

بررسی جذب تابش ترمزی معکوس در پلاسماهای غیرمغناطیسی و غیرهمگن

نرگس فیروزی فراشبندی^{۱*} و عبدالعزیز صید^۲

۱. گروه آموزش فیزیک، دانشگاه فرهنگیان، تهران

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

*پست الکترونیکی: na.firouzi@cfu.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۳/۸/۵؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۳/۹/۱۱)

چکیده

یکی از راه‌های جذب انرژی لیزر توسط پلاسما در همجوشی گرما هسته‌ای، جذب تابش ترمزی معکوس نام دارد. در این فرایند، 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 شده است. برای این کار، از تئوری جنبشی و معادلات فوکر-پلانک استفاده، و تابع توزیع ماکسولوی به عنوان 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 شد. 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 مغناطیسی-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 (جذب برخوردی)، جذب تشدید و یا جذب غیرعادی^۱ صورت می‌گیرد. در این میان سازوکار اصلی جذب

همجوشی هسته‌ای از اوایل قرن بیستم به عنوان فرایند 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 به دست آوردن انرژی جنبشی لازم بر این دافعه غلبه می‌کنند. این انرژی از طریق گرم کردن مواد تأمین می‌شود. به همین دلیل واکنش‌های همجوشی

۱. Anomalous absorption

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

که

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

ω ، بسامد، k عدد موج مختلط، v_T سرعت گرمایی الکترون و $P.V$ به معنی انتگرال اصلی کوشی است.

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 رقیق شده با استفاده از روش‌های تئوری جنبشی نیز کاربرد دارد. در مواردی که نمی‌توان $Z(\xi)$ را با یک فرمول مجانبی تقریب زد، جدول‌های فرایدها^۲ و کنت^۳ 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

هومر رید^۴ از دانشگاه MIT در سال ۲۰۱۵ برای حل معادله دیفرانسیل معمولی خطی مرتبه دوم که به صورت

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

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

به پیشنهاد او ابتدا معادله زیر را در نظر گرفته و تابع $S_0(x)$ را

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 فرایندی 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، تابع احتمال مختلط یا تابع فادیوا^۱ 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 شده است. در این محاسبات، تابع پاشندگی پلاسما ظاهر شده و به جای حل تقریبی، به صورت عددی و با کمک نرم‌افزار ممتیکا محاسبه شده است. شرایط مرزی برای تعیین میزان جذب نیز با استفاده از تقریب WKB به دست آمده است. جذب تابش ترمزی معکوس در سایر مطالعات با در نظر گرفتن پلاسما همگن و غیرمغناطیسی و یا پلاسما همگن و مغناطیسی تعیین شده است [۱۱-۱۳].

۲. تابع پاشندگی پلاسما

تابع پاشندگی پلاسما را می‌توان به صورت تحلیلی زیر بیان کرد [۱۰]:

۱. Faddeeva function

۲. Fried

۳. Conte

۴. Homer Reid

محاسبه می‌کنیم

با بسط مرتبه اول معادله (۴) و در نظر گرفتن بسامد برخورد

کروک^۲، معادله را ساده‌تر می‌کنیم

$$-i\omega f_1 + iv_{\parallel} k f_1 + v_{\perp} \nabla_{\perp} f_1 + \frac{q}{m_{\alpha}} (\vec{E} + \frac{\vec{v} \times \vec{B}}{c}) \cdot \frac{\partial f_1}{\partial \vec{v}} = \nu v_{ei} f_1, \quad (5)$$

 ν_{ei} بسامد برخورد الکترون-یون است.

در این مطالعه، از بین تابع توزیع‌های کاپا^۳، غیرگسترده- \mathbf{q} و ماکسولی، تابع توزیع ماکسولی به عنوان توزیع همسانگرد در نظر گرفته شده

$$f_1 = \frac{n_{\alpha}}{\pi^{3/2} v_T^3} \exp\left(-\frac{v^2}{v_T^2}\right), \quad (6)$$

که چگالی الکترون است.

