



## بررسی انتقال حرارت از لکه داغ در پلاسماهای همجوشی

محمدیان پورطالاری، علیرضا\*

استادیار گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، واحد صوفیان، دانشگاه آزاد اسلامی، صوفیان، ایران

### چکیده:

انتقال حرارت و انتشار امواج واکنش گرما هسته‌ای در پلاسماهای تولید شده توسط لیزر نقش مهمی را در همجوشی محصور شدگی لختی ایفا می‌کند. با آزاد شدن انرژی پالس‌های لیزری پرتوان در درون پلاسما و گرمایش غیر یکنواخت آن، شار حرارتی ایجاد شده و از طریق هدایت حرارتی الکترونها انتقال می‌یابد. به علت سبک بودن جرم الکترونها در مقایسه با جرم یونها، الکترونها وظیفه انتقال حرارت را بر عهده می‌گیرند و دارای هدایت حرارتی بسیار بیشتری نسبت به یونها می‌باشند. در این مقاله معادله هدایت حرارتی غیر خطی الکترون در فرآیند انتقال حرارت از لکه داغ مرکزی حل شده است. نتایج بدست آمده نشان می‌دهند که به ازای انرژی ورودی  $E_{in} = 7.5 \times 10^{15} \text{ erg}$ ، انرژی آستانه همجوشی سوخت دوتریوم-تری‌تیوم برابر می‌گردد که نسبت به نتایج محققین قبلی کاهش مناسبی یافته است.  $E_{threshold} \approx 4.9 \times 10^{15} \text{ erg / cm}^2$

کلمات کلیدی: همجوشی، محصور شدگی لختی، واکنش گرما هسته‌ای، انرژی آستانه

### مقدمه:

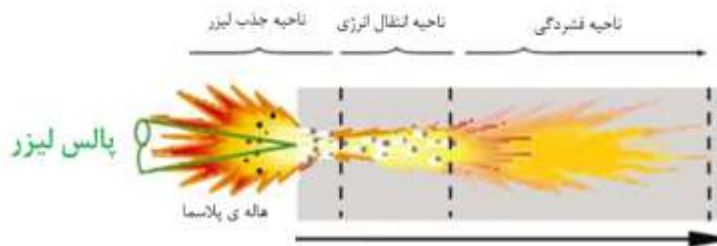
در چندین دهه گذشته، نقش مهم و برجسته هدایت حرارتی در مراحل اولیه اندرکنش لیزر با هدفهای جامد حاوی سوخت هسته‌ای و انتقال سریع انرژی به درون ماده هدف به صورت گسترده‌ای درک شده است. در همجوشی محصور شدگی لختی، انرژی آزاد شده توسط پالس لیزر، باعث گرمایش پلاسما تا دماهای بالا می‌شود و در نتیجه یک شار حرارتی از الکترونها ایجاد شده و از طریق هدایت حرارتی انتقال می‌یابد [۱]. در اغلب پلاسماهای تولید شده توسط لیزر، انتقال انرژی هیدرودینامیکی به طور قابل توجهی بیشتر از هدایت حرارتی صورت می‌گیرد. با این حال، در اندرکنش پالس‌های لیزری پرتوان با طول پالس کوتاه، انتقال انرژی هیدرودینامیکی فرصتی برای توسعه نخواهد داشت و لذا در این موارد هدایت حرارتی غالب است و عمده‌تاً توسط الکترونها که سبک‌تر و سریع‌تر از یونها هستند، انجام می‌شود [۲].

در دماهای پائین، هدایت حرارتی عادی به عنوان یک مکانیزم مفید برای انتقال حرارت به کار می‌رود. ولی در دماهای بالا، مکانیزم دیگری از هدایت حرارتی برای انتقال حرارت به کار می‌رود که به آن هدایت حرارتی تابشی می‌گویند. تفاوت اساسی بین فرآیندهای هدایت حرارتی عادی و تابشی اینست که ضریب هدایت حرارتی عادی دارای تغییرات بسیار ناچیزی است و عملاً آنرا ثابت در نظر می‌گیریم و در نتیجه معادله هدایت حرارتی خطی می‌باشد، ولی ضریب

هدایت حرارتی تابشی به شدت وابسته به دما بوده و معادله هدایت حرارتی غیرخطی می‌باشد [۳]. در این مقاله، با استفاده از روش همانندی و با اعمال شرایط مرزی اولیه مناسب، حل جدیدی برای معادله هدایت حرارتی غیرخطی الکترون در فرآیند انتقال حرارت از لکه داغ در پلاسماهای همجوشی ارائه شده است.

