

# بررسی جذب تابش ترمزی معکوس در پلاسماهای غیرمغناطیسی و غیرهمگن

## نرگس فیروزی فراشبندی<sup>۱\*</sup> و عبدالعزیز صید<sup>۲</sup>

۱. گروه آموزش فیزیک، دانشگاه فرهنگیان، تهران، ایران

۲. آزمایشگاه فیزیک پرتو و برهمکنش با ماده (PRIMALAB)، گروه فیزیک، دانشکده علوم ماده، دانشگاه باتنه ۱، باتنه، الجزایر

پست الکترونیکی نویسنده مسئول: [na.firouzi@cfu.ac.ir](mailto:na.firouzi@cfu.ac.ir)

### چکیده

یکی از راه‌های جذب انرژی لیزر توسط پلاسما در همجوشی گرما هسته‌ای، جذب تابش ترمزی معکوس نام دارد. در این فرآیند، نهشت انرژی از طریق تابش ترمزی معکوس توسط الکترون‌های پلاسما صورت می‌گیرد. در پژوهش کنونی، جذب تابش ترمزی معکوس در پلاسماهای غیرمغناطیسی و غیرهمگن محاسبه گردیده است. برای این کار، از تئوری جنبشی و معادلات فوکر-پلانک استفاده، و تابع توزیع ماکسولی بعنوان اولین تابع توزیع همسانگرد در نظر گرفته شده است. سپس یک راه حل عددی برای حل میدان الکتریکی لیزر و تابع پاشندگی پلاسما پیشنهاد شده است. پس از تعیین جذب تابش ترمزی معکوس، اثر طول موج لیزر و دمای الکترون‌های پلاسما بر روی میزان جذب مطالعه گردید. نتایج نشان داد که افزایش دمای الکترون و کاهش طول موج لیزر، میزان جذب در پلاسماهای غیرمغناطیسی و غیرهمگن را افزایش می‌دهد. در آخر نیز اختلاف در میزان جذب تابش ترمزی معکوس در پلاسماهای همگن و غیرهمگن بررسی شد.

**واژه‌های کلیدی:** همجوشی گرما هسته‌ای، جذب تابش ترمزی معکوس، تابع پاشندگی پلاسما، فوکر-پلانک.

### ۱. مقدمه

هسته‌ای را واکنش‌های گرما هسته‌ای نیز می‌نامند.

در همجوشی محصورشدگی لختی و همجوشی مغناطی-لختی، پس از تشکیل پلاسما، نور لیزر می‌تواند در پلاسما نفوذ کند به شرطی که چگالی پلاسما کمتر از چگالی بحرانی الکترون باشد. بیشترین میزان نور در سطح بحرانی (لایه بحرانی) یا نزدیک به آن جذب می‌شود.

جذب نور لیزر با روش‌های گوناگونی مانند جذب تابش ترمزی معکوس<sup>۱</sup> (جذب برخوردی)، جذب تشدید<sup>۲</sup> و یا جذب غیرعادی<sup>۳</sup> صورت می‌گیرد. در این میان سازوکار اصلی جذب

همجوشی هسته‌ای از اوایل قرن بیستم بعنوان فرآیند تولید انرژی در خورشید و ستارگان شناخته شده است. در همجوشی، تولید انرژی در مقیاس وسیع نیازمند انجام تعداد زیادی واکنش با یکدیگر است اما دافعه کولنی مانع جوش خوردن هسته‌ها با یکدیگر می‌شود. از این رو هسته‌ها با بدست آوردن انرژی جنبشی لازم بر این دافعه غلبه می‌کنند. این انرژی از طریق گرم کردن مواد تأمین می‌شود. به همین دلیل واکنش‌های همجوشی

