



مطالعه اثر ناخالصی Au بر شرایط احتراق سوخت DT در پلاسمای همجوشی به روش محصورسازی لختی

مهدی نظیرزاده^{۱*}، بابک خان بابایی^۲، حمیدرضا البرزینیا^۱

۱. مرکز علوم پایه، دانشگاه خاتم‌الانبیاء، صندوق پستی: ۱۷۸۱۸۱۳۵۱۳، تهران- ایران

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

*Email: mehdinaziry@yahoo.com

مقاله پژوهشی

تاریخ دریافت مقاله: ۱۴۰۱/۶/۲۹ تاریخ پذیرش مقاله: ۱۴۰۱/۹/۱۲

چکیده

شرایط افروزش و اشتعال سوخت‌های گداخت هسته‌ای در حضور ناخالص‌ها، یکی از موارد مهمی است که در طراحی قرص‌های سوخت باید مورد توجه قرار گیرد. در این مقاله اثر ناخالصی هسته سنگین طلا بر کلیه فرایندهای احتراق در پلاسمای غیرتعادلی سوخت دوتریم-تریتیم در مدل چهار دمایی که در آن شکل تابع توزیع انرژی بر رفتار دمایی فوتون‌ها تأثیر می‌گذارد مورد بررسی قرار گرفته است. این مطالعه شامل بررسی اثرات منفی ناخالصی سوخت، در طول زمان تشکیل لکه داغ و اشتعال سوخت است. نتایج محاسبات عددی به دست آمده از شبیه‌سازی کلیه فرایندهای مؤثر در احتراق نشان می‌دهد به دلیل حضور این ناخالصی‌ها، بار مؤثر یونی و به تبع آن تابش ترمزی افزایش می‌یابد که و در نهایت باعث کاهش بازدهی سوخت می‌شود.

کلیدواژه‌ها: گداخت محصورسازی لختی، احتراق حجمی، تابش ترمزی، ناخالصی طلا

Study of the effect of Au impurity on the ignition conditions of DT fuel in fusion plasma using the inertial confinement method

M. Nazirzadeh^{*1}, B. Khanbabaee², H.R. Alborznia¹

1. Basic Science Center, Khatam Al Anbia University, P.O. Box: 1781813513, Tehran – Iran

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

Research Article

Received 20.9.2022, Accepted 3.12.2022

Abstract

The conditions of ignition and burn of nuclear fusion fuel in the presence of impurities are one of the critical issues in the fuel pellets design. In this paper, the impurity effect of Au heavy nucleus on all ignition processes in non-equilibrium DT plasma using four temperature models in which the shape of photon energy distribution function effects photon temperature behavior has been investigated. This study investigates the negative effects of fuel impurity during hot spot formation and fuel ignition. The results of numerical calculations obtained from the simulation of all effective processes in ignition show that in the presence of these impurities, effective ion charge and as a result the bremsstrahlung radiation is increased, and eventually the fuel efficiency decreases.

Keywords: Inertial confinement fusion, Volume ignition, Bremsstrahlung radiation, Gold impurity



۱. مقدمه

یون‌ها و میدان تابشی با دماهای متفاوت T_e ، T_i و T_R نشان داده می‌شوند به طوری که تابع توزیع انرژی الکترون‌ها و یون‌ها، ماکسولوی و تابع توزیع انرژی تابش، به صورت پلانکی خالص است. در این وضعیت، میدان تابشی در تعادل با الکترون‌ها نیست بلکه این دو اجازه دارند با آهنگی که متناسب با اختلاف دمای آنها است، $T_e - T_R$ ، با یکدیگر برهم‌کنش نمایند. الکترون‌ها هم‌چنین می‌توانند با یون‌ها نیز برهم‌کنش داشته باشند، به طوری که در نتیجه این برهم‌کنش‌ها سیستمی به وجود می‌آید که اجزای آن به صورت جفت شده در حال تبادل انرژی هستند. اما فرض این تئوری در پلاسمایی که از نظر اپتیکی ضخیم محسوب می‌شود منجر به خطای قابل‌ملاحظه در دینامیک سوختن می‌گردد. اختلاف بزرگی بین دمای محاسبه شده در این تئوری و نتیجه محاسبات تئوری چند گروهی وجود دارد. برای حل این نقیصه مدل چهار دمایی پیشنهاد داده شده است که نتایج آن بسیار نزدیک به نتایج مدل چند گروهی می‌باشد [۱۲]. در مدل چهار دمایی، میدان تابشی با دو دما توصیف می‌شود، این دماها عبارتند از T_R که دمای تابشی استاندارد در مدل سه دمایی است و متناسب است با ریشه چهارم چگالی انرژی تابشی و T_p که دمای ترمودینامیکی ناشی از توزیع انرژی فوتون‌ها است. نتایج به دست آمده از مدل چهار دمایی در توصیف شرایط غیرتعادلی یک پلاسما، در موافقت بسیار خوبی با مدل چند گروهی است [۱۲]. محاسبه پارامتر بحرانی احتراق یا حاصل ضرب چگالی اولیه سوخت در کمینه شعاع ناحیه افروزش، می‌تواند در مورد اندازه سیستم در دما و چگالی‌هایی که برای وقوع موفقیت‌آمیز افروزش ICF نیاز است تصویری مناسب ارائه نماید. هدف اصلی این پژوهش، بررسی شرایط افروزش و اشتعال پلاسمای DT در ایده افروزش حجمی با تئوری پلاسمای چهار دمایی در حضور ناخالصی‌های سوخت و مطالعه اثر این ناخالصی‌ها بر کمیت‌های فیزیکی مهم سوخت می‌باشد.