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

$$f_1 = \frac{\nu i e \vec{E} \cdot \vec{v}}{m(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - \nu i v_{ei})} f_0, \quad (7)$$

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 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

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

معادله موج اصلی میدان الکتریکی لیزر را به صورت زیر تعیین می‌کنیم:

$$\dot{S}_1 = \kappa^2 \rightarrow \dot{S}_1 = \pm \kappa \rightarrow S_1 = \pm \int^x \kappa(x') dx',$$

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

$$\ddot{S}_1 = \dot{S}_1 + \nu \dot{S}_1 \dot{S}_1 = 0 \rightarrow -\frac{1}{\nu} \frac{d}{dx} \log |\dot{S}_1| \rightarrow S_1(x) = -\frac{1}{\nu} \log |\dot{S}_1| = -\frac{1}{\nu} \log |\kappa(x)|,$$

اکنون تقریب WKB برای حل رابطه (۲) جوابی به صورت زیر خواهد داشت:

$$u^{\pm}(x) = \exp(S_1(x) + S_2(x)) = \exp\left(\int^x \kappa(x') dx'\right), \quad (3)$$

در این پژوهش، برای محاسبه میانگین جذب تابش ترمزی معکوس از تقریب WKB استفاده و شرایط مرزی به دست 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^۱ استفاده می‌کنیم. با توجه به این که پلاسما تشکیل شده در برهمکنش با لیزر را غیرمغناطیسی و غیرهمگن در نظر گرفته‌ایم، معادله فوکر-پلانک به صورت زیر [۱۵] است:

$$\frac{\partial f_{\alpha}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_{\alpha} + \frac{q}{m_{\alpha}} (\vec{E} + \frac{\vec{v} \times \vec{B}}{c}) \cdot \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial \vec{v}} = C(f_{\alpha}), \quad (4)$$

که f_{α} ، \vec{v} و m_{α} به ترتیب تابع توزیع، سرعت و جرم ذره باردار هستند. \vec{E} و \vec{B} نیز میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی لیزر هستند که به صورت $(\hat{x} + i\hat{y}) e^{(-i\alpha + ik_{\parallel})}$ تغییر می‌کنند. سمت راست معادله نیز شناسه برخورد الکترون-یون را نشان می‌دهد.

همچنین پارامترهای ω ، 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.

۱. Fokker-Planck

۲. Krook

۳. Kappa distribution function

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 به دست 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 به صورت

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

محاسبه کرد.

با حل عددی این معادله، میانگین جذب در پلاسما غیرمغناطیسی و غیرهمگن به دست 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 به وسیله نرم‌افزار متمتیکا، میزان جذب تابش ترمزی معکوس برحسب پارامترهای فیزیکی (مانند طول موج لیزر و دمای پلاسما) قابل محاسبه است.

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

برای به دست آوردن میدان الکتریکی لیزر کافی است 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

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

هستند.

روابط مربوط به بسامد پلاسما و پارامتر μ^{α} برای ذرات α که در تانسور T' به کار گرفته شدند نیز با روابط (۱۶) و (۱۷) تعرف می‌شوند:

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

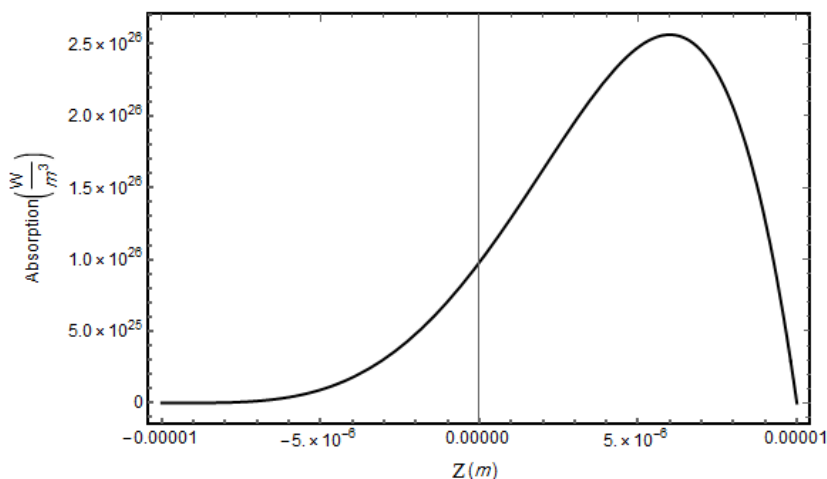
و

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

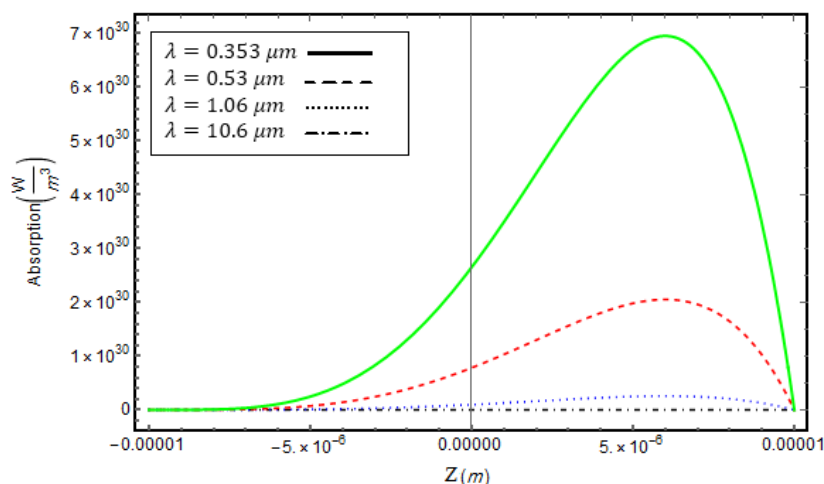
علاوه بر آن، تابع Z که در این تانسور ظاهر شده است تابع پاشندگی پلاسما نام دارد که بدین صورت نوشته می‌شود:

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

پس از تعیین معادله اصلی موج (رابطه (۱۱)) و معرفی پارامترهای مربوطه، با جایگذاری کردن روابط (۱۲) تا (۱۸) در



شکل ۱. جذب تابش ترمزی معکوس برحسب طول پلاسما به ازای طول موج $\lambda = 10/6 \mu m$.



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

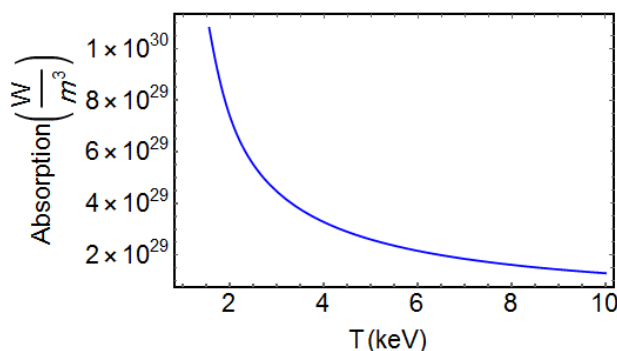
برای تعیین جذب تابش ترمزی، از معادله (۲۲) استفاده می‌شود. شکل ۱ با فرض $\lambda = 10/6 \mu m$ میزان جذب برحسب طول پلاسما تشکیل شده را نمایش می‌دهد. همانطور که مشاهده می‌شود در این شکل، میزان جذب در نزدیکی لایه بحرانی مقداری برابر با $3 \times 10^{26} W/m^3$ خواهد داشت.

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 به دست آورده شده است (شکل ۲). همانطور که از شکل ۲ قابل مشاهده است میزان جذب در

شکل‌های ۱ و ۲ مقدار جذب تابش ترمزی معکوس برحسب طول پلاسما تشکیل شده (Z) را نشان می‌دهند. در این شکل‌ها نواحی $Z > 0$ و $Z < 0$ به ترتیب ناحیه کم‌چگال و ناحیه فوق چگال نامیده می‌شوند. لایه بحرانی نیز در $Z = 0$ قرار دارد. همچنین دمای الکترون‌ها در این نمودارها ۱۰ کیلو الکترون ولت در نظر گرفته شده است.