۱. Inverse bremsstrahlung absorption

۲. Resonance absorption

۳. Anomalous absorption

کرد [۱۰]

$$Z(\xi) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-x^2)}{x - \xi} dx & \text{Im } \xi > 0 \\ \frac{1}{\sqrt{\pi}} PV \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-x^2)}{x - \xi} dx + i\sqrt{\pi} \exp(-\xi^2) & \text{Im } \xi = 0 \\ \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-x^2)}{x - \xi} dx + 2i\sqrt{\pi} \exp(-\xi^2) & \text{Im } \xi < 0 \end{cases} \quad (1)$$

که

$$\xi = \frac{\omega}{kv_T}, \quad \omega = \omega_r + i\gamma$$

$\omega$ ، بسامد،  $k$  عدد موج مختلط،  $v_T$  سرعت گرمایی الکترون و  $P.V$  به معنی انتگرال اصلی کوشی<sup>۵</sup> می‌باشد.

تلاش‌های قابل توجهی برای محاسبه عددی تابع پاشندگی اختصاص یافته است. این رویکردها از تکنیک‌هایی مانند روش‌های برازش تجربی، روش‌های درونیابی، روش‌های تبدیل فوریه، رویکردهای بسط سری، رویکردهای بسط مجانبی، رویکردهای بسط کسری ادامه دار، روش‌های تقریب منطقی، و روش‌های انتگرال‌گیری عددی استفاده می‌کنند.

این تابع علاوه بر فیزیک پلاسما در سایر زمینه‌ها مانند مطالعه پدیده‌های آکوستیک در گازهای رقیق‌شده با استفاده از روش‌های تئوری جنبشی نیز کاربرد دارد. در مواردی که نمی‌توان  $Z(\xi)$  را با یک فرمول مجانبی تقریب زد، جدول‌های فرایند<sup>۶</sup> و کنت<sup>۷</sup> با یک زیرروال متعارف رایانه‌ای قابل استفاده هستند.

در این مطالعه، هنگام محاسبه میدان الکتریکی لیزر و چگالی جریان الکترون، تابع پاشندگی پلاسما ظاهر می‌شود که در ادامه به تشریح آن پرداخته شده است.

### ۳. تقریب WKB

در برهمکنش لیزر با پلاسما بر عهده جذب تابش ترمزی معکوس است: میدان الکتریکی القایی لیزر، الکترون‌های پلاسما را به نوسان واداشته و انرژی این نوسان در اثر برخوردهای الکترون-یون به انرژی گرمایی تبدیل می‌شود، به چنین فرآیندی جذب تابش ترمزی معکوس گفته می‌شود [۸-۱].

در تئوری امواج خطی یا نوسانات در پلاسما داغ، وقتی که توزیع سرعت بدون اغتشاش به صورت ماکسولی در نظر گرفته شود چه میدان مغناطیسی وجود داشته باشد و چه از وجود آن صرف نظر شود، یک تابع معین از شناسه مختلط، تابع پاشندگی پلاسما، ظاهر می‌شود.

تابع پاشندگی پلاسما طیف وسیعی از کاربردها در فیزیک پلاسما، فیزیک یونوسفر، فیزیک فضا و غیره را دربر می‌گیرد. این تابع همچنین با تابع خطای مختلط<sup>۸</sup>، تابع احتمال مختلط<sup>۹</sup> یا تابع فادیوا<sup>۴</sup> مرتبط است و در حوزه‌های مختلف علم و فناوری بروز می‌کند [۹ و ۱۰].

در این پژوهش جذب تابش ترمزی معکوس در پلاسما غیرمغناطیسی و غیرهمگن، با در نظر گرفتن تابع توزیع ماکسولی تعیین گردیده است. در این محاسبات، تابع پاشندگی پلاسما ظاهر شده و بجای حل تقریبی، بصورت عددی و با کمک نرم‌افزار Mathematica محاسبه شده است. شرایط مرزی برای تعیین میزان جذب نیز با استفاده از تقریب WKB بدست آمده است.