۲. توصیف مدل

در رهیافت مکانیک آماری، متوسط عدد اشغال حالت یک ذره فوتون به عنوان یک ذره بوزونی با انرژی ϵ به صورت زیر است [۱۳].

$$\langle n_\epsilon \rangle = \frac{1}{e^{(\epsilon - \mu)/kT_e} - 1} \quad (1)$$

گداخت به روش محصورشدگی اینرسی یکی از روش‌های اصلی دستیابی به انرژی گداخت هسته‌ای است. در این روش با استفاده از راه‌اندازهای یونی یا لیزری، قرص سوخت حاوی چند میلی‌گرم دوتریم-تری‌تیوم (DT) را به صورت مستقیم و یا غیرمستقیم (توسط هولرام) به دما و فشار مورد نیاز جهت افروزش سوخت می‌رسانند [۱]. اگرچه امروزه ایده‌های نوین افروزش سریع و افروزش موجی شوکی در گداخت محصورشدگی اینرسی مطرح است، با این وجود این ایده‌ها با چالش‌های کلیدی مهمی روبه‌رو هستند [۲-۳]. برای این منظور بخشی از تمرکز محققین و پژوهش‌ها جهت رفع پاره‌ای از چالش‌های کلیدی، بر تمرکز بر روی روش‌های اولیه‌ای گداخت اینرسی مانند افروزش حجمی و افروزش مرکزی استوار است. رسیدن به دمای خوداشتعالی (دمایی فراتر از 5keV در پلاسمای DT) که در آن می‌بایست نهشت انرژی ذرات آلفای تولید شده در پلاسما بر ترم‌های اتلافی مهمی مانند تابش ترمزی فزونی یابد، اساس کار در این روش‌ها می‌باشد. علاوه بر آن، ایده‌های اولیه گداخت لختی تحت شرایطی هم‌چنان می‌توانند گزینه‌های جذابی به نظر برسند. به عنوان مثال، در ایده افروزش حجمی، چنان‌چه فشار یکنواختی در حجم سوخت در لحظه ایستایی ایجاد شود و هم‌چنین سوخت توسط لایه کوبه با عدد اتمی بالایی احاطه شود، دمای خوداشتعالی از حدود 5keV به محدوده پایین‌تر $5\text{keV} - 12\text{keV}$ رخ می‌دهد [۴-۵]. علت آن است که استفاده از لایه کوبه با عدد اتمی بالا سبب می‌ود که اولاً لختی سوخت افزایش یافته در نتیجه زمان سوختن سوخت افزایش یابد. دوماً کدروی پلاسمای سوخت نسبت به تابش فوتون‌های تولید شده در سوخت افزایش یابد. این امر موجب کاهش اتلاف انرژی شده، در نتیجه دمای خوداشتعالی کاهش می‌یابد.

مطالعه شرایط افروزش و اشتعال پلاسمای غیرتعادلی DT در حضور ناخالصی‌ها، یکی از موارد مهمی است که اخیراً مورد توجه محققان قرار گرفته است [۶-۹]. این مطالعه شامل بررسی اثرات منفی ناخالصی سوخت، در طول زمان تشکیل لکه داغ و اشتعال سوخت است. نتایج تجربی به دست آمده از گداخت لیزری با هدف‌های کروی نشان می‌دهد که بازدهی سوخت به دلیل حضور این ناخالصی‌ها کاهش می‌یابد. از این‌رو، بهره نوترونی اندازه‌گیری شده در این آزمایش‌ها، یک مرتبه کم‌تر از نتایج به دست آمده با شبیه‌سازی‌های یک بعدی است. از طرفی، پلاسمای گداخت در شرایط غیرتعادلی، عموماً با تئوری ساده سه دمایی توصیف می‌شود [۱۰-۱۱] که در آن الکترون‌ها،