### انتقال حرارت در پلاسماهای همجوشی :

در اثر اندرکنش پالس های لیزری قوی و پرتوان با سطح هدف جامد حاوی مواد قابل گداخت، پلاسماهای داغ و چگال از طریق آزاد شدن انرژی در درون هدف تولید می‌شوند. امواج حرارتی ناشی از این واکنش های گرما هسته‌ای نقش بسیار مهمی را در همجوشی محصور شدگی لختی ایفا می‌کنند. اگر آهنگ واکنش گرما هسته‌ای سریع باشد، در اینصورت انرژی آزاد شده توسط لیزر در پلاسما انباشته شده و باعث بوجود آمدن یک موج حرارتی می‌گردد. آهنگ واکنش گرما هسته‌ای ابتدا به طور سریع افزایش می‌یابد، سپس با افزایش دمای پلاسما کاهش می‌یابد. چون ناحیه همجوشی از نظر اپتیکی نازک می‌باشد، بنابراین تمام تابش گسیل شده از پلاسما، از این ناحیه موج حرارتی آزاد می‌شود و در نتیجه یک موج حرارتی ایجاد می‌گردد و از طریق هدایت حرارتی الکترونها انتشار می‌یابد [۴] :



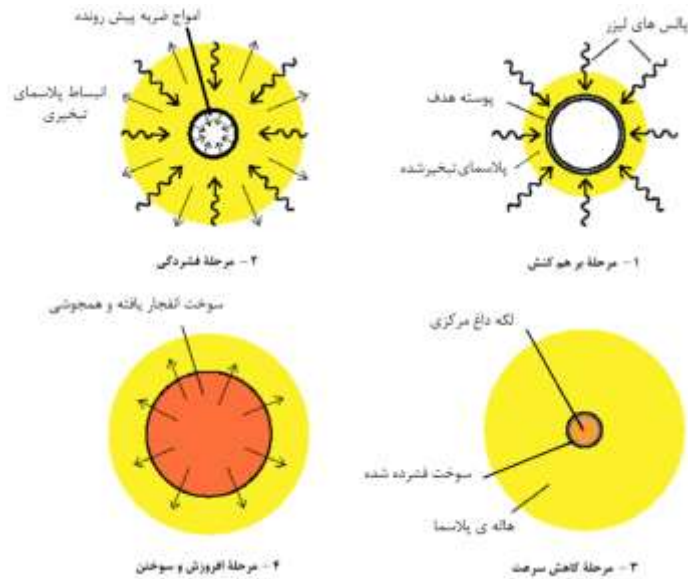
شکل ۱ : طرحواره ای از برخورد لیزر با هدف و نواحی پلاسمایی تشکیل یافته

### مکانیزم تولید لکه داغ :

در تابش دهی مستقیم هدف با لیزر، باریکه‌های پرتوان لیزری از جهت‌های مختلف به طور مستقیم بر روی سطح خارجی یک هدف حاوی سوخت هسته‌ای متمرکز می‌شوند و در اثر جذب انرژی فوتونهای نور لیزر، سطح خارجی هدف تبخیر می‌شود. ذرات تبخیر شده از سطح به سرعت به سمت بیرون پرتاب می‌شوند و اندازه حرکت ناشی از آنها به صورت امواج ضربه به سمت مرکز هدف انتشار می‌یابد. این امواج پرفشار با پیشروی به سمت مرکز هدف با دقتی در حدود  $10^{-11}$  ثانیه در مرکز هدف به یکدیگر می‌رسند و سوخت درون هدف را در هم می‌فشارند. اگر فشار پلاسمای پدید آمده در مرکز هدف از فشار بیرونی نگهدارنده پلاسما بیشتر نباشد و شرایط لازم برای چگالی و دمای سوخت نیز برقرار باشد، در اینصورت احتمال وقوع واکنش همجوشی میسر می‌شود. مراحل مختلف مکانیزم تولید لکه داغ عبارتند از [۶] :