جذب تابش ترمزی معکوس در سایر مطالعات با در نظر گرفتن پلاسما همگن و غیرمغناطیسی و یا پلاسما غیرهمگن و مغناطیسی تعیین شده است [۱۱-۱۳].

### ۲. تابع پاشندگی پلاسما

تابع پاشندگی پلاسما را می‌توان به صورت تحلیلی زیر بیان

۲. Plasma dispersion function

۳. Complex error function

۴. Complex probability function

۵. Faddeeva function

۶. Cauchy

۷. Fried

۸. Conte

هومر رید<sup>۱</sup> از دانشگاه MIT در سال ۲۰۱۵ برای حل معادله دیفرانسیل معمولی خطی مرتبه دوم که به صورت

$$\frac{d^2 u(x)}{dx^2} + \kappa^2(x) u(x) = 0 \quad (۲)$$

است، روش کوتاه و ساده‌تری را ارائه داد [۱۴].

او پیشنهاد داد که ابتدا معادله زیر را در نظر گرفته و تابع  $S_0(x)$  را محاسبه می‌کنیم

$$\dot{S}_0^2 = \kappa^2 \rightarrow \dot{S}_0 = \pm \kappa \rightarrow S_0 = \pm \int \kappa(x') dx'$$

سپس معادله زیر که ترکیبی خطی از جوابهاست را نوشته و  $S_1(x)$  را بدست می‌آوریم

$$\begin{aligned} \ddot{S}_0^2 = \ddot{S}_0 + 2\dot{S}_0\dot{S}_1 = 0 &\rightarrow -\frac{1}{2} \frac{d}{dx} \log |S_0| \\ \rightarrow S_1(x) = -\frac{1}{2} \log |S_0| &= -\frac{1}{2} \log |\kappa(x)| \end{aligned}$$

اکنون تقریب WKB برای حل رابطه (۲) جوابی بصورت زیر خواهد داشت

$$u^\pm(x) = \exp(S_0(x) + S_1(x)) = \exp\left(\int \kappa(x') dx'\right) \quad (۳)$$

در این پژوهش برای محاسبه میانگین جذب تابش ترمزی معکوس از تقریب WKB استفاده و شرایط مرزی بدست آورده شده است.

#### ۴. جذب تابش ترمزی معکوس

برای دستیابی به میزان متوسط جذب تابش ترمزی معکوس ابتدا از تئوری جنبشی و معادلات فوکر-پلانک<sup>۲</sup> استفاده می‌کنیم. با توجه به اینکه پلاسمای تشکیل شده در برهمکنش با لیزر را غیرمغناطیسی و غیرهمگن در نظر گرفته‌ایم، معادله فوکر-پلانک بصورت زیر [۱۵]

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla f_\alpha + \frac{q}{m_\alpha} \left( \vec{E} + \frac{\vec{v} \times \vec{B}}{c} \right) \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{v}} = C(f_\alpha) \quad (۴)$$

است که  $f_\alpha$ ،  $\vec{v}$  و  $m_\alpha$ ، به ترتیب تابع توزیع، سرعت و جرم

ذره باردار هستند.  $\vec{E}$  و  $\vec{B}$  نیز میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی لیزر هستند که بصورت  $(\hat{x} + i\hat{y}) e^{(-i\alpha t + ik_{\parallel}x)}$  تغییر می‌کنند. سمت راست معادله نیز شناسه برخورد الکترون-یون را نشان می‌دهد.

همچنین پارامترهای  $\omega$ ،  $k_{\parallel}$ ، بسامد لیزر و عدد موج را توصیف می‌کنند که زیرنویس‌های  $\parallel$  و  $\perp$  باتوجه به موازی یا عمود بودن بر راستای  $\hat{z}$  تعیین می‌شوند.