به عبارت دیگر تغییرات دمای فوتونی نسبت به چگالی فضایی عبارت است از [۱۲، ۱۴]:

$$\frac{\partial T_p}{\partial x} = \frac{h^{\gamma} c^{\gamma}}{3\pi T_p^{\gamma} F} \frac{\partial E_R}{\partial x} - \frac{T_p}{4} \frac{d \ln F}{d\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial x} \quad (6)$$

در معادله ۵، تغییرات فاکتور رقیق‌شدگی نسبت به چگالی فضایی به صورت زیر نوشته می‌شود [۱۲، ۱۴]:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial x} = \frac{1}{\rho_0 V_{\max} N_{\gamma_0}} \frac{\left(-\dot{N}_B + \frac{I_1(\alpha) P_{\text{rad}}}{4F(\alpha) T_p} \right)}{\left(I_0(\alpha) - \frac{I_1(\alpha)}{4F(\alpha)} \right)} \quad (7)$$

که در آن V_{\max} سرعت انتشار موج منتشر شده در لکه داغ است که فرض می‌شود به صورت $V_{\max} = \max(V_D, V_T)$ باشد به طوری که V_D سرعت موج انفجار و V_T سرعت موج حرارتی است که به ترتیب به صورت زیر نوشته می‌شود [۱۵].

$$V_D(T_i) = \left[\frac{(\gamma+1)^{\gamma} (\gamma-1)}{(3\gamma-1)} C_{Vi} \right]^{\gamma} \sqrt{T_i} \quad (8)$$

$$V_T(x, T_i) = \frac{2.39 k(T_e)}{C_{Ve} x} \quad (9)$$

به طوری که $\gamma = 3/5$ نسبت گرمای ویژه گاز ایده‌آل تک اتمی، C_{Vi} گرمای ویژه یون‌ها و $k(T_e)$ رسانندگی حرارتی پلاسمایی است که به صورت گاز لورنتز مدل‌سازی شده است و با عبارت زیر بیان می‌شود [۱۶]:

$$k(T_e) = \frac{0.13 T_e^{5/2}}{(1+0.29Z) \ln \Lambda} \quad (10)$$

که در آن $\ln \Lambda$ لگاریتم کولنی است که عبارت است از نسبت حفاظ دمای یا بیشینه پارامتر برخورد به کمینه آن در فرایند برخورد‌های کولنی و به صورت زیر نوشته می‌شود [۱۲]:

$$\ln \Lambda = 25.127 - \ln \left(\frac{\sqrt{n_e}}{1000 T_e} \right) \quad (11)$$

که در آن μ پتانسیل شیمیایی و T_e دمای الکترونی است. توان اتلافی الکترون‌ها در لکه داغ یک پلاسمای کاملاً یونیزه شده، که برابر مجموع توان تابش ترمزی^۱ الکترون‌ها و توان اثر پراکندگی کامپتون^۲ است به صورت زیر نوشته می‌شود [۱۲].

$$P_{\text{rad}} = c \sigma_T n_e^{\gamma} \frac{4}{\pi^{\gamma/2}} Z_{\text{eff}} \frac{e^{\gamma}}{\hbar c} \sqrt{\frac{T_e m_e c^{\gamma}}{2}} \times \int_0^{\infty} d\varepsilon e^{-\varepsilon/\gamma} K_0(\varepsilon/\gamma) \frac{(e^{\alpha+\varepsilon/\gamma} - e^{\varepsilon})}{e^{\alpha+\varepsilon/\gamma} - 1} + c \sigma_T n_e N_{\gamma_0} \left(1 - \frac{1}{\gamma} \right) \frac{T_e^{\gamma}}{m_e c^{\gamma}} \times \int_0^{\infty} d\varepsilon \varepsilon \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\varepsilon^{\gamma} \frac{e^{\alpha+\varepsilon/\gamma}}{(e^{\alpha+\varepsilon/\gamma} - 1)^{\gamma}} \right) \quad (2)$$

که در آن c سرعت نور، σ_T سطح مقطع کامپتون، n_e چگالی الکترونی، $Z_{\text{eff}} = \sum_i n_i Z_i^{\gamma} / n_e$ بار یونی موثر^۳، T_e دمای الکترون، m_e جرم الکترون و K_0 تابع بسل تعمیم یافته، α فاکتور رقیق‌شدگی پلاسمای، $\gamma = T_p/T_e$ نسبت دمای فوتونی به دمای الکترونی و $\varepsilon = E/T_e$ متغیر بدون بعد انرژی است که در آن E چگالی انرژی فوتون‌ها است که به صورت زیر نوشته می‌شود [۱۲]:

$$E_R = \frac{\lambda \pi T_e^{\gamma}}{h^{\gamma} c^{\gamma}} \int_0^{\infty} d\varepsilon \varepsilon^{\gamma} \frac{1}{e^{\alpha+\varepsilon/\gamma} - 1} = \frac{\lambda \pi T_p^{\gamma}}{h^{\gamma} c^{\gamma}} \int_0^{\infty} dy y^{\gamma} \frac{1}{e^{\alpha+y} - 1} = \frac{\lambda \pi T_p^{\gamma}}{h^{\gamma} c^{\gamma}} F(\alpha) \quad (3)$$