- ۱- اولین مرحله، مرحله بر هم کنش است که در آن انرژی پالس لیزر به هدف حاوی سوخت هسته‌ای انتقال می‌یابد. وقتی نور لیزر با سطح خارجی هدف بر هم کنش می‌کند، فوراً پلاسمایی ایجاد می‌شود و به سرعت به سمت خارج این سطح انبساط می‌یابد.
- ۲- دومین مرحله، مرحله فشردگی است که میزان فشردگی در آن تا اندازه زیادی به موفقیت آمیز بودن مرحله قبل یعنی مرحله بر هم کنش بستگی دارد. به عبارت دیگر هر چه پالس لیزر به طور یکنواخت بر روی سطح خارجی هدف جامد تابیده باشد و جفت شدگی مؤثری بین پالس لیزر با هدف انجام گرفته باشد، در اینصورت فشردگی بیشتر و بهتری اتفاق می‌افتد.
- ۳- سومین مرحله، مرحله کاهش سرعت است و زمانی آغاز می‌گردد که قسمت داخلی سوخت به مرکز هدف می‌رسد. آخرین ضربه ناشی از پالس‌های پی در پی و متوالی لیزری باید در موقعی عمل کند که اولین ضربه ناشی از آنها روی سوخت فشرده شده در مرکز هدف عمل می‌کند. بنابراین زمان بندی ضربه‌ها برای موفقیت آمیز بودن این مرحله ضروری می‌باشد.
- ۴- چهارمین مرحله، مرحله افروزش و سوختن است و زمانی اتفاق می‌افتد که شرایط برای چگالی و دما در ناحیه لکه داغ مناسب باشد. در این مرحله، ذرات آلفای تولید شده انرژی خودشان را در ناحیه مرکزی هدف تخلیه می‌کنند و سریعاً این ناحیه را داغ می‌کنند. ولی در اثر فرار نوترونهای ناشی از گداخت و هدایت حرارتی الکترونها، انرژی حرارتی از ناحیه لکه داغ به ناحیه بیرونی سوخت منتقل می‌شود و در نتیجه دمای نواحی بیرونی نیز افزایش یافته و افروزش به سمت بیرون انتشار می‌یابد و این انتهای فرآیند همجوشی است.



شکل ۲: طرحواره‌ای از مراحل مختلف تولید لکه داغ در پلاسمای همجوشی

### فرمول‌بندی ریاضی :

در این بخش، فرمول‌بندی مسأله هیدرودینامیکی انتشار امواج حرارتی در واکنش هسته‌ای دوتریم-تریتیوم ارائه شده است. معادلات هیدرودینامیکی که ساختار و رفتار یک موج حرارتی را در یک پلاسمای توصیف می‌کنند، شامل معادله پیوستگی چگالی، معادله آهنگ واکنش و معادله دمای الکترون می‌باشند. معادلات پیوستگی چگالی و آهنگ واکنش را می‌توان با هم ترکیب کرد و معادلات زیر را بدست آورد:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2u}{r} \right) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial Y}{\partial t} + u \frac{\partial Y}{\partial r} = W \quad (2)$$

که در آنها  $\rho$  چگالی جرمی،  $u$  سرعت جرمی و  $Y$  کسری از ماده سوخته شده است که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$Y = \frac{n_\alpha + n_n}{n_D + n_T + n_\alpha + n_n} \quad (3)$$

تابع آهنگ واکنش گداخت  $W$  برای پلاسمایی شامل ترکیب مساوی از دتریوم و تریتیوم باشد، در اینصورت آهنگ واکنش گداخت برای چنین پلاسمای داغی از رابطه زیر بدست می‌آید:



$$W = \frac{n^2}{3} \langle \sigma V \rangle_{nr} \quad (4)$$

که در آن:

$$\langle \sigma V \rangle_{nr} = 3.7 \times 10^{-12} T_i^{-2/3} \exp(-20T_i^{-1/3}) \quad (5)$$