با بسط مرتبه اول معادله (۴) و در نظر گرفتن بسامد برخورد کروک<sup>۳</sup>، معادله را ساده‌تر می‌کنیم

$$-i\omega f_1 + iv_{\parallel} k f_1 + v_{\perp} \nabla_{\perp} f_1 + \frac{q}{m_\alpha} \left( \vec{E} + \frac{\vec{v} \times \vec{B}}{c} \right) \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \vec{v}} = 2v_{ei} f_1 \quad (۵)$$

که  $v_{ei}$  بسامد برخورد الکترون-یون است.

در این مطالعه، از بین تابع توزیع‌های کلیا<sup>۴</sup>، غیرگسترده- $q$ <sup>۵</sup> و هاکسولی<sup>۶</sup>، تابع توزیع هاکسولی بعنوان توزیع همسانگرد در نظر گرفته شده

$$f_0 = \frac{n_\alpha}{\pi^{\frac{3}{2}} v_T^3} \exp\left(-\frac{v^2}{v_T^2}\right) \quad (۶)$$

که  $n_\alpha$  چگالی الکترون است.

اکنون می‌توان با جایگذاری رابطه (۶) در معادله (۵)، و در نظر گرفتن مختصات کروی بصورت  $(v_{\perp} \cos \varphi, v_{\perp} \sin \varphi, v_{\parallel})$  اولین تابع توزیع ناهمسانگرد را بدست آورد

$$f_1 = \frac{2ie\vec{E} \cdot \vec{v}}{m(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - 2iv_{ei})} f_0 \quad (۷)$$

از این تابع برای تعیین میدان الکتریکی و چگالی جریان الکتریکی استفاده می‌شود (بخش‌های ۱.۴ و ۲.۴).

#### ۴.۱. میدان الکتریکی لیزر

برای محاسبه میدان الکتریکی لیزر از معادلات ماکسول شروع

۱. Homer Reid

۲. Fokker-Planck

۳. Krook

۴. Kappa distribution function

۵. q-nonextensive distribution function

۶. Maxwell distribution function

$$Z(\mu^\alpha) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-z^2}}{z - \mu^\alpha} dz. \quad (18)$$

پس از تعیین معادله اصلی موج (رابطه ۱۱) و معرفی پارامترهای مربوطه، با جایگذاری کردن روابط (۱۲) تا (۱۸) در رابطه (۱۱) میدان الکتریکی لیزر محاسبه خواهد شد.

#### ۲.۴. چگالی جریان الکتریکی

با جایگذاری رابطه (۷) در رابطه (۱۰) و در نظر گرفتن مختصات کروی، چگالی جریان الکتریکی به شکل تانسوری زیر بدست می‌آید

$$\vec{J} = \begin{pmatrix} -id & 0 & 0 \\ 0 & -id & 0 \\ 0 & 0 & -if \end{pmatrix} \quad (19)$$

که پارامترهای موجود در آن عبارتند از

$$d = a - \frac{\omega^2}{c^2} \quad (20)$$

و

$$f = b - \frac{\omega^2}{c^2} \quad (21)$$

پارامترهای  $a$  و  $b$  قبلا در روابط (۱۴) و (۱۵) تعریف شده‌اند. با داشتن میدان الکتریکی لیزر و چگالی جریان الکتریکی، می‌توان میانگین جذب تابش ترمزی معکوس را بصورت

$$\overline{IBA} = \langle \vec{E} \cdot \vec{J} \rangle \quad (22)$$

محاسبه کرد.

با حل عددی این معادله، میانگین جذب در پلاسما غیرمغناطیسی و غیرهمگن بدست می‌آید.

#### ۵. بحث در نتایج

رابطه (۲۲) جذب تابش ترمزی معکوس در یک پلاسما غیرمغناطیسی و غیرهمگن را نشان می‌دهد. با حل عددی این رابطه بوسیله نرم‌افزار Mathematica میزان جذب تابش ترمزی معکوس برحسب پارامترهای فیزیکی (مانند طول موج لیزر و دمای پلاسما) قابل محاسبه است.