تابع $F(\alpha)$ تابع فاکتور رقیق‌شدگی پلاسمای است که به صورت:

$$F(\alpha) = \int_0^{\infty} dy y^{\gamma} \frac{1}{e^{\alpha+y} - 1} \quad (4)$$

نوشته می‌شود. تغییرات چگالی انرژی فوتونی نسبت به چگالی فضایی، $x = \rho_0 r$ ، که در آن ρ_0 چگالی اولیه و r شعاع لکه داغ است را می‌توان به صورت زیر بیان کرد [۱۲، ۱۴]:

$$\frac{\partial E_R}{\partial x} = \frac{3\pi}{h^{\gamma} c^{\gamma}} T_p^{\gamma} F \frac{\partial T_p}{\partial t} + \frac{\lambda \pi}{h^{\gamma} c^{\gamma}} T_p^{\gamma} \frac{dF}{d\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial x} \quad (5)$$

1. Bremsstrahlung Radiation
2. Compton Scattering Effect
3. Effective Ion Charge



در معادلات ۱۷ و ۱۸، E_α ، $f_{\alpha i}$ و $f_{\alpha e}$ به ترتیب انرژی ذرات آلفا، کسری از انرژی ذرات آلفا منتقل شده به یون‌ها و کسری از انرژی ذرات آلفا منتقل شده به الکترون‌هاست. همچنین P_{ie} آهنگ انتقال انرژی از یون‌ها به الکترون‌ها به واسطه برخوردهای کولنی است که با رابطه زیر بیان می‌شود [۱۸]:

$$P_{ie} = \frac{\epsilon}{\sqrt{\pi}} v_c n_i \left[\frac{m_e}{m_D} + \frac{m_e}{m_T} + \epsilon \left(\frac{n_{io} - n_i}{n_i} \right) \frac{m_e}{m_\alpha} \right] \times \left(\frac{m_e c^2}{T_e} \right)^{2.5} \ln(\Lambda) (T_i - T_e) \quad (20)$$

در معادله ۲، بار یونی مؤثر Z_{eff} با وجود ناخالصی در سوخت گداخت که ترکیبی از دوتریم و تریتیم است به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$Z_{eff} = \frac{\sum_i n_i Z_i^2}{n_e} = \frac{n_D + n_T + n_{imp} z_{imp}^2}{n_e} = \frac{n_D + n_T}{n_e} + \frac{n_{imp} z_{imp}^2}{n_e} \quad (21)$$

از طرفی چگالی الکترونی کل در داخل پلاسما عبارت است از:

$$n_e = n_D z_D + n_T z_T + n_{imp} z_{imp}, \quad (n_D = n_T = 1) \quad (22)$$

به‌طوری‌که:

$$\frac{n_e}{n_e} = \frac{n_D + n_T}{n_e} + \frac{n_{imp} z_{imp}}{n_e} \rightarrow \frac{n_D + n_T}{n_e} = 1 - \frac{n_{imp} z_{imp}}{n_e} \quad (23)$$

پس در معادله ۲ بار مؤثر یونی را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$Z_{eff} = 1 - \frac{n_{imp}}{n_e} z_{imp} + \frac{n_{imp}}{n_e} z_{imp}^2 \quad (24)$$

که در آن n_{imp} چگالی یونی و z_{imp} عدد اتمی هسته ناخالصی است. همان‌طور که مشخص است با بزرگ‌تر شدن عدد اتمی هسته ناخالصی، بار مؤثر یونی بزرگ‌تر می‌شود.

با استفاده از رهیافت فارولو معادله ۵ به‌صورت زیر نوشته می‌شود [۱۴، ۱۷]:

$$\frac{\partial T_P}{\partial x} = -\frac{3}{4x} T_P - \frac{1}{4} T_P \frac{\partial F}{\partial \alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial x} + \frac{q_P(r, T_e, T_P)}{\frac{32\pi}{h^3 c^3} T_P^3 F(\alpha) \rho_0 U_{max}} \quad (12)$$

در معادله بالا، اگر تغییرات فاکتور رقیق‌شدگی نسبت به $x = \rho_0 r$ صفر باشد یعنی حالتی که تابع توزیع انرژی فوتون‌ها به صورت تابش سیاه یا پلانکی است، در این صورت با معرفی $C_{Vr} = 16 \frac{1}{\rho_0} \frac{\sigma_{SB}}{c} T_R^3$ به‌عنوان گرمای ویژه تابش، تغییرات دمای تابش نسبت به $x = \rho_0 r$ به‌صورت زیر است [۱۴، ۱۷]:

$$\frac{dT_R}{dx} = -\frac{3}{4x} T_R + \frac{q_R(r, T_e, T_R)}{U_{max} C_{Vr}} \quad (13)$$

