{2\pi r_e^2 m_e c^2 n_i z}{\beta^2} \right] \left\{ \ln \left[ (E / \hbar\omega_p)^2 \frac{\gamma+1}{2\gamma^2} \right] + 2/\gamma^2 + \frac{1}{\lambda} \left( \frac{\gamma-1}{\gamma} \right)^2 - \left( \frac{2\gamma-1}{\gamma^2} \right) \ln(2) + \beta^2 \right\} \quad (23)$$

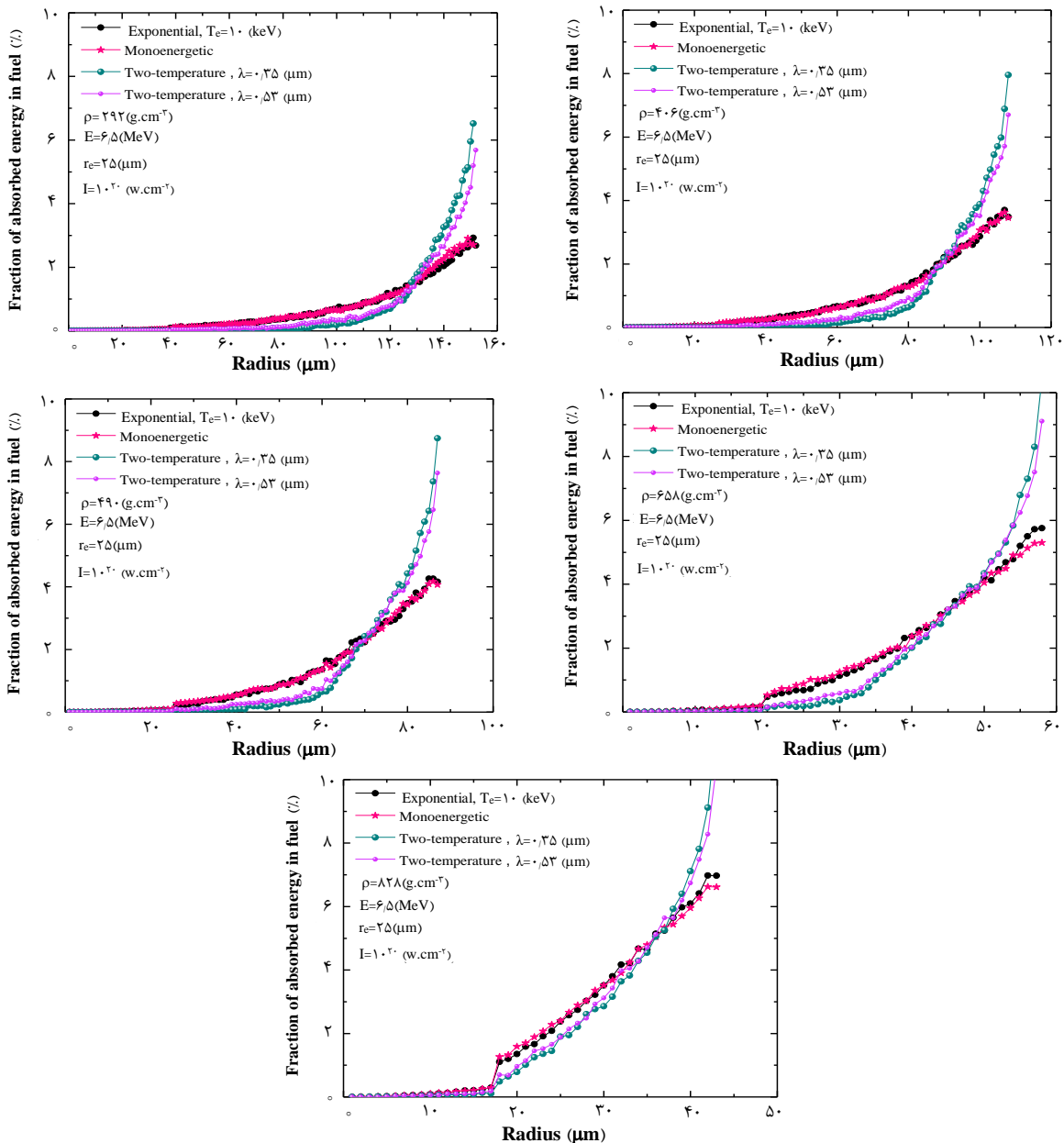
رابطه (۲۳) یک رابطه کلی برحسب  $\beta$  است که در حالت حدی  $\beta \rightarrow 1$  برای الکترون‌های کاملاً نسبیته که در این پژوهش مد نظر است، منجر به رابطه توان توقف، رابطه (۸) می‌شود. بنابراین استفاده از کد محاسباتی MCNPX به نتایج صحیحی برای محیط یونیده پلازما در این محدوده منجر خواهد شد. نتایج به دست آمده در پژوهش حاضر با محاسبات مونت کارلوی انجام شده توسط دو مرجع [۱۷] و [۱۹] مشابه بوده و در واقع در همان حوزه اعتبار آن مراجع اجرا شده است؛ محدوده‌ای که