کرده و با استفاده از معادلات الکترومغناطیسی ماکسول

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{4\pi\vec{J}}{c} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (8)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (9)$$

و چگالی جریان الکتریکی

$$\vec{J} = \sum_{\alpha} q_{\alpha} \int \vec{v} f_{\alpha} d^3\vec{v} \quad (10)$$

معادله موج اصلی میدان الکتریکی لیزر را بصورت زیر تعیین می‌کنیم

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} + \frac{4\pi i \omega}{c^2} \sum_{\alpha} q_{\alpha} \int \vec{v} f_{\alpha} d^3\vec{v} \quad (11)$$

برای بدست آوردن میدان الکتریکی لیزر کافیتست معادله ۱۱ را حل کنیم. برای این کار با جایگذاری رابطه (۷) در (۱۱) و با کمک ساده‌سازی‌های ریاضیاتی داریم

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -T \vec{E} \quad (12)$$

که

$$T' = \begin{pmatrix} a & 0 & 0 \\ 0 & a & 0 \\ 0 & 0 & b \end{pmatrix} \quad (13)$$

و هر یک از پارامترهای  $a$  و  $b$  نیز به شکل

$$a = \frac{\omega^2}{c^2} - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2 \omega^2 v_T}{k_{\parallel}} \{Z(\mu^\alpha)\} \quad (14)$$

و

$$b = \frac{\omega^2}{c^2} - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2 \omega^2 \mu^\alpha}{c^2} \{Z(\mu^\alpha)\} \quad (15)$$

می‌باشند.

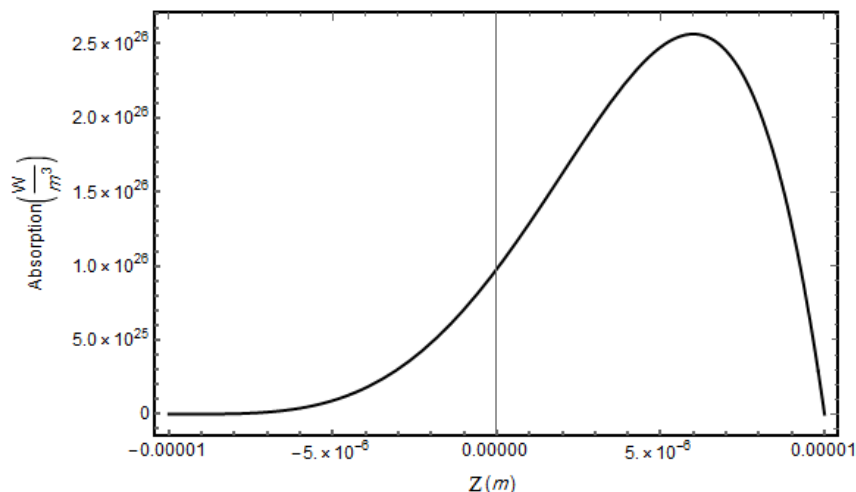
روابط مربوط به بسامد پلاسما و پارامتر  $\mu^\alpha$  برای ذرات  $\alpha$  که در تانسور  $T'$  به کار گرفته شدند نیز با روابط ۱۶ و ۱۷ تعرف می‌شوند

$$\omega_{p\alpha}^2 = \frac{4\pi n_{\alpha} q_{\alpha}^2}{m_{\alpha}} \quad (16)$$