تغییرات دمای الکترونی و یونی نسبت به متغیر $x = \rho_0 r$ نیز به‌صورت:

$$\frac{dT_i}{dx} = -\frac{3}{x} T_i + \frac{q_i(x, T_i, T_e)}{C_{Vi} U_{max}} \quad (14)$$

$$\frac{dT_e}{dx} = -\frac{3}{x} T_e + \frac{q_e(x, T_i, T_e, T_R)}{C_{Ve} U_{max}} \quad (15)$$

در معادله ۱۲، ۱۳، ۱۴ و ۱۵ جملات $q_P(r, T_e, T_P)$ ، $q_i(x, T_i, T_e)$ ، $q_e(x, T_i, T_e, T_R)$ و $q_R(r, T_e, T_R)$ ترتیب آهنگ انرژی منتقل شده به فوتون‌ها در توزیع بوز-اینشتین، فوتون‌ها در توزیع پلانکی، یون‌ها و الکترون‌ها در واحد جرم سوخت و در واحد زمان است که روابط آن‌ها در معادلات ۱۶ الی ۱۹ نشان داده شده است [۱۷]:

$$q_P(x, T_e, T_P) = P_{rad} = \frac{\partial E_P}{\partial t} = P_B + P_C \quad (16)$$

$$q_R(x, T_e, T_R) = P_{rad} = \frac{\partial E_R}{\partial t} = P_B + P_C \quad (17)$$

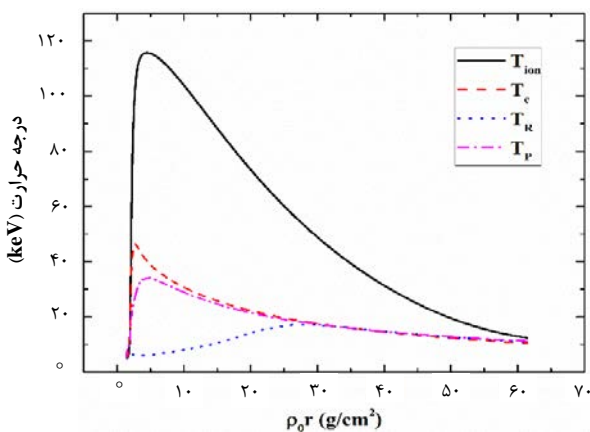
$$q_i(x, T_i, T_e) = E_\alpha f_{\alpha i} n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} - P_{ei} \quad (18)$$

$$q_e(x, T_i, T_e, T_P) = E_\alpha f_{\alpha e} n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} + P_{ei} - P_{rad} \quad (19)$$



معادله تغییرات دمای الکترون‌ها، معادله تغییرات دمای فوتون‌ها با تابع توزیع انرژی بوز- انیشتینی و معادله تغییرات دمای فوتون‌ها با تابع توزیع انرژی پلانکی برحسب چگالی فضایی به روش رونگ کوتای مرتبه چهارم حل شده‌اند. شرایط اولیه برای شروع احتراق، در ابتدا برای سوخت بدون ناخالصی با چگالی یونی یکسان $n_D = n_T = 1.2044 \times 10^{25} \text{ cm}^{-3}$ برای دوتریم و تریتم، دمای اولیه یکسان برای اجزای پلازما به صورت $T_{i_0} = T_{e_0} = T_{R_0} = T_{P_0} = 5 \text{ keV}$ و فاکتور رقیق‌شدگی $\alpha = 0$ در نظر گرفته شده است. پارامتر بحرانی احتراق برای شروع احتراق در این حالت 1.5 g/cm^2 محاسبه شده است و نتایج آن در شکل ۱ نشان داده شده است.

شرایط اولیه برای شروع واکنش‌های همجوشی با وجود ناخالصی، با چگالی عددی یونی و چگالی جرمی یکسان با حالت قبلی در نظر گرفته شده است اما دمای اولیه اجزای پلازما با حضور ناخالصی $T_{i_0} = T_{e_0} = T_{R_0} = T_{P_0} = 5 \text{ keV}$ و پارامتر بحرانی احتراق 3 g/cm^2 محاسبه شده است. همان‌طور که از معادله ۲ مشخص است وجود ناخالصی باعث افزایش بار مؤثر یونی Z_{eff} و به تبع آن افزایش توان اتلاف تابش ترمزی (جمله اول معادله ۲) می‌شود و در نتیجه توان تابشی اتلافی کل افزایش می‌یابد. در شکل‌های ۲ و ۳ تغییرات دمای فوتون‌ها در دو حالت با تابع توزیع انرژی بوز- انیشتینی و توزیع پلانکی با وجود ناخالصی طلا در درصدهای مختلف ۰/۳، ۰/۵، ۱ و بدون ناخالصی ترسیم شده است. همان‌طور که از معادلات ۱۲، ۱۳، ۱۶ و ۱۷ واضح است با افزایش میزان ناخالصی، توان تابش ترمزی و در نتیجه دمای فوتون‌ها افزایش می‌یابد.



