

بررسی اثر تابع توزیع الکترون بر روی میزان جذب برخوردی در همجوشی راه اندازی شده با لیزر

لیلا غلامزاده*

بخش هسته‌ای، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، یزد، ایران

دریافت: 1396/03/29 ویرایش نهایی: 1396/08/07 پذیرش: 1396/10/09

چکیده

در این مقاله، جذب برخوردی با استفاده از تئوری جنبشی در یک پلاسما غیرمغناطیسه و همگن محاسبه شده است. برای نور لیزر قطبیده خطی، ضریب جذب برای دو تابع توزیع مختلف ماکسولی و غیرگسترده q مقایسه شده است. نتایج محاسبات نشان می‌دهد که میزان جذب برای تابع توزیع غیرگسترده بیشتر از تابع توزیع ماکسولی است و این تفاوت با افزایش مقدار q نیز بیشتر می‌شود. همچنین اثر لگاریتم کولنی و طول موج لیزر بر روی ضریب جذب برخوردی بررسی شده است. با افزایش طول موج لیزر، میزان جذب برخوردی کاهش می‌یابد و مقدار لگاریتم کولنی رابطه مستقیمی با مقدار جذب انرژی دارد. کلیدواژگان: ضریب جذب برخوردی، همجوشی محصور شدگی لختی، تابع توزیع‌های ماکسولی و غیرگسترده q

مقدمه

می‌دهد. در فرآیند همجوشی راه‌اندازی شده با لیزر، سازوکار اصلی انتقال انرژی بر عهده جذب تابش ترمزی معکوس است. از این رو به‌دست آوردن ضریب جذب تابش ترمزی معکوس با توجه به شرایط اولیه لیزر و پلاسما، از درجه اهمیت بالایی برخوردار است. معمولاً لیزرهایی که در همجوشی محصور شدگی لختی استفاده می‌شوند، شدت‌هایی از مرتبه 10^{14} تا 10^{15}W/cm^2 هستند و به‌صورت پالسی مورد استفاده قرار می‌گیرند و با افزایش شدت لیزر، جذب نور لیزر کاهش می‌یابد [1-2]. مطالعات زیادی در زمینه جذب تابش ترمزی معکوس انجام شده است. سیلین¹ اولین کسی بود که در سال 1965 جذب برخوردی غیرخطی را با توزیع الکترون‌های غیرهمسانگرد مطالعه کرد [3].

در همجوشی محصور شدگی لختی، سوخت با استفاده از باریکه‌های لیزری یا یونی تا دماهای بالا گرم می‌شود. در همجوشی لیزری، برای رسیدن به بهره بالا لازم است تا بیشترین مقدار ممکن انرژی لیزر در هدف جذب شود. یکی از مهمترین ساز و کارهای جذب در همجوشی لیزری، جذب برخوردی است که در سطح بحرانی روی می‌دهد. در این روش برای رسیدن به بهره بالا لازم است که بیشینه انرژی لیزر در هدف جذب شود. از جمله فرآیندهایی که در ناحیه برهم‌کنش لیزر با پلاسما (هاله) رخ می‌دهد و باعث جذب نور لیزر می‌شود جذب تابش ترمزی معکوس نام دارد. چنانچه الکترون در برخورد با یک یون یا دیگر الکترون‌ها، انرژی فوتون را جذب کند، تابش ترمزی معکوس رخ

* نویسنده مسئول: gholamzadeh@yazd.ac.ir

¹ Silin

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla f + \frac{\vec{F}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c \quad 1$$

سرعت است (که \vec{r} مختصه فضایی و \vec{v} سرعت ذره است). $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c$ آهنگ زمانی تغییرات f به علت برخوردها و \vec{F} نیروی خارجی وارد بر ذرات است. نماد \vec{v} ، گرادیان در فضای (x, y, z) و نماد $\partial/\partial \vec{v}$ یا \vec{v}_v گرادیان در فضای سرعت می‌باشند. در جذب تابش ترمزی معکوس، الکترون‌ها، بعد از دریافت فوتون در برخورد با یون‌ها و یا الکترون‌های دیگر پراکنده می‌شوند. پس برخوردهای یون-الکترون و الکترون-الکترون در جذب تابش ترمزی معکوس لحاظ می‌شوند. از این رو برای محاسبه ضریب جذب باید برخوردهای کولنی را مد نظر قرار داد. در این صورت، معادله فوکر-پلانک جهت محاسبه جذب تابش ترمزی معکوس، حائز اهمیت می‌باشد. شکل کلی این معادله بدین صورت تعریف می‌شود:

