

بررسی اثر تابع توزیع الکترون بر روی میزان جذب تابش ترمزی معکوس در همجوشی محصور شدگی لختی

غلامزاده، لیلا^(۱)

دانشگاه یزد، دانشکده فیزیک، گروه هسته ای

چکیده:

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. در برهمکنش لیزر و پلاسما یکی از مکانیزمهای مهم، جذب جذب تابش ترمزی معکوس است که در سطح بحرانی روی می‌دهد. در این مقاله، جذب تابش ترمزی معکوس با استفاده از تئوری جنبشی در یک پلاسما غیرمغناطیسه و همگن محاسبه شده است. 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 اختلاف با افزایش مقدار- q نیز بیشتر می‌شود.

کلمات کلیدی: تابع توزیع الکترونی، جذب تابش ترمزی معکوس، تابع توزیع غیرگسترده- q

مقدمه :

در همجوشی محصور شدگی لختی (ICF)، از لیزرهای پرتوان جهت محصورسازی ساچمه‌های کوچکی استفاده می‌شود که در آن سوخت هسته‌ای فشرده سازی شده است. در این روش برای رسیدن به بهره بالا لازم است که انرژی لیزر به‌طور کامل در هدف به نشت گذاشته شود. از جمله فرآیندهایی که در ناحیه برهمکنش لیزر با پلاسما (هاله) رخ داده و باعث جذب نور لیزر می‌شود جذب تابش ترمزی معکوس نام دارد. چنانچه الکترون در برخورد با یک یون یا دیگر الکترون‌ها تابش (فوتون) جذب کند. می‌گوییم تابش ترمزی معکوس رخ داده است. در فرآیند همجوشی راه‌اندازی شده با لیزر، مکانیسم اصلی انتقال انرژی بر عهده‌ی جذب تابش ترمزی معکوس است. از این رو بدست آوردن ضریب جذب تابش ترمزی معکوس با توجه به شرایط اولیه لیزر و پلاسما، از درجه اهمیت بالایی برخوردار است. در پلاسما همجوشی که برای ایجاد آن از شدت‌های بالای (10^{16} W/cm^2) نور لیزر استفاده شده، تقریب خطی برای توصیف برهمکنش لیزر و پلاسما کافی نیست [۱-۲]. مطالعات زیادی در زمینه جذب تابش ترمزی معکوس انجام شده است. سیلین اولین کسی بود که در سال ۱۹۶۵ جذب برخوردی غیر خطی را مطالعه کرد [۳]. در سال ۲۰۰۹، ونگ و همکارانش جذب تابش ترمزی معکوس با اثرات غیرخطی را در شدت‌های بالای لیزر و با تابع غیر ماکسولی مورد بررسی قرار دادند [۴]. کاندو در سال ۲۰۱۴، 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، لگاریتم کولنی به ازای دماهای مختلف دیگر ثابت نبوده و تغییر می‌کند [5].

برای محاسبه جذب تابش ترمزی معکوس در پلاسمای غیرمغناطیده و غیرهمگن ابتدا با استفاده از نظریه جنبشی، تابع توزیع الکترون محاسبه کرده و سپس با استفاده از آن چگالی جریان و نهایتاً ضریب جذب را بدست می‌آوریم.

معادلات اساسی:

از معادله فوکر پلانک که جذب انرژی نور لیزر را در پلاسمای کاملاً یونیزه توصیف می‌کند، استفاده می‌کنیم. با در نظر گرفتن پلاسمای همگن و غیرمغناطیده در حضور موج لیزری فرکانس بالا، معادله فوکر پلانک به صورت زیر است [6]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \frac{e}{m} \bar{E} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = C_{ei}(f) \quad (1)$$

در معادله (۱)، f ، \vec{v} ، \bar{E} به ترتیب میدان الکتریکی لیزر، تابع توزیع الکترون، سرعت ذره، و بار و جرم الکترون هستند. $C_{ei}(f)$ عملگر برخورد الکترون - یون لاندو است. در معادله (۱) از ترم برخورد الکترون - الکترون که با پلاسمای لورنتس مطابقت می‌کند، چشم‌پوشی کرده‌ایم.

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

که $A = (2\pi m_e Z^2 e^4 / m_e^2) \ln \Lambda$ و n_e ، Z ، $\ln \Lambda$ به ترتیب عدد اتمی یون، چگالی الکترون و لگاریتم کولنی هستند. اگر f شامل یک بخش فرکانس - کند f^s و یک بخش فرکانس - زیاد f^h باشد که در فرکانس لیزر ω_L نوسان می‌کند داریم:

$$f(\vec{r}, \vec{v}, t) = f^{(s)}(\vec{r}, \vec{v}, t) + f^{(h)}(\vec{v}) e^{i\omega_L t} \quad (3)$$

با بسط f^h و f^s بر حسب چند جمله‌ایهای لوژاند و در نظر گرفتن اولین مرتبه f داریم:

$$f(v, \mu, \varphi, t) = f_0(v) + f_1(v, \mu, \varphi, t) \quad (4)$$

که f_0 تابع توزیع الکترون است. با جایگذاری معادلات (۲) و (۳) در معادله (۱) داریم:

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} - \left(\frac{e\bar{E}}{m_e} \right) \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \vec{v}} = - \left(\frac{2A}{v^3} \right) f_1 \quad (5)$$

با استفاده از معادله (۵) و انتخاب f_0 ، f_1 محاسبه خواهد شد. همچنین چگالی جریان در پلاسمای از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$\vec{J} = -e \int f \times \vec{v} \times d^3 v \quad (6)$$

که e و f به ترتیب بار و تابع توزیع الکترون هستند. ضریب جذب هم از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$A = \text{Re} \langle E^* \cdot J \rangle \quad (7)$$

براکت $\langle \rangle$ نشان می‌دهد که میانگین گیری روی سیکل زمانی 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 [۷]:

$$f_0(v) = A_q [1 - (q-1) \frac{m_e v^2}{2k_B T_e}]^{q-1} \quad (8)$$

$$A_q = \begin{cases} n_e \frac{(1+q)}{2} \frac{\Gamma(\frac{1}{2} + \frac{1}{q-1})}{\Gamma(\frac{1}{q-1})} \sqrt{\frac{m_e(q-1)}{2\pi k_B T_e}} \Rightarrow q \geq 1 \\ n_e \frac{\Gamma(\frac{1}{1-q})}{\Gamma(-\frac{1}{2} + \frac{1}{1-q})} \sqrt{\frac{m_e(q-1)}{2\pi k_B T_e}} \Rightarrow -1 \leq q \leq 1 \end{cases} \quad (9)$$

که k_B, Γ و T_e به ترتیب تابع گاما، ثابت بولتزمن و دمای الکترون هستند. برای حل معادله (۵)، میدان الکتریکی قطبیده خطی به صورت زیر در نظر می‌گیریم:

$$\vec{E}(x, t) = \vec{E}_0(x) \sin^2(\pi \frac{t}{\tau_L}) \exp(i\omega_L t) \hat{z} \quad (10)$$

که ω_L و E_0, τ_L به ترتیب طول پالس لیزر، دامنه الکتریکی و فرکانس لیزر هستند. با استفاده از دستگاه مختصات کروی $(v, \mu = \frac{v_x}{v}, \varphi = \arctan \frac{v_z}{v_y})$ و جایگذاری معادلات (۷) و (۱۰) در معادله (۵) و کمی محاسبات ریاضی، تابع f_1 بدست می‌آید:

$$f_1 = \frac{e(-A_q v)}{k_B T_e} \frac{\sin^2(\pi \frac{t}{\tau_L}) \exp(i\omega_L t)}{(i\omega_L + \frac{2A}{v^3})} \times [1 - (q-1) \frac{m_e v^2}{2k_B T_e}]^{q-1} \times (\vec{E}_0(x) \sqrt{1-\mu^2} \sin \varphi) \quad (11)$$

با استفاده از معادلات (۱۱) و (۶)، J محاسبه می‌شود:

$$\vec{J} = \frac{4\pi A_q e^2 \sin^2(\pi \frac{t}{\tau_L}) \exp(i\omega_L t)}{3k_B T_e} \left[(-i\omega_L) \times \frac{3\sqrt{\frac{\pi}{2}} \Gamma(\frac{1}{q-1})}{(\frac{m_e(q-1)}{k_B T_e})^{\frac{5}{2}} \Gamma(\frac{5}{2} + \frac{1}{q-1})} + \frac{2A}{\omega_L^2} (\frac{k_B T_e}{m_e}) \right] (\vec{E}(x) \hat{z}) \quad (12)$$

با استفاده از میدان الکتریکی قطبیده خطی و معادلات (۷) و (۱۲)، میانگین جذب در طول یک پالس لیزر بدست می‌آید:

$$\bar{A} = \frac{3}{8} \left(\frac{16\pi^2 e^6 z n_e^2}{3\omega_L^2} \right) \left(\frac{(q-1)}{2\pi k_B T_e m_e^5} \right) \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{q-1}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{q-1}\right)} \left(\frac{1+q}{2}\right) \text{Ln}\Lambda(\bar{E}(x)^2) \quad (13)$$

ب) f_0 ، تابع توزیع ماکسول - بولتزمن یک بعدی در نظر گرفته شود:

$$f_0 = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{-m_e v^2}{2k_B T}\right) \quad (14)$$

که m_e و n_e به ترتیب چگالی و جرم الکترون هستند. با جایگذاری معادلات (۹) و (۱۴) در معادله (۵)، تابع f_1 محاسبه می‌شود:

$$(15) f_1 = \frac{e\left(\frac{-v}{k_B T_e}\right) \sin^2\left(\pi \frac{t}{\tau_L}\right) \exp(i\omega_L t)}{(i\omega_L + \frac{2A}{v^3})} \times n_e \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{-m_e v^2}{2k_B T}\right) \times (\bar{E}_0(x) \sqrt{1-\mu^2} \sin \varphi)$$