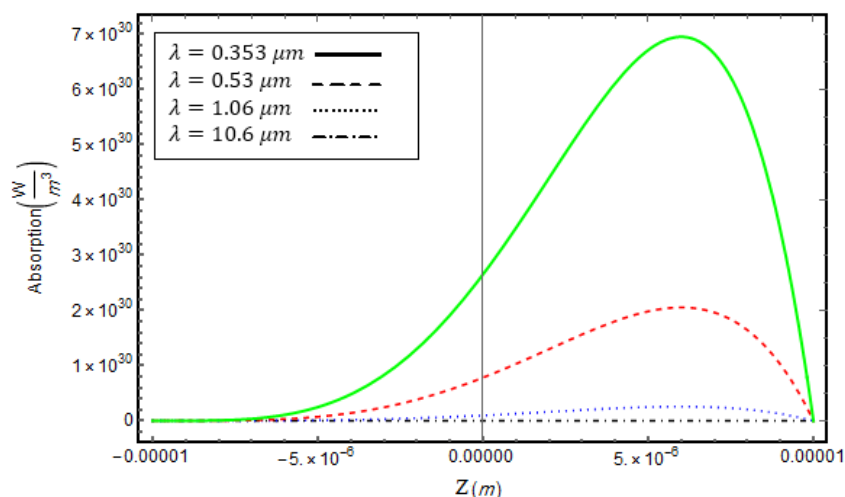
و

$$\mu^\alpha = \frac{\omega - 2i v_{ei}}{k_{\parallel} v_T} \quad (17)$$

علاوه بر آن، تابع  $Z$  که در این تانسور ظاهر شده است تابع پاشندگی پلاسما نام دارد که بدین صورت نوشته می‌شود



شکل ۱. جذب تابش ترمزی معکوس برحسب طول پلاسما به ازای طول موج  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ .



شکل ۲. جذب تابش ترمزی معکوس برحسب طول پلاسما به ازای طول موج های مختلف لیزر.

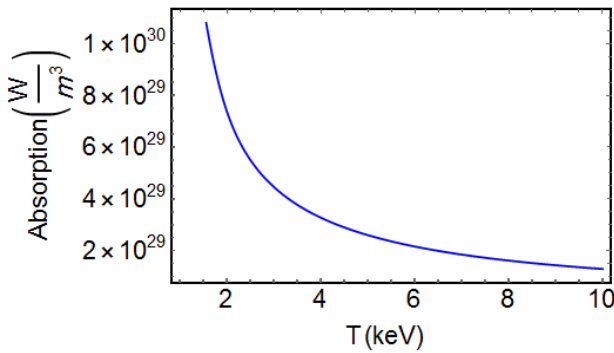
برای تعیین جذب تابش ترمزی، از معادله ۲۲ استفاده می شود. شکل ۱ با فرض  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  میزان جذب برحسب طول پلاسما تشکیل شده را نمایش می دهد. همانطور که مشاهده می شود در این شکل، میزان جذب در نزدیکی لایه بحرانی مقداری برابر با  $3 \times 10^{26} \text{ W/m}^3$  خواهد داشت.

برای تعیین اثر طول موج لیزر بر میزان جذب، از ۴ طول موج مختلف لیزر استفاده شده، سپس جذب تابش ترمزی معکوس در نزدیکی لایه بحرانی به ازای هر یک از آنها بدست آورده شده است (شکل ۲).

همانطور که از شکل ۲ قابل مشاهده است میزان جذب در

شکل ۱ و ۲ مقدار جذب تابش ترمزی معکوس برحسب طول پلاسما تشکیل شده ( $Z$ ) را نشان می دهد. در این شکل ها نواحی  $Z > 0$  و  $Z < 0$ ، به ترتیب ناحیه کم چگال و ناحیه فوق چگال نامیده می شوند. لایه بحرانی نیز در  $Z = 0$  قرار دارد. همچنین دمای الکترون ها در این نمودارها ۱۰ کیلو الکترون ولت در نظر گرفته شده است.

لیزرهایی که در این پژوهش بکار رفته شده اند شامل: لیزر  $\text{CO}_2$  (با طول موج  $10/6$  میکرومتر) و لیزر Neodymium-glass (با طول موج  $1/06$  میکرومتر و نیز طول موج های مربوط به هارمونیک های دوم و سوم آن)، می باشد.



شکل ۳. جذب تابش ترمزی معکوس برحسب دما به ازای  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ .