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla f_j + \frac{q_j}{m_j} \left(\vec{E} + \frac{\vec{v} \times \vec{B}}{c} \right) \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \vec{v}} = \sum_k \left(\frac{\partial f_{jk}}{\partial t} \right)_c \quad 2$$

f_j تابع توزیع سرعت، q_j بار و m_j جرم مربوط به ذره (در اینجا الکترون) هستند. \vec{E} میدان الکتریکی و \vec{B} میدان مغناطیسی درون پلاسما می‌باشند. با در نظر گرفتن تابع توزیع الکترون و همچنین جمله‌های

در سال 2009، ونگ¹ و همکاران، جذب تابش ترمزی معکوس با اثرات غیرخطی را در شدت‌های بالای لیزر و با تابع غیر ماکسولوی مورد بررسی قرار دادند [4]. کاندو² در سال 2014، جذب برخوردی را بررسی کرد و به بیان نقش لگاریتم کولنی پرداخت. وی نشان داد که با تغییر بیشینه و کمینه پارامتر برخورد در مقایسه با حالت قبل (در اکثر مطالعات گذشته لگاریتم کولنی مستقل از شدت میدان لیزر بوده و نسبت به دما T ثابت بوده است)، لگاریتم کولنی به‌ازای دماهای مختلف ثابت نبوده و تغییر می‌کند [5]. اثر طول پالس لیزر بر روی ضریب جذب برخوردی خطی با استفاده از نور لیزر قطبیده دایروی در سال 2015 توسط فیروزی و همکاران مورد مطالعه قرار گرفت [6].

در این مقاله، ابتدا با استفاده از نظریه جنبشی بولتزمن تابع توزیع الکترون محاسبه شده و سپس با استفاده از آن چگالی جریان و نهایتاً ضریب جذب برای دو تابع توزیع مختلف محاسبه شده است. همچنین اثر لگاریتم کولنی و طول موج لیزر بر روی میزان ضریب جذب بررسی شده است.

معادلات اساسی

با استفاده از نظریه جنبشی تابع توزیع الکترون‌ها محاسبه می‌شود. معادله بنیادی که تابع توزیع الکترون‌ها $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ در آن صدق می‌کند معادله بولتزمن است [2]:

² Kundu

¹ Weng

$$f(\vec{r}, \vec{v}, t) = f^{(s)}(\vec{r}, \vec{v}, t) + f^{(h)}(\vec{v})e^{i\omega_L t} \quad 6$$

با بسط f و $f^{(h)}$ بر حسب چندجمله‌ای‌های لزاندر و در نظر گرفتن اولین جملات f و $f^{(h)}$ داریم:

$$f(v, \mu, \varphi, t) = f_0(v) + f_1(v, \mu, \varphi, t) \quad 7$$

که f_0 تابع توزیع همسانگرد الکترون‌ها ($f^{(s)}$) و f_1 اولین تابع توزیع ناهمسانگرد ($f^{(h)}$) است. با جای گذاری معادلات 4 و 7 در معادله 5 داریم:

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} - \left(\frac{e\vec{E}}{m_e}\right) \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \vec{v}} = -\left(\frac{2A}{v^3}\right) f_1 \quad 8$$

با استفاده از معادله 8 و انتخاب f_0 ، f_1 محاسبه خواهد شد. همچنین چگالی جریانی در پلاسما از رابطه زیر به دست می‌آید [7-6]:

$$\vec{J} = -e \int f \times \vec{v} \times d^3v \quad 9$$

ضریب جذب هم از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$A = \langle \vec{E} \cdot \vec{J} \rangle \quad 10$$

براکت $\langle \rangle$ نشان می‌دهد که میانگین‌گیری روی یک طول پالس لیزر باید انجام شود.