شکل ۱۴. توان توقف الکترون‌ها براساس عمق نفوذ درون سوخت. الف) طیف انرژی دو دمایی مرجع [۲۰] در شدت  $I = 1.0^{22}$   $\text{w.cm}^{-2}$  و طیف نمایی مرجع [۱۷]. ب) مقایسه نفوذ طیف دو دمایی مرجع [۲۰] در شدت  $I = 1.0^{22}$   $\text{w.cm}^{-2}$ ، طیف نمایی مرجع [۱۷] و طیف نمایی مرجع [۱۸]. ج) مقایسه طیف دو دمایی مرجع [۲۰] در شدت  $I = 1.0^{19}$  -  $1.0^{22}$   $\text{w.cm}^{-2}$ . د) مقایسه طیف دو دمایی مرجع [۲۰] در شدت  $I = 1.0^{22}$   $\text{w.cm}^{-2}$  برای دمای زمینه  $T_e = 5$  keV، و طول موج افروزنده سریع  $\lambda = 0.35, 0.53$   $\mu\text{m}$  و برای دو چگالی  $\rho = 828, 292$   $\text{g.cm}^{-3}$ .

الکترونی نیز لحاظ می‌شود. مقادیر جرم سوخت دوتریم-تریتیم  $m_c$  برحسب میلی‌گرم،  $\rho_c$  چگالی سوخت فشرده برحسب  $g.cm^{-3}$  با شعاع  $R_c$  برحسب  $\mu m$ ، چگالی لکه داغ با واحد  $g.cm^{-3}$  با شعاع  $R_{hs}$  با واحد میکرون تعریف می‌شوند و مقادیر آن‌ها مطابق با مرجع [۱۰] انتخاب شده‌اند. نتایج حاصل از شبیه‌سازی برای هندسه کروی در شکل ۱۵ نشان داده شده است.

می‌توان در این حوزه  $0.999 \approx 1 < \beta < 0.941$ ، از محاسبات مونت‌کارلو برای بررسی ترابرد الکترون‌های نسبیتی به درون پلاسمای یونیده استفاده کرد. نمودارهای شبیه‌سازی در شکل ۱۵ نتایج نیمه‌تحلیلی به‌دست آمده را تأیید می‌کند و نشان می‌دهد که طیف شبه دو دمایی الکترون‌ها رفتار منطقی‌تر و مطلوب‌تری با پلاسمای سرد و چگال نشان می‌دهد و بنابراین انجام فرایند گداخت در مدل سریع و افروزش سریع- شوکی به نحو مؤثرتری انجام می‌پذیرد. در شبیه‌سازی انجام‌شده علاوه بر در نظر گرفتن دو نوع هندسه کروی و تخت، شعاع باریکه



شکل ۱۵. شبیه‌سازی سه طیف دودمایی، نمایی و تک‌انرژی برای چگالی  $\rho_c = 292 - 828 g.cm^{-3}$  و برای هندسه کروی در دمایی  $T_e = 10 keV$ .