شکل ۱. تغییرات دمای اجزای پلازما در مدل چهار دمایی با شرایط اولیه $T_{i_0} = T_{e_0} = T_{R_0} = T_{P_0} = 5 \text{ keV}$ ، $\rho_0 = 1.0 \text{ g/cm}^3$ و پارامتر بحرانی احتراق $x = \rho_0 r_0 = 1.4 \text{ g/cm}^2$

معادلات تغییرات چگالی عددی یون‌های دوتریم (n_D) و تریتم (n_T) که در معادلات ۱۷ و ۱۸ ظاهر شده‌اند، از جمله معادلات مورد نیاز در تعیین رفتار پلاسماست که به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود:

$$\frac{dn_D}{dt} = -n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} - \frac{n_D^2}{2} \langle \sigma v \rangle_{DD} \quad (25)$$

$$\frac{dn_T}{dt} = -n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} + \frac{n_D^2}{4} \langle \sigma v \rangle_{DD} \quad (26)$$

که با تغییر متغیر $\rho_0 U_{max} dt = dx$ می‌توان آن‌ها را برحسب چگالی فضایی $x = \rho_0 r$ نوشت. در ادامه و در بخش بعد، اثرات ناخالصی در سوخت را بر کل فرایند احتراق همجوشی دوتریم-تریتم بررسی می‌نماییم.

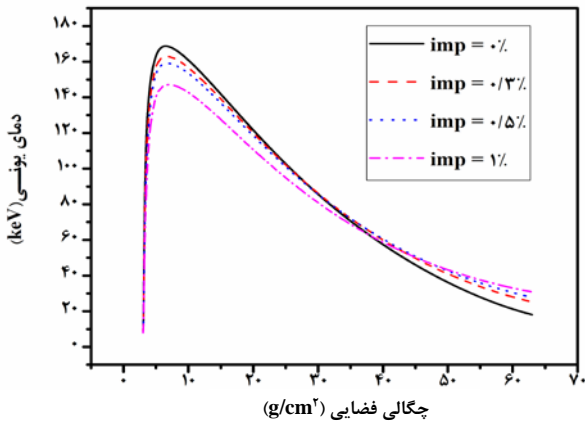
۳. بحث و نتایج

در این مقاله اثر ناخالصی هسته سنگین طلا بر کلیه فرایندهای احتراق یک پلاسمای غیرتعادلی مورد مطالعه قرار گرفته است. رهیافت دنبال شده در این مقاله بسط مدل سه دمایی نایاک^۱ به مدل چهار دمایی کیم مولویگ^۲ در پلاسمای همجوشی است. مدل سه دمایی حالت خاصی از تئوری چهار دمایی با فاکتور رقیق‌شدگی $\alpha = 0$ است. در مدل سه دمایی فرض بر این است که پلازما در کل فرایند آفرورش از نظر اپتیکی ضخیم^۳ است اما این فرض فقط در انرژی‌های پایین صحیح است. با افزایش دمای فوتون‌ها، در انرژی خاصی که به آن انرژی قطع^۴ گفته می‌شود آهنگ پراکندگی کامپتون با آهنگ تابش ترمزی برابر می‌شود به طوری که بالاتر از این انرژی پلازما از نظر اپتیکی نازک^۵ و تابع توزیع انرژی فوتون‌ها، بوز- انیشتینی و پایین‌تر آن از نظر اپتیکی ضخیم و تابع توزیع انرژی فوتون‌ها، پلانکی (تابش جسم سیاه^۶) می‌باشد.

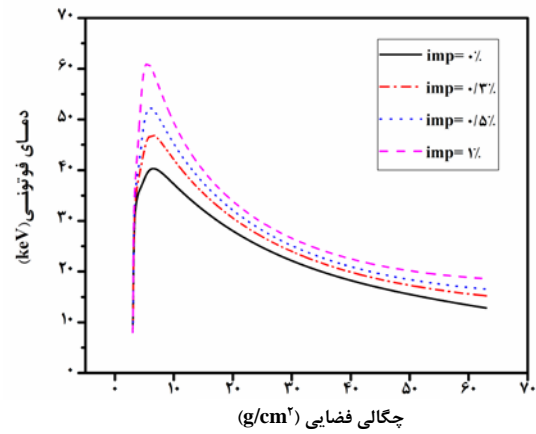
برای رسیدن به درک صحیح از رفتار اجزای پلازما در حضور ناخالصی طلا، ۷ معادله دیفرانسیل مرتبه اول غیرخطی جفت شده که شامل معادله تغییرات چگالی عددی یونی دوتریم، معادله تغییرات چگالی عددی یونی تریتم، معادله تغییرات فاکتور رقیق‌شدگی و معادله تغییرات دمای یون‌ها،