برای f_0 از دو تابع توزیع مختلف زیر استفاده می‌کنیم: الف) f_0 به صورت تابع توزیع غیر گسترده q در نظر گرفته می‌شود [8-9]:

$$f_0(v) = A_q \left[1 - (q-1) \frac{m_e v^2}{2k_B T_e} \right]^{\frac{1}{q-1}} \quad 11$$

برخورد یون-الکترون و الکترون-الکترون، معادله بالا بدین صورت نوشته می‌شود [6-7]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_e}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_e - \frac{e}{m} (\vec{E} + \frac{\vec{v} \times \vec{B}}{c}) \cdot \frac{\partial f_e}{\partial \vec{v}} \\ = C_{ei}(f) + C_{ee}(f) \end{aligned} \quad 3$$

که عبارت اول در سمت راست، جمله برخورد یون-الکترون و جمله دوم C_{ee} جمله برخورد الکترون-الکترون است. $C_{ei}(f)$ برابر است با:

$$C_{ei}(f) = A \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{v}} \cdot \left[\frac{v^2 \vec{I} - \vec{v} \vec{v}}{v^3} \cdot \frac{\partial f_e}{\partial \vec{v}} \right] \quad 4$$

که \vec{I} ماتریس واحد 3 در 3 است. ضریب A برابر است با $A = (2\pi n_e Z e^4 / m_e^2) \ln \Lambda$. در این رابطه Z تعداد بار یون یا درجه یونش یونهاست و $\ln \Lambda$ لگاریتم کولنی می‌باشند.

با در نظر گرفتن پلاسما به صورت همگن و غیرمغناطیده، جمله‌های دوم و چهارم از معادله 3 حذف خواهند شد. همچنین به علت کوچک بودن سطح مقطع الکترون-الکترون از عبارت C_{ee} نیز صرف نظر کرده و فقط جمله برخورد یون-الکترون را در نظر می‌گیریم [6-7]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \frac{e}{m} \vec{E} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = C_{ei}(f) \quad 5$$

در معادله 5، \vec{E} ، \vec{v} و f میدان الکتریکی لیزر، سرعت و تابع توزیع الکترون‌ها هستند.

تابع توزیع الکترون‌ها را به صورت دو قسمت $f^{(s)}$ (تابع توزیع استاتیکی) و $f^{(h)}$ (تابع توزیع فرکانس بالا) در نظر می‌گیریم که $f^{(h)}$ در فرکانس لیزر ω_L نوسان می‌کند. بنابراین f برابر است با:

با جای گذاری معادلات 11 و 13 در معادله 8 و انجام

محاسبات ریاضی، تابع f_1 به دست می آید:

$$f_1 = \frac{e \left(\frac{-A_q v}{k_B T_e} \right) \sin^2 \left(\pi \frac{t}{\tau_L} \right) \exp(i \omega_L t)}{\left(i \omega_L + \frac{2A}{v^3} \right)} \times$$

$$\left[1 - (q-1) \frac{m_e v^2}{2k_B T_e} \right]^{q-1} \times (\bar{E}_0(x) \sqrt{1-\mu^2} \sin \varphi)$$

14

با استفاده از معادلات 9 و 14، \bar{J}_1 محاسبه می شود:

$$\bar{J}_1 = \frac{4\pi A_q e^2 \sin^2 \left(\pi \frac{t}{\tau_L} \right) \exp(i \omega_L t)}{3k_B T_e} \left[(-i \omega_L) \times \frac{3 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \Gamma \left(\frac{1}{q-1} \right)}{\left(\frac{m_e (q-1)}{k_B T_e} \right)^{\frac{5}{2}} \Gamma \left(\frac{5}{2} + \frac{1}{q-1} \right)} + \frac{2A}{\omega_L^2} \left(\frac{k_B T_e}{m_e} \right) \right] \times (\bar{E}_0(x) \hat{z})$$

15

نکته ای که باید مد نظر قرار داد انتخاب A_q است. با توجه به اینکه انتگرالها فقط به ازای $q > 1$ دارای جواب می باشند، در این صورت از رابطه 12 ضریب بهنجارش

$$A_q = n_e \left(\frac{1+q}{2} \right) \frac{\Gamma \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{q-1} \right)}{\Gamma \left(\frac{1}{q-1} \right)} \sqrt{\frac{m_e (q-1)}{2\pi k_B T}}$$

را انتخاب می کنیم.