معادله دمای الکترون عبارتست از:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_e}{\partial t} + u \frac{\partial T_e}{\partial r} = & - \frac{2m_i}{3k_b \rho} P_e \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u) + \frac{8m_i}{3k_b \rho} \mu_e \left(\frac{u}{r}\right)^2 + \frac{2m_i}{3k_b \rho} \mu_e \left(\frac{\partial u}{\partial r}\right)^2 + \\ & + \frac{8m_i}{3k_b \rho} \mu_e \frac{u}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2m_i}{3k_b \rho} \left[ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 K_e \frac{\partial T_e}{\partial r}) \right] + W_e + \frac{T_i - T_e}{\tau_{ei}} - A \rho T_e^{1/2} \end{aligned} \quad (6)$$

که در آن  $E_\alpha$  انرژی ذرات  $\alpha$  و تابع  $f$  کسری از ذرات  $\alpha$  می‌باشد که توسط الکترونها جذب شده است. همچنین  $\mu_e$  ضریب چسبندگی الکترونها،  $\tau_{ei}$  زمان تعادل الکترون- یون و  $A$  ثابت مربوط به تابش ترمزی هستند. ضریب هدایت حرارتی الکترونها از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$K_e = 1.89 \times \left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/2} \left(\frac{k_b^{7/2} T_e^{5/2}}{m_e^{1/2} e^4 \text{Ln} \Lambda}\right) \quad (7)$$

$W_e$  تابعی از  $W$  است و از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$W_e = (1-f) E_\alpha W \quad (8)$$

با در نظر گرفتن شرایط مرزی اولیه :

$$\rho(r,t)|_{t=0} = \rho_0 \quad (9)$$

$$u(r,t)|_{t=0} = 0$$

$$Y(r,t)|_{t=0} = 0$$

$$T_e(r,t)|_{t=0} \neq 0$$

$$W(\rho, Y, T_e)|_{t=0} = 0$$

$$u(r,t)|_{r=0} = 0$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial r}(r,t)|_{r=0} = 0$$

معادله (۶) به صورت زیر در می‌آید:

$$(10)$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{2m_i}{3k_b \rho} \left[ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 K_e \frac{\partial T_e}{\partial r}) \right] - \frac{T_e}{\tau_{ei}} - A \rho T_e^{1/2}$$



اگر از دو عبارت مربوط به تعادل و تابش ترمزی که در مقایسه با عبارت مربوط به هدایت حرارتی کوچک می‌باشند صرفنظر کنیم، در اینصورت معادله (۱۰) به صورت زیر ساده می‌شود:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{2m_i}{3k_b\rho} \left[ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 K_e \frac{\partial T_e}{\partial r}) \right] \quad (11)$$

با فرض ضریب  $a = (2m_i / 3k_b\rho)$  از معادله (۱۱) داریم:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = a \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 K_e \frac{\partial T_e}{\partial r}) \quad (12)$$

### حل معادله هدایت حرارتی غیر خطی الکترون :

از آنجایی که اکثر مسائل مربوط به هیدرودینامیک و پلاسما پیچیده هستند، بنابراین استفاده از روش همانندی اغلب مفید است. در این روش برای بدست آوردن پارامترهای بدون بعد مسأله، می‌توان به طور مستقیم از آنالیز ابعادی و بی‌بعدسازی معادلات استفاده کرد. چون در این مقاله تعداد پارامترها زیاد بوده و تمام این پارامترها روی مدل فیزیکی و جوابهای مسأله تأثیر دارند، بنابراین معادله هدایت حرارتی غیرخطی الکترون با بدست آوردن پارامترهای بدون بعد حل شده و یک جواب تحلیلی برای دمای الکترون بدست آمده است. با توجه به اینکه ضریب هدایت حرارتی الکترون به شدت وابسته به دمای الکترون است  $(K_e = aT_e^{5/2})$ ، بنابراین معادله (۱۲) را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = a \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 a T_e^{5/2} \frac{\partial T_e}{\partial r}) \quad (13)$$