کاهش جذب برحسب دما با کاهش مقاومت پلاسما و کاهش بسامد برخورد تشریح می‌شود. بسامد برخورد الکترون-یون متناسب با  $\nu_{ei} = T^{-3/2}$  است و در معادلات مربوط به میدان الکتریکی و چگالی جریان الکتریکی (یا توجه به روابط ۱۷ و ۱۸) ظاهر می‌شود. با توجه به اینکه در معادله ۲۲، جذب تابش ترمزی متناسب با عکس دماست، وقتی دما افزایش یابد، مقدار جذب تابش ترمزی کاهش پیدا می‌کند.

## ۶. نتیجه گیری

جذب تابش ترمزی معکوس از جمله فرآیندهای فیزیکی است که در همجوشی هسته‌ای با لیزر، رخ می‌دهد. از این رو عواملی که بتواند میزان جذب نور لیزر در پلاسما را افزایش دهد شرایط را برای انجام فرآیند همجوشی هموار میکند. در فرآیند همجوشی با لیزر چندین مرحله مختلف وجود دارد از جمله: مرحله برهمکنش، مرحله متراکم‌سازی، مرحله کاهش سرعت، مرحله احتراق و سوختن.

مرحله برهمکنش مرحله اولیه‌ای است که در آن انرژی توسط لیزر به کپسول حاوی سوخت می‌رسد. در این مرحله پوسته (لایه بیرونی کپسول) تبخیر می‌شود و پلاسما داغ و کاملاً یونیزه را تشکیل می‌دهد. برهمکنش لیزر با پلاسما تشکیل شده، از جمله جذب تابش ترمزی معکوس، در هاله<sup>۱</sup> این پلاسما تشکیل شده رخ می‌دهد که توسط لایه بحرانی محدود

جدول ۱. مقادیر جذب تابش ترمزی معکوس در نزدیکی سطح بحرانی به ازای طول موج‌های مختلف لیزر

طول موج لیزر ( $\mu\text{m}$ )	جذب تابش ترمزی معکوس ( $\text{W} / \text{m}^3$ )
۰/۳۵۳	$10^{30} \times 7$
۰/۵۳	$10^{30} \times 2$
۱/۰۶	$2/10^{29} \times 5$
۱۰/۶	$10^{26} \times 3$

نزدیکی سطح بحرانی به ازای طول موج‌های کمتر، مقدار بیشتری خواهد داشت. دلیل فیزیکی این موضوع آن است که: معادله جذب (۲۲) شامل میدان الکتریکی لیزر و چگالی جریان الکتریکی (روابط ۱۲ و ۱۹) است که هر دوی این موارد نیز متناسب با بسامد لیزر هستند (با توجه به روابط ۱۴-۱۵ و ۲۰-۲۱). از این رو میزان جذب متناسب با بسامد لیزر خواهد شد. به عبارت دیگر با توجه به تعریف بسامد لیزر ( $\omega = 2\pi c / \lambda$ )، جذب تابش ترمزی معکوس متناسب با عکس طول موج است. بنابراین با کاهش طول موج، مقدار آن افزایش خواهد یافت.

بیشینه مقادیر جذب در نزدیکی سطح بحرانی به ازای طول موج‌های بکار رفته در شکل ۲، در جدول ۱ گزارش شده است. علاوه بر پارامتر فیزیکی طول موج لیزر، با توجه به شرایط اولیه تشکیل پلاسما می‌توان تأثیر سایر پارامترها مانند دمای الکترون‌های پلاسما، میدان مغناطیسی خارجی، طول پالس لیزر و غیره را بر روی مقدار جذب تابش ترمزی معکوس بررسی کرد. در این مطالعه، پلاسما غیرمغناطیسی و غیر همگن در نظر گرفته شده و لیزر نیز بصورت پیوسته (غیر پالسی) فرض شده است.

شکل ۳ تغییرات جذب برحسب دمای الکترون‌ها در یک پلاسما غیرمغناطیسی و غیرهمگن را نشان می‌دهد. با توجه به آن، افزایش دمای الکترون‌های پلاسما مقدار جذب تابش ترمزی معکوس را کاهش می‌یابد. این نتیجه برای جذب تشدید برعکس خواهد بود [۱].