در حد کلاسیکی یک پلاسمای داغ، $T_e \gg \hbar \omega$ ، توافق خوبی بین توصیف کوانتومی و کلاسیکی برهم کنش لیزر و پلاسما وجود دارد و ضریب جذب از این رابطه

$$\langle \vec{E} \cdot \vec{J} \rangle \text{ به دست می آید [6-7].}$$

$$A_q = \begin{cases} n_e \left(\frac{1+q}{2} \right) \frac{\Gamma \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{q-1} \right)}{\Gamma \left(\frac{1}{q-1} \right)} \sqrt{\frac{m_e (q-1)}{2\pi k_B T_e}} \Rightarrow q \geq 1 \\ n_e \frac{\Gamma \left(\frac{1}{1-q} \right)}{\Gamma \left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{1-q} \right)} \sqrt{\frac{m_e (q-1)}{2\pi k_B T_e}} \Rightarrow -1 \leq q \leq 1 \end{cases}$$

12

که Γ ، k_B و T_e به ترتیب تابع گاما، ثابت بولتزمن و دمای الکترون هستند. در حد $q \rightarrow 1$ ، تابع توزیع غیرگسترده به تابع توزیع ماکسولی تبدیل می گردد:

$$\lim_{q \rightarrow 1} \left(n_e \left(\frac{1+q}{2} \right) \frac{\Gamma \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{q-1} \right)}{\Gamma \left(\frac{1}{q-1} \right)} \sqrt{\frac{m_e (q-1)}{2\pi k_B T_e}} \right) \times A_q \left[1 - (q-1) \frac{m_e v^2}{2\pi k_B T_e} \right]^{q-1} = n_e \sqrt{\frac{m_e}{2\pi k_B T_e}} \exp \left(-\frac{m_e v^2}{2\pi k_B T_e} \right)$$

برای حل معادله 8، میدان الکتریکی لیزر را به صورت قطبیده خطی در نظر می گیریم:

$$\vec{E}(x, t) = \bar{E}_0(x) \sin^2 \left(\pi \frac{t}{\tau_L} \right) \exp(i \omega_L t) \hat{z}$$

13

که E_0 ، τ_L و ω_L به ترتیب طول پالس، دامنه میدان الکتریکی و فرکانس لیزر هستند.

اکنون می بایست تابع f_1 را برحسب میدان الکتریکی \vec{E} و تابع f_0 محاسبه کنیم. برای این کار ابتدا دستگاه مختصات کروی را در نظر می گیریم:

$$\varphi = \arctan \frac{v_z}{v_y} \quad v, \quad \mu = \frac{v_x}{v}$$

19

$$\vec{J}_2 = \frac{4\pi \times e^2 \left(\frac{v}{k_B T_e}\right) \sin^2(\pi \frac{t}{\tau_L}) \exp(i\omega_L t)}{3} \times$$

$$n_e \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T}\right)^{\frac{1}{2}} \times \left[(-i\omega_L) \times \frac{3\sqrt{\pi}}{8 \left(\frac{m}{2k_B T}\right)^{\frac{5}{2}}} + \frac{2A}{\omega_L^2} \left(\frac{k_B T_e}{m_e}\right) \right] \times (\vec{E}_0(x)\hat{z})$$

20

$$\bar{A}_2 = \frac{3}{8} \left(\frac{16\pi^2 e^6 z^2 n_e^2}{3\omega_L^2}\right) \left(\frac{1}{2\pi m_e^5 k_B T}\right)^{\frac{1}{2}} (Ln\Lambda(\vec{E}_0(x)^2))$$