این همان معادله هدایت حرارتی غیر خطی الکترون در انتشار حرارت از لکه داغ مرکزی (نقطه ای) است. چون در این معادله، دو متغیر مستقل (یعنی مکان  $r$  و زمان  $t$ ) و یک متغیر وابسته (یعنی دمای الکترون  $T_e$ ) وجود دارد، بنابراین راه حل همانندی این معادله را می‌توان از طریق جوابی به شکل زیر پیدا کرد:

$$T_e(r, t) = T_{0e} g(t) h(\xi) \quad (14)$$

متغیر همانندی  $\xi$  با رابطه زیر داده می‌شود:

$$\xi = \frac{r}{\dots}$$



که در آن  $r_0 \approx 1.06 \times 10^{-4} \text{ cm}$  مقیاس طولی اولیه می‌باشد که در این مقاله برابر با طول موج لیزر شیشه ای نئودیموم ( $Nd - glass$ ) در نظر گرفته شده است. عبارت  $g(t)$  وابستگی دمایی در مرز هدف، یعنی دمای اولیه الکترون  $T_{0e}$  را مشخص می‌کند. با جایگذاری معادلات (۱۴) و (۱۵) در معادله (۱۳) داریم:

(۱۶)

$$T_{0e} (\dot{g}h - gh' \xi \frac{\dot{\Theta}}{\Theta}) = \frac{5aT_{0e}^{7/2} g^{7/2} h^{3/2} h'^2}{\Theta} + \frac{aT_{0e}^{7/2} g^{7/2} h^{5/2} h''}{\Theta}$$

که در آن نقطه‌ها مشتقات زمانی و پریم‌ها مشتقات نسبت به  $\xi$  می‌باشند. معادله (۲۰) را می‌توان به صورت زیر نوشت:

(۱۷)

$$\left(\frac{\dot{\Theta}}{\Theta}\right) \left(\frac{\dot{g}\Theta}{\Theta} - \frac{\xi h'}{h}\right) = \frac{aT_{0e}^{5/2}}{\Theta^2} (h^{5/2} h')' h^{-1}$$

برای معادله (۱۷) ثابت‌های  $\psi$  و  $\eta$  را به شکل زیر تعریف می‌کنیم که هر دو پارامتر از طریق ماهیت فیزیکی مسأله تعیین می‌شوند:

(۱۸)

$$\frac{\dot{g}\Theta}{\Theta} \equiv \psi \quad \frac{\Theta\dot{\Theta}}{\Theta} \equiv \eta$$

حال جوابی به شکل  $g = \theta^\psi$  را برای معادله (۱۸) در نظر می‌گیریم. چون  $g(0) = 1$  است، بنابراین مقدار  $\theta(0) = 1$  خواهد بود، پس می‌توان نوشت:

(۱۹)

$$\Theta\dot{\Theta} = \Theta^{(\frac{5}{2})\psi} \eta$$

با توجه به تبدیلات فوق و با در نظر گرفتن مقیاس طولی اولیه به صورت  $r_0^2 = aT_{0e}^{5/2} \eta^{-1}$  می‌توانیم معادله (۱۷) را بر حسب متغیر همانندی  $\xi$  به شکل زیر بنویسیم:

(۲۰)

$$h\psi - h'\xi = \frac{5}{2} h^{3/2} h'^2 + h^{5/2} h''$$

اگرچه روش‌های عددی استاندارد برای حل این معادله وجود دارند، ولی هدف ما بدست آوردن یک جواب تحلیلی واقعی با استفاده از روش خود همانندی می‌باشد. برای این منظور تابع آزمایشی زیر را در نظر می‌گیریم:

(۲۱)

$$\varphi = 1 - \beta^2$$

که در آن  $\beta = \xi / \xi_0$  در نظر گرفته شده است. با فرض  $h = \varphi^{2/5}$  طوری که  $h(\xi_0) = \varphi^{2/5}(1) = 0$  باشد، داریم:

(۲۲)

$$h' = \frac{2}{5} \varphi^{-3/5} \varphi'$$

$$h'' = \frac{2}{5\xi_0^2} \left[ \left(-\frac{3}{5}\right) \varphi^{-8/5} \varphi'^2 + \varphi^{-3/5} \varphi'' \right] \quad (23)$$



با جایگذاری  $h$  و  $h'$  و  $h''$  در معادله (۲۰) داریم:

(۲۴)

$$\mathcal{L}\left[\left(\frac{5}{\tau}\right)\omega\omega' - \beta\omega'\right] = \left(\frac{5}{\tau}\right)\omega\omega'' + \omega'^2$$