1. Nayak
2. Kim Molvig
3. Optically Thick
4. Cut off Energy
5. Optically Thin
6. Black Body Radiation

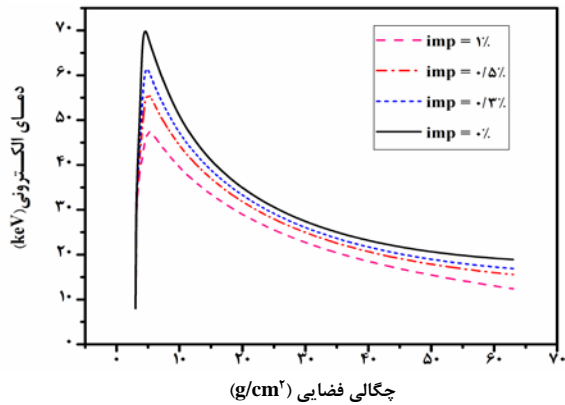




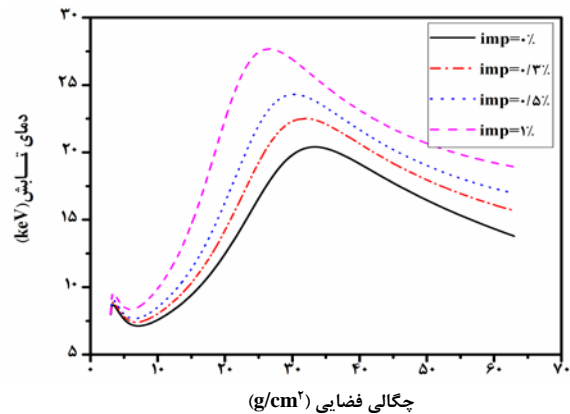
شکل ۴. تغییرات دمای یونی برحسب چگالی فضایی در سوخت همجوشی DT در نسبت‌های ناخالصی مختلف ۰، ۰٫۳، ۰٫۵ و ۱ درصد.



شکل ۲. تغییرات دمای فوتونی در توزیع بوز- انیشتین برحسب چگالی فضایی در سوخت همجوشی DT در نسبت‌های ناخالصی مختلف ۰، ۰٫۳، ۰٫۵ و ۱ درصد.



شکل ۵. تغییرات دمای الکترونی برحسب چگالی فضایی در سوخت همجوشی DT در نسبت‌های ناخالصی مختلف ۰، ۰٫۳، ۰٫۵ و ۱ درصد.



شکل ۳. تغییرات دمای فوتونی در توزیع پلانکی برحسب چگالی فضایی در سوخت همجوشی DT در نسبت‌های ناخالصی مختلف ۰، ۰٫۳، ۰٫۵ و ۱ درصد.

۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله، شرایط احتراق گرما هسته‌ای ICF در سوخت هم مولار از دوتریم و تریتم در یک پلاسمای غیرتعادلی با حضور ناخالصی طلا مورد مطالعه قرار گرفته است. نتایج استخراج شده از حل معادلات احتراق اجزای پلاسمای در حالت غیرتعادلی نشان می‌دهد وجود ناخالصی در سوخت، باعث افزایش توان اتلافی تابش ترمزی و به تبع آن دمای فوتونی می‌گردد. به دلیل جفت‌شدگی دمای فوتون‌ها با الکترون‌ها مطابق اثر کامپتون و همچنین جفت‌شدگی الکترون‌ها با یون‌ها به واسطه برهم‌کنش‌های کولنی، افزایش دمای فوتونی باعث کاهش دمای یونی و الکترونی می‌شود. از طرفی به دلیل بالاتر بودن میزان توان اتلافی، رسیدن به حداقل شرایط لازم برای تشکیل لکه داغ و حفظ حالت خود نگه‌دار یعنی وضعیتی که در آن انرژی هسته‌ای تولید شده بر اثر واکنش‌های همجوشی بر عوامل منفی مؤثر بر احتراق غلبه نماید مشکل‌تر فراهم می‌شود به عبارت دیگر وجود ناخالصی باعث افزایش دمای اولیه اجزای پلاسمای و همچنین پارامتر بحرانی احتراق جهت شروع واکنش‌های همجوشی می‌گردد.