برای به دست آوردن ضریب جذب از معادلات 16 و 20 لازم است $E_0(x)$ با استفاده از معادلات ماکسول و معادله حرکت الکترون محاسبه شود [10-11]:

$$\frac{d^2 E_0}{dx^2} + \frac{\omega_L^2}{c^2} \left(\frac{x}{L} (1 + i \frac{v_{ei}}{\omega_L}) - i \frac{v_{ei}}{\omega_L}\right) E_0 = 0 \quad 21$$

که v_{ei} و L به ترتیب فرکانس برخورد الکترون-یون و فاصله لایه بحرانی از خلاء هستند. سپس اگر $L = L_n$ در نظر بگیریم، با توجه به اینکه $L_n \approx C_s \tau_L$ که τ_L طول پالس لیزر و C_s سرعت یون آکوستیک بوده و مقدار آن برابر است با: $C_s = \sqrt{\frac{ZT_e}{m_i}}$ که m_i جرم یون می‌باشد. چگالی الکترون برابر می‌شود با:

$$n_e(x) = n_c \left(1 - \frac{x}{C_s \tau_L}\right)$$

معادله 21 با معادله آیری-هورا حل شده است [11]:

با استفاده از میدان الکتریکی قطبیده خطی و معادلات 13

و 10، میانگین ضریب جذب در طول یک پالس لیزر به دست می‌آید:

$$\bar{A}_1 = \frac{3}{8} \left(\frac{16\pi^2 e^6 z n_e^2}{3\omega_L^2}\right) \left(\frac{(q-1)}{2\pi k_B T_e m_e^5}\right) \times \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{q-1}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{q-1}\right)} \left(\frac{1+q}{2}\right) \times Ln\Lambda(\vec{E}_0(x)^2) \quad 16$$

(ب) حالت دوم f_0 ، به صورت تابع توزیع ماکسول-بولتزمن یک بعدی در نظر گرفته می‌شود:

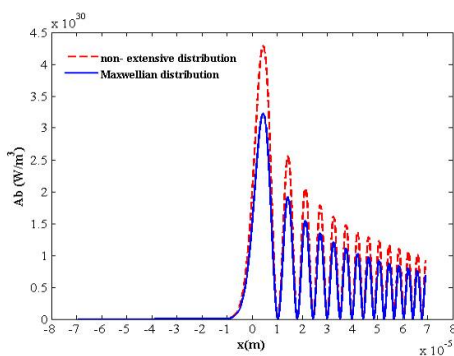
$$f_0 = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{-m_e v^2}{2k_B T}\right) \quad 17$$

با جای گذاری معادلات 13 و 17 در معادله 8، تابع f_1' محاسبه می‌شود:

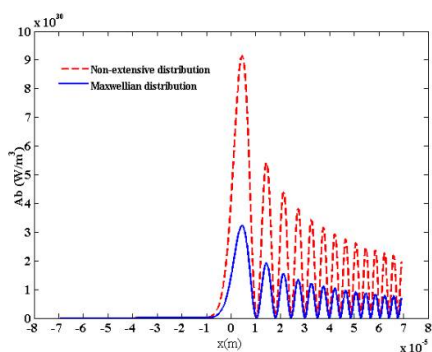
$$f_1' = \frac{e \left(\frac{-v}{k_B T_e}\right) \sin^2(\pi \frac{t}{\tau_L}) \exp(i\omega_L t)}{(i\omega_L + \frac{2A}{v^3})} \times n_e \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{-m_e v^2}{2k_B T}\right) \times (\vec{E}_0(x)\sqrt{1-\mu^2} \sin\varphi) \quad 18$$

به طور مشابه \vec{J}_2 و \bar{A}_2 از معادلات 9 و 10 به دست می‌آیند:

جذب بیشتر خواهد شد. بیشینه جذب برای $q=10$ ،
 $9/4 \times 10^{30} \text{W/cm}^3$ خواهد بود.



شکل 1. نمودار ضریب جذب برخوردی برحسب تابعی از x برای توزیع های ماکسولی و غیرگسترده یک بعدی ($q=2$).



شکل 2. نمودار جذب برحسب تابعی از x برای توزیع های ماکسولی و غیرگسترده ($q=10$).