رأس آن یک موج ضربه‌ی یونی وجود دارد. ناحیه‌ی ضربه‌ی یونی جلوتر از ناحیه‌ی گرمایی الکترون می‌باشد. تابش ترمزی باعث کاهش دمای الکترون می‌گردد، یعنی دما در ناحیه‌ی گرمایی الکترون کاهش می‌یابد و لذا ناحیه‌ی گرمایی الکترون کوتاهتر شده ولی ناحیه‌ی تعادلی طولانی‌تر می‌شود و در نتیجه دمای یونهای ضربه‌دار شده افزایش می‌یابد. بنابراین قدرت ضربه‌ی یونی تمایل دارد که از طریق تابش ترمزی الکترون افزایش یابد. با فرض  $\psi = -1$  و  $\zeta = 2$  داریم:

(۲۵)

$$\Theta(t) = \left[1 + \left(\frac{9}{\tau}\right)mt\right]^{2/9}$$

با جایگذاری  $h = \varphi^{2/5}$  در معادله (۲۱)، رابطه‌ی زیر بدست می‌آید:

(۲۶)

$$h(\xi) = (1 - \beta^2)^{2/5} = \left(1 - \frac{\xi^2}{\tau}\right)^{2/5}$$

حال با جایگذاری  $\xi$  از معادله (۱۹) و  $\xi_0$  و به شکل  $\xi_0 = \frac{r_f(t)}{\Theta(t)r_0}$  در معادله (۲۶) داریم:

(۲۷)

$$h(\xi) = \left[1 - \frac{r^2}{\tau}\right]^{2/5}$$

با جایگذاری  $h(\xi)$  از معادله (۲۷) در معادله (۱۴) و پس از اندکی محاسبه، جواب نهایی زیر برای دمای الکترون بدست می‌آید:

(۲۸)

(

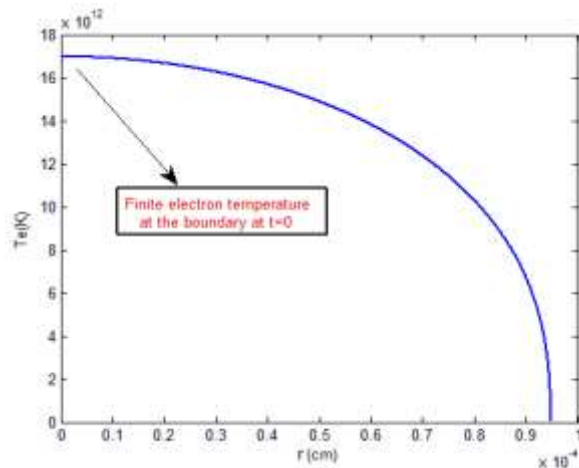
$$T_e(r, t) = \frac{T_0}{\left[1 + \left(\frac{19}{\tau}\right)aT_0^{5/2}t\right]^{6/19}} \left[1 - \frac{r^2}{\left(\frac{4}{\tau}\right)r^2 \left[1 + \left(\frac{19}{\tau}\right)aT_0^{5/2}t\right]^{4/19}}\right]^{2/5}$$

نتایج :

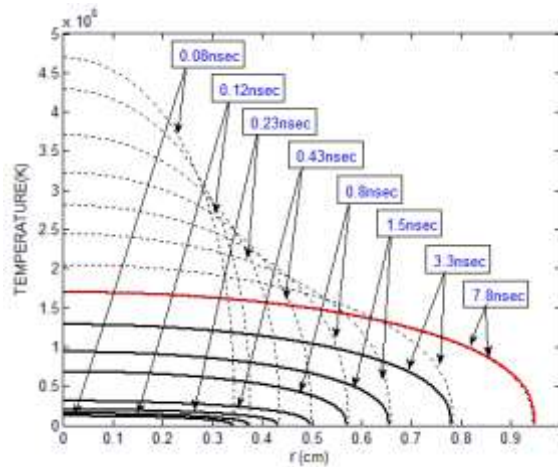
با استفاده از جواب بدست آمده، نمودارهای دمای الکترون به ازای انرژی ورودی ( $E_{in} = 7.5 \times 10^{15} \text{ erg.cm}^{-2}$ )



در لحظه برخورد پالس لیزری با هدف ( $t=0$ ) و در هر لحظه دلخواه بعد از انتشار موج گرما هسته ای ( $t>0$ ) رسم شده است :