5. R. Kodama, et al. *Fast heating of ultrahighdensity plasma as a step towards laser fusion ignition.* *Nature*, **412**(6849), 798-802 (2001).
6. K.A. Tanaka, et al. *Basic and integrated studies for fast ignition.* *Physics of Plasmas*, **10**(5), 1925-1930 (2003).
7. P.A. Norreys, et al. *Integrated implosion/heating studies for advanced fast ignition.* *Physics of Plasmas*, **11**(5), 2746-2753 (2004).
8. R. Betti, et al. *Shock ignition of thermonuclear fuel with high areal density.* *Physical review letters*, **98**(15), 155001 (2007).
9. A.J. Schmitt, et al. *Shock ignition target design for inertial fusion energy.* *Physics of Plasmas*, **17**(4), 042701 (2010).
10. S.A. Ghasemi, A.H. Farahbod, S. Sobhanian, *Analytical model for fast-shock ignition.* *AIP Advances*, **4**(7), 077130 (2014).
11. A.H. Farahbod, et al. *Improvement of nonisobaric model for shock ignition.* *The European Physical Journal D*, **68**(10), 314 (2014).
12. A.H. Farahbod, S.A. Ghasemi, *Fast-Shock Ignition: A new concept to Inertial confinement fusion,* *Iranian J. Phys. Res.*, **12**, 4 (2013).
13. S.A. Ghasemi, A.H. Farahbod, *The Role of fast ignitor in fast-shock ignition concept,* *Iranian J. Phys. Res.*, **13**, 4 (2013).
14. S.A. Ghasemi, A.H. Farahbod, *Fast-Shock Ignition: A New Concept to Inertial Confinement Fusion,* *Bull. Am. Phys. Soc.*, **58**, 308 (2013).
15. S.A. Ghasemi, A.H. Farahbod, *Electron Energy Deposition in Fast-Shock Ignition,* *Bull. Am. Phys. Soc.*, **59**, 1 (2014).
16. C.K. Li, R.D. Petrasso, *Stopping of directed energetic electrons in high-temperature hydrogenic plasmas.* *Physical Review E*, **70**(6), 067401 (2004).
17. S. Atzeni, A. Schiavi, J.R. Davies, *Stopping and scattering of relativistic electron beams in dense plasmas and requirements for fast ignition.* *Plasma physics and controlled fusion*, **51**(1), 015016 (2008).
18. A.A. Solodov, R. Betti, *Stopping power and range of energetic electrons in dense plasmas of fast-ignition fusion targets.* *Physics of Plasmas*, **15**(4), 042707 (2008).
19. C.K. Li, R.D. Petrasso, *Energy deposition of MeV electrons in compressed targets of fast-ignition inertial confinement fusion.* *Physics of plasmas*, **13**(5), 056314 (2006).
20. C. Bellei, et al. *Fast ignition: Dependence of the ignition energy on source and target parameters for particle-in-cell-modelled energy and angular distributions of the fast electrons.* *Physics of Plasmas*, **20**(5), 052704 (2013).

#### ۴. نتیجه‌گیری

در این پژوهش اثرات انرژی جنبشی اولیه الکترون‌های داغ با محدوده  $E_e = 1-10$  MeV، تابع توزیع آن‌ها و دمای پیش پلاسمای تولید شده،  $T_e = 0.5-10$  keV بر تراورد بهینه به درون سوخت پیش‌فشرده دوتریم-تریتیم با چگالی  $\rho_c = 292-828$  g cm<sup>-3</sup> مدل افروزش سریع-شوکی به صورت نیمه‌تحلیلی مطالعه و بررسی شده و با نتایج شبیه‌سازی تأیید شده است. محاسبات نیمه‌تحلیلی نشان می‌دهند به ازای دمای زمینه  $T_e \geq 5$  keV، لگاریتم کولنی برخورد بین ذرات باردار نسبت به دما وابستگی ناچیزی دارد هم‌چنین، میزان انحراف مؤثر الکترون‌ها که همراه با بیشینه تخلیه انرژی درون سوخت است در محدوده چگالی  $\rho_c = 300$  g cm<sup>-3</sup> و در زوایای بزرگ‌تر رخ می‌دهد. محاسبات توان‌توقف پلازما در برابر نفوذ آن‌ها نشان می‌دهد توان‌توقف پلازما به دمای پیش‌پلازما حساسیت ناچیزی دارد و تقریباً مستقل از دمای آن است. بررسی‌ها نشان می‌دهد که دمای پیش‌پلازما عاملی مناسب و تأثیرگذار جهت افزایش نفوذ الکترون‌ها به درون سوخت نیست و به نظر می‌رسد با افزایش انرژی باریکه الکترونی و کاهش چگالی پلازما، می‌توان بر توان‌توقف پلازما غلبه کرد و میزان نفوذ باریکه را به درون سوخت افزایش داد. به طوری که شرایط بهبود یافته را می‌توان در محدوده انرژی جنبشی اولیه میانی در حدود  $E_e = 4.5$  MeV و چگالی از مرتبه  $\rho_c = 300$  g cm<sup>-3</sup> در نظر گرفت. علاوه بر آن، محاسبات نشان می‌دهند با در نظر گرفتن طیف انرژی دو دمایی برای الکترون‌ها و طول‌موج افروزنده سریع از مرتبه  $\lambda_{if} \approx 0.35$  μm، تخلیه انرژی الکترون‌ها با آهنگ یکنواخت‌تری درون پلازما انجام می‌شود و می‌تواند گرمایش مناسب‌تری را به وجود آورد.

#### مراجع

1. S. Hain, P. Mulser, *Fast ignition without hole boring.* *Physical review letters*, **86**(6), 1015 (2001).
2. M. Tabak, et al. *Ignition and high gain with ultrapowerful lasers.* *Physics of Plasmas*, **1**(5), 1626-1634 (1994).
3. C.D. Zhou, R. Betti, *Hydrodynamic relations for direct-drive fast-ignition and conventional inertial confinement fusion implosions.* *Physics of plasmas*, **14**(7), 072703 (2007).
4. Norreys, et al. *Experimental studies of the advanced fast ignitor scheme.* *Physics of Plasmas*, **7**(9), 3721-3726 (2000).