در ادامه با استفاده از معادله 20 برای یک مقدار ثابت x و تغییر لگاریتم کولن، ضریب جذب برخوردی محاسبه شد که شکل 3 این تغییرات را نشان می دهد.

$$E(x) = 2\sqrt{\pi} \left(\frac{L_n \omega_L}{c}\right)^{\frac{1}{6}} E_0 \exp\left(-\frac{V_{ei}}{\omega_L}\right) \text{Airy}(-\xi) \quad 22$$

که $\xi = \left(\frac{L_n \omega_L}{c}\right)^{\frac{2}{3}} \left(-\frac{x}{L_n} - i\frac{V_{ei}}{\omega_L}\right)$ مقدار E_0 و دامنه میدان الکتریکی در خلأ می باشد.

نتایج

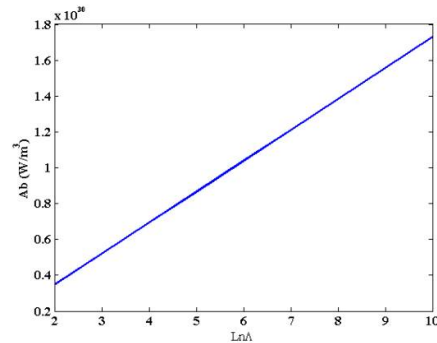
با جای گذاری رابطه 22 در روابط 16 و 20 می توان ضریب جذب را برای دو تابع توزیع مختلف (غیر گسترده و ماکسولی) به دست آورد. برای محاسبه، پارامترهای اولیه لیزر و پلاسما عبارتند از: $q=2$, $Z=4$, V/m و $\tau_L = 1 \text{ ns}$, $\lambda = 0/353 \mu\text{m}$, $T_e = 10 \text{ keV}$, $E_0 = 10^{15}$.

در شکل های 1 و 2 ضریب جذب برحسب تابعی از x برای تابع توزیع های ماکسولی و غیرگسترده q مقایسه شده است. محور عمودی، جذب و محور افقی فاصله، x را نمایش می دهد. $x = 0$ ، سطح بحرانی را نشان می دهد. $x > 0$ ناحیه مربوط به پلاسما با چگالی کم ($n_e < n_c$) و $x < 0$ ناحیه مربوط به پلاسما با چگالی بالا ($n_e > n_c$) است. مطابق شکل 1، بیشینه جذب به ترتیب در $3/2 \times 10^{30} \text{ W/cm}^3$ و $4/4 \times 10^{30} \text{ W/cm}^3$ برای تابع توزیع ماکسولی و غیرگسترده q است. همان طور که مشخص است، جذب در نزدیکی لایه بحرانی ($x=0$) بیشینه است و به محض دور شدن از لایه بحرانی ($x/L_n > 0$) مقدار جذب کاهش می یابد. جذب برای تابع توزیع غیرگسترده بیشتر خواهد بود و با افزایش مقدار q ، میزان

با توجه به شکل 4، افزایش طول موج لیزر باعث کاهش میزان جذب نور لیزر شده و مکان بیشینه ضریب جذب نور لیزر نیز از سطح بحرانی ($x=0$) فاصله می‌گیرد.

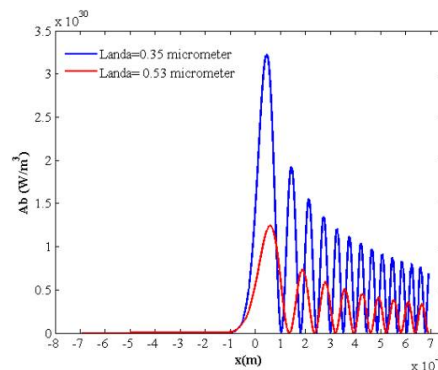
بحث و نتیجه‌گیری

با استفاده از معادله فوکر پلانک، ضریب جذب برخوردی برای دو تابع توزیع مختلف الکترونی در پلاسمای همگن و غیرمغناطیده محاسبه شده است. همان‌گونه که از شکل‌های 1 و 2 مشخص است میزان جذب با استفاده از تابع توزیع غیرگسترده q بیشتر از تابع توزیع ماکسولی است و هرچه مقدار q بیشتر شود این اختلاف نیز بیشتر خواهد شد. همان‌طور که انتظار داریم با توجه به شکل‌ها میزان جذب در نزدیکی سطح بحرانی بیشتر است و هرچه از سطح بحرانی دورتر شویم میزان جذب نیز کاهش پیدا خواهد کرد. پارامترهای لیزر مانند طول موج به شدت در میزان جذب نور لیزر تأثیرگذار بوده و با افزایش طول موج نور لیزر، ضریب جذب کاهش پیدا می‌کند.