از طرفی چون الکترون‌ها از طریق تابش ترمزی با فوتون‌ها در برهم‌کنش هستند، افزایش توان تابشی منجر به کاهش انرژی الکترون‌ها خواهد شد. پس همان‌طور که در شکل ۴ مشخص است افزوده شدن میزان ناخالصی در سوخت باعث افزایش توان تابش ترمزی و در نتیجه کاهش دمای الکترون‌ها خواهد بود. تنها سازوکار برهم‌کنش یون‌ها و الکترون‌ها در محیط پلاسمای از طریق برخورد‌های کولنی است که با وجود ناخالصی، انرژی الکترون‌هایی که با یون‌ها برخورد می‌کنند کم‌تر از حالتی است که ناخالصی در سوخت وجود ندارد، پس مطابق رابطه ۲۰ اندازه توان P_{ie} که نقش منفی در انرژی یون‌ها ایفا می‌کند با وجود ناخالصی، بزرگ‌تر از حالتی است که سوخت به صورت خالص اختیار شده است در نتیجه دمای یون‌ها همان‌طور که در شکل ۵ نشان داده شده است در حضور ناخالصی در مقایسه با حالت خالص کوچک‌تر است.

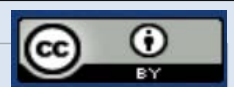


مراجع

1. R. Betti, O.A. Hurricane, *Inertial-confinement fusion with lasers*, *Nat. Phys.*, **12**, 435 (2016).
2. J.D. Zuegel, et al., *Laser Challenges for Fast Ignition*, *Fusion Sci. Technol.*, **49**, 453 (2006).
3. C.J. Davie, R.G. Evans, *Symmetry of Spherically Converging Shock Waves through Reflection, Relating to the Shock Ignition Fusion Energy Scheme*, *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 185002 (2013).
4. H. Hora, et al, *High-gain volume ignition for inertial confinement fusion (ICF)*, *AIP Conference Proceedings*, **318**, 325 (1994).
5. H. Hora, *Extraordinary strong jump of increasing laser fusion gains experienced at volume ignition for combination with NIF experiments*, *Laser Part. Beams*, **31**, 229 (2013).
6. A. Caruso, C. Strangio, *Ignition thresholds for deuterium-tritium mixtures contaminated by high-Z material in cone-focused fast ignition*, *J. Exp. Theor. Phys.*, **97**, 948 (2003).
7. D.B. Zou, et al, *Tunable proton stopping power of deuterium-tritium by mixing heavy ion dopants for fast ignition*, *High Energy Density Phys.*, **18**, 1 (2016).
8. S.Yu. Gus'kov, et al, *Effect of inactive impurities on the burning of ICF targets*, *Plasma Phys. Rep.*, **37**, 1020 (2011).
9. M. Najjar, B. Khanbabaie, *Effects of carbon impurity on the ignition of deuterium-tritium targets under the relativistic shock waves*, *Phys. Plasmas*, **26**, 032709 (2019).
10. S. Atzeni, *2-D Lagrangian studies of symmetry and stability of laser fusion targets*, *Comp. Phys. Commn*, **43**, 107 (1986).
11. N.A. Tahir, et al, *Method of solution of a three-temperature plasma model and its application to inertial confinement fusion target design studies*, *J. Appl. Phys.*, **60**, 898 (1986).
12. K. Molvig, et al, *Photon coupling theory for plasmas with strong Compton scattering: Four temperature theory*, *Phys. Plasmas*, **16**, 023301(2009).
13. R.K. Patria, *Statistical Mechanics 2nd Edition Waterloo, Canada*, (1996).
14. M. Nazirzadeh, A. Ghasemizad, B. Khanbabaie, *Determination of DT critical burn up parameter by four temperature theory*, *Phys. Plasma*, **22**, 122709 (2015).
15. Y.B. Zeldovich, Y.P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*, *Academic Press*, New York, Volume-I (1996).
16. E.N. Avrorin, L.P. Feoktistov, L.I. Shibarshov, *Ignition criterion for pulse fusion targets*, *Sov. J. Plasma Phys*, **6**, 527 (1980).
17. B. Nayak, S.V.G. Menon, *Thermonuclear burn of DT and DD fuels using three-temperature model: Non-equilibrium effects*, *Laser and Particle Beams*, **30**, 517 (2012).
18. S. Sarvar, H.K. Na, J.M. Park, *Effective ion charge (Zeff) measurements and impurity behavior in KSTAR*, *Review of Scientific Instrument*, **89**, 043504 (2018).

COPYRIGHTS

©2021 The author(s). This is an open access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution (CC BY 4.0), which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, as long as the original authors and source are cited. No permission is required from the authors or the publishers.



استناد به این مقاله

مهدی نظیرزاده، بابک خان بابایی، حمیدرضا البرزینیا (۱۴۰۲)، مطالعه اثر ناخالصی Au بر شرایط احتراق سوخت DT در پلاسمای همجوشی به روش محصورسازی لختی، ۱۰۶، ۱۴۸-۱۵۴

DOI: [10.24200/nst.2022.1214.1788](https://doi.org/10.24200/nst.2022.1214.1788)

Url: https://jonsat.nstri.ir/article_1523.html