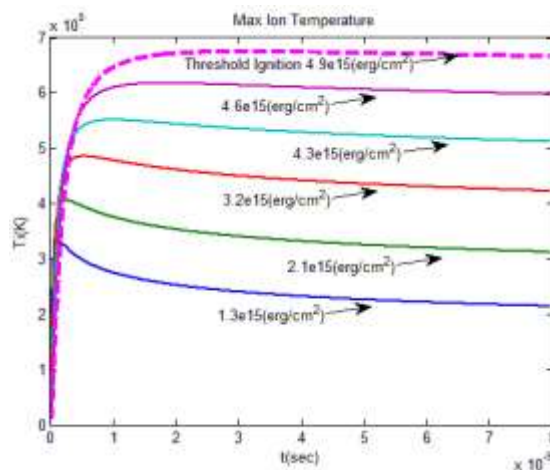
شکل ۳: نمودار دمای الکترون به صورت تابعی از مکان در  $t=0$



شکل ۴: نمودار دمای الکترون به صورت تابعی از مکان در  $t>0$

نتایج نشان می‌دهند که در  $t=0$ ، دمای محدود و واقعی برای الکترونها بدست آمده و با سپری شدن زمان رفته رفته دمای الکترونها کاهش می‌یابد. در واقع الکترونها از طریق هدایت حرارتی، دمای خود را به یونها منتقل نموده و یونها نیز گرمایش نواحی داخلی هدف را بر عهده می‌گیرند. در این شکل خطوط تیره رنگ منحنی های دمای الکترون و خطوط نقطه چین منحنی های دمای یونها را نشان می‌دهند.

برای تخمین انرژی آستانه همجوشی دوتریوم-تریوم، از معادلات هیدرودینامیکی شامل معادله پیوستگی چگالی، معادله آهنگ واکنش، معادله حرکت الکترونها و یونها، معادله دمای الکترون و معادله دمای یون در واکنش گرما هسته ای استفاده شده است. شکل زیر، منحنی‌های بیشینه دمای یون را به ازای مقدار انرژی ورودی یکسان ( $E_{in} = 7.5 \times 10^{15} \text{ erg.cm}^{-2}$ ) نشان می‌دهد:



شکل ۵: بیشینه دمای یون

نتایج بدست آمده نشان می‌دهند که به ازای انرژی ورودی  $E_{in} = 7.5 \times 10^{15} \text{ erg}$ ، انرژی آستانه همجوشی سوخت دوتریوم-تریوم برابر با  $E_{threshold}^* \approx 4.9 \times 10^{15} \text{ erg/cm}^2$  می‌گردد که نسبت به نتایج محققین قبلی کاهش مناسبی یافته است. انتظار می‌رود که فواید احتمالی حاصل از نتایج این مقاله، بتواند مبانی نظری درستی را برای انجام آزمایش‌های عملی در زمینه همجوشی محصورشدگی لختی فراهم نماید.

مرجع‌ها:

- [۱] Eliezer, S., (2002) “*The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas*”, IOP Publishing, Bristol.
- [۲] J Chu, M. S., (1972) “*Thermonuclear Reaction Waves at High Densities*”, J. Phys. Fluids, vol. 15, pp. 413–422.
- [۳] Zeldovich, Y.B. and Raizer, Y.B., (1967) “*Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena*”, vol. II, Academic Press, New York.
- [۴] Mohammadian Pourtalari, A., Jafarizadeh, M.A., and Ghoranneviss, M., (2013) “*Nonlinear Electron Heat Conduction Equation and Self-Similar Method for 1-D Thermal Waves in the Laser Heating of Solid Density DT Fuel*”, Numerical Heat Transfer, Part A, 63, pp. 55–73.



بیست و ششمین کنفرانس هسته‌ای ایران

۸۰۷ اسفندماه ۱۳۹۸ - دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی - تهران



- 
- [۴] Atzeni, S. and Meyer-ter-Vehn, J., (2004) “*The Physics of Inertial Fusion*”, Oxford University Press, Oxford, England.
- [۷] Mora, P. and Luciani, J. F., (1994) “*Nonlocal Electron Transport in Laser Created Plasmas*”, J. Laser Part. Beams, vol. 12, pp. 387–400.