شکل 3: نمودار ضریب جذب برخوردی بر حسب تابعی از لگاریتم کولن

همان‌طور که از شکل 3 مشخص است با افزایش میزان لگاریتم کولنی، میزان جذب نیز افزایش می‌یابد. در شکل 5، ضریب جذب برای دو طول موج مختلف لیزر (0.53 و $0.353 \mu\text{m}$) محاسبه و رسم شده است.



شکل 4: نمودار جذب بر حسب تابعی از x برای دو طول موج مختلف لیزر.

مرجع‌ها

[3] P.I. Porshnev, E.I. Khanevich, S. Bivona, G. Ferrante, Nonlinear inverse bremsstrahlung and highly anisotropic electron distributions. *Physical Review E* 53(1) (1996) 1100-1110.

[4] S. Weng, ZSheng, J. Zheng. Inverse bremsstrahlung absorption with nonlinear effects of high laser intensity and non-Maxwellian

[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).

- [8] M. Sharifian, et al., Effect of q-non-extensive distribution of electrons on the plasma sheath floating potential. *Journal of Plasma Physics*, (2013) 1-12.
- [9] T. Constantino, A.M.C. de Souza, Nonlinear inverse bremsstrahlung absorption and nonextensive thermo statistics, *Physics Letters A235* (1997) 444-446.
- [10] W.L. Kruer, *The Physics of Laser-Plasma Interaction*, Addison-Wesley, New, York, (1988).
- [11] H. Hora, *Laser Plasmas and Nuclear Energy*, Plenum Press, New York, (1975).
- distribution, *Physical Review E80* 5 (2009) 056407.
- [5] M.Kundu, Collisional absorption of laser light in under-dense plasma:the role of Coulomb logarithm. *Physics of plasmas*, (2014)21-25.
- [6] N. Firouzi, L. Gholamzadeh, M.eslamikalantri, M.Sharifian, A.Sid. Investigation of the effect of laser pulse length on the inverse bremsstrahlung absorption in laser fusion plasma, *High Energy Density Physics* **16** (2015)32-35.
- [7] A. Sid, Nonlinear inverse bremsstrahlung absorption in laser-fusion plasma corona, *Physics of Plasmas*, **10** (2003) 214-219.

Investigating the electron distribution function effect on the collisional absorption in laser-driven fusion

Leila Gholamzadeh*

Nuclear Group, Faculty of Physics, Yazd University, Yazd, Iran

Received: 19.06.2017 Final revised: 29.10.2017 Accepted: 30.12.2017

Abstract

Inertial confinement fusion is driven by laser or heavy ion beams. In the laser driven- fusion, one of the important points is to absorb laser energy as much as possible. Collisional absorption is an essential mechanism for absorption of laser energy into the target for the critical surface. In this paper, using kinetic theory, the collisional absorption is theoretically studied in an unmagnified and uniform plasma. Collisional absorption is compared with two different one-dimensional Maxwellian and q non-extensive distribution functions and also for linearly polarized light laser. Our results show that higher absorption is obtained for q non-extensive distribution function, and this difference will be more with increasing q value. Also, the effect of the Coulomb logarithm and laser wavelength is considered on the collisional absorption coefficient. The absorption value will decrease by increasing the laser wavelength and also the Coulomb logarithm value has a direct relation with the absorption value of energy.

Keywords: Collisional Absorption coefficient, inertial confinement fusion, Maxwellian and q non-extensive distribution functions

* Corresponding Author: gholamzadeh@yazd.ac.ir