می‌شود. در این مرحله، هاله آنقدر گرم می‌شود که به دمای keV ۱۰ می‌رسد در حالیکه ناحیه داخلی کپسول (سوخت) در دمای پایین‌تر باقی می‌ماند. در مراحل بعدی (تراکم و کاهش سرعت) انرژی لیزر جذب شده در هاله توسط هدایت حرارتی و موج ضربه‌ای به ناحیه داخلی (سوخت) منتقل می‌شود. نهایتاً در پایان مرحله کاهش سرعت، مرحله سوختن شروع می‌شود. بنابراین هرچه میزان جذب انرژی لیزر در پلاسما (تابش ترمزی معکوس) بیشتر باشد شرایط برای انجام فرآیند همجوشی فراهم خواهد شد.

در این پژوهش، برای محاسبه جذب میانگین از تئوری جنبشی و معادله فوکر-پلانک استفاده می‌شود. سپس با کمک معادلات ماکسول، میدان الکتریکی لیزر بدست می‌آید. نهایتاً با محاسبه میدان الکتریکی و نیز چگالی جریان الکتریکی، جذب تابش ترمزی معکوس تعیین و اثر پارامترهای طول موج لیزر و دمای

الکترون‌ها بر روی آن بررسی می‌شوند.

نتایج نشان می‌دهند که میزان جذب به‌ازای طول موج‌های کوتاه‌تر، افزایش یافته و با بیشتر شدن دمای الکترون‌ها با کاهش روبرو می‌شود. کاهش جذب برحسب دما با کاهش مقاومت پلاسما و کاهش فرکانس برخورد،  $v_{ei} = T^{-3/2}$ ، تشریح می‌شود. در کارهای قبلی، میزان جذب در پلاسماهای همگن و غیرمغناطیسی با توابع توزیع ماکسولی و غیرماکسولی مورد بررسی قرار گرفتند [۱۱، ۱۲ و ۱۶]. اختلاف در مقدار جذب تابش ترمزی معکوس در کارهای گوناگون دلایل متعددی دارد از جمله: وجود توابع آیری<sup>۱</sup> در حل معادلات پلاسماهای همگن، ظهور تابع پاشندگی در معادلات پلاسماهای ناهمگن، استفاده از توابع توزیع‌های مختلف بعنوان اولین تابع توزیع همسانگرد، فرض خطی یا غیرخطی بودن چگالی الکترون و غیره.

## مراجع

1. S Pfalzner, Taylor & Francis/CRC Press, (2006)
2. S Eliezer, IOP Publishing Ltd, (2002).
3. S Atzeni, **29, 11** (1987) 1535.
4. S Zhang, et al., *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34, 2** (2006) 223.
5. S Eliezer and K Mima, CRC Press, (2008).
6. G A Wurden, et al., **35, 1** (2016) 69.
7. H Hora, New York, Plenum Press, 464 (1975) 1975. **1**.
8. T J M Boyd and J J Sanderson, Cambridge University Press, (2003).
9. B D Fried and S D Conte, Academic Press, (2015).
10. S Wang and S Huang, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **234** (2019) 64.
11. N F Farrashbandi and M Eslami-Kalantari, *Contrib. Plasma Phys.* **60, 2** (2019).
12. N F Farrashbandi and M Eslami-Kalantari, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **49, 3** (2021) 1058.
13. N F Farrashbandi, M Eslami-Kalantari, and A Sid, *EPL* **130, 2** (2020) 25001.
14. H Reid, <https://www.coursehero.com/file/108206209/WKBpdf/>.
15. W L Kruer, Addison-Wesley New York, (1988).
16. N F Farrashbandi and M Eslami-Kalantari, *J. Theor. Appl. Phys.* (2020) 1.