لیزرهایی که در این پژوهش به کار رفته شده‌اند عبارتند از: لیزر CO_2 (با طول موج $10/6$ میکرومتر) و لیزر نئودیمیوم-شیشه^۱ (با طول موج $1/06$ میکرومتر) و نیز طول‌موج‌های مربوط به هارمونیک‌های دوم و سوم آن.

۱. Neodymium-glass



شکل ۳. جذب تابش ترمزی معکوس برحسب دما به ازای $\lambda = 10/6 \mu m$.

کاهش جذب برحسب دما با کاهش مقاومت پلاسما و کاهش بسامد برخورد تشریح می‌شود. بسامد برخورد الکترون-یون متناسب با $\nu = T^{-3/2}$ است و در معادلات مربوط به میدان الکتریکی و چگالی جریان الکتریکی (یا توجه به روابط (۱۷) و (۱۸)) ظاهر می‌شود. با توجه به این که 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 فرایندهای 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 فرایند همجوشی هموار می‌کند.

در فرایند 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 پلاسمای داغ و کاملاً یونیده را تشکیل می‌دهد. برهمکنش لیزر با پلاسمای تشکیل شده، از جمله جذب تابش ترمزی معکوس، در هاله^۱ این پلاسمای 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 (μm)	جذب تابش ترمزی معکوس (W/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 به کار 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، پلاسمای غیرمغناطیسی و غیرهمگن در نظر گرفته شده و لیزر نیز به صورت پیوسته (غیر پالسی) فرض شده است. شکل ۳ تغییرات جذب برحسب دمای الکترون‌ها در یک پلاسمای غیرمغناطیسی و غیرهمگن را نشان می‌دهد. با توجه به آن، افزایش دمای الکترون‌های پلاسما مقدار جذب تابش ترمزی معکوس را کاهش می‌دهد. این نتیجه برای جذب تشدید برعکس خواهد بود [۱].

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 یسامد 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^۱ در حل معادلات پلاسماهای همگن، ظهور تابع پاشندگی در معادلات پلاسماهای ناهمگن، استفاده از تابع توزیع‌های مختلف به عنوان اولین تابع توزیع همسانگرد، فرض خطی یا غیرخطی بودن چگالی الکترون و غیره.

می‌شود. در این مرحله، هاله آنقدر گرم می‌شود که به دمای keV ۱۰ می‌رسد در حالی که 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 فرایند همجوشی فراهم‌تر 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 به دست می‌آید. نهایتاً با محاسبه میدان الکتریکی و نیز چگالی جریان الکتریکی، جذب تابش ترمزی معکوس تعیین و اثر پارامترهای طول موج لیزر و دمای

مراجع

1. S Pfalzner, "An Introduction to Inertial Confinement Fusion", Taylor & Francis/CRC Press, (2006)
2. S Eliezer, "The interaction of high-power lasers with plasmas", IOP Publishing Ltd, (2002).
3. S Atzeni, "The Physics of Inertial Fusion: Beam Plasma Interaction", Oxford University Press, (1987).
4. S Zhang, et al., *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34**, 2 (2006) 223.
5. S Eliezer and K Mima, "Applications of Laser-Plasma Interactions", CRC Press, (2008).
6. G A Wurden, et al., *J Fusion Energy*, **35**, 1 (2016) 69.
7. H Hora, "Laser plasmas and nuclear energy", New York, Plenum Press, 464 (1975) 1975. 1.
8. T J M Boyd and J J Sanderson, "The physics of plasmas", Cambridge University Press, (2003).
9. B D Fried and S D Conte, "The plasma dispersion function: the Hilbert transform of the Gaussian", 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, "The physics of laser plasma interactions", Addison-Wesley New York, (1988).
16. N F Farrashbandi and M Eslami-Kalantari, *J. Theor. Appl. Phys.* (2020) 1.