به طور مشابه \bar{J} و \bar{A} از معادلات (۱۶) و (۱۷) بدست می‌آیند:

$$\bar{J} = \frac{4\pi \times e^2 \left(\frac{v}{k_B T_e}\right) \sin^2\left(\pi \frac{t}{\tau_L}\right) \exp(i\omega_L t)}{3} \times n_e \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{1}{2}} \left[(-i\omega_L) \times \frac{3\sqrt{\pi}}{8 \left(\frac{m}{2k_B T}\right)^{\frac{5}{2}}} + \frac{2A}{\omega_L^2} \left(\frac{k_B T_e}{m_e}\right) \right] (\bar{E}(x) \hat{z}) \quad (16)$$

(۱۷)

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

$\bar{E}(x)$ در معادلات ضریب جذب با استفاده از معادلات ماکسول و معادله حرکت الکترون بدست می‌آید [۱۱]:

$$\frac{d^2 E}{dx^2} + \frac{\omega_L^2}{c^2} \left(\frac{x}{L} (1 + i \frac{v_{ei}}{\omega_L}) - i \frac{v_{ei}}{\omega_L} \right) E = 0 \quad (18)$$

که L و v_{ei} به ترتیب فرکانس برخورد الکترون - یون و فاصله لایه بحرانی از خلا هستند. در بدست آوردن

معادله (۱۸) چگالی الکترون به صورت $n_e = n_c \left(1 - \frac{x}{L}\right)$ در نظر گرفته شده است. معادله (۱۸) با معادله آیری -

هورا حل شده است [۸]:

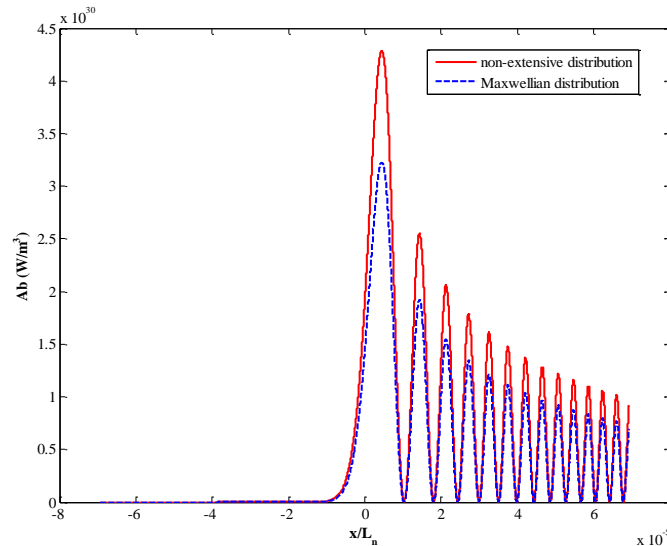
$$E(x) = 2\sqrt{\pi} \left(\frac{L_n \omega_L}{c}\right)^{\frac{1}{6}} E_0 \exp\left(-\frac{v_{ei}}{\omega_L}\right) \text{Airy}(-\xi)$$

که $\xi = \left(\frac{L_n \omega_L}{c}\right)^{\frac{2}{3}} \left(-\frac{x}{L_n} - i \frac{v_{ei}}{\omega_L}\right)$ و E_0 مقدار دامنه میدان الکتریکی در خلا و c سرعت نور است. $L_n = C_s \tau_L$.

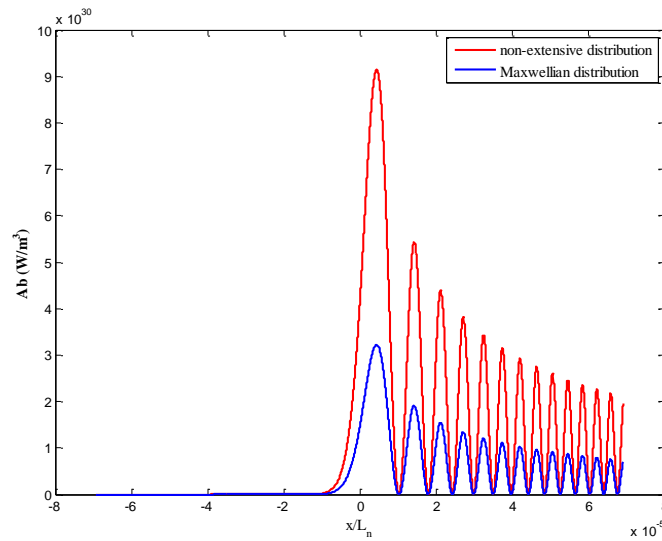
، گرادیان چگالی الکترون بوده و C_s و τ_L به ترتیب سرعت یون آکوستیکی و طول پالس لیزر هستند.

نتایج:

ضریب جذب برای دو تابع توزیع مختلف با استفاده از تئوری جنبشی محاسبه شده است. برای محاسبه، پارامترهای اولیه لیزر و پلاسما عبارتند از: $Z=4$, $q=2$, $T_e=10$ keV, $\lambda=0.353$ μm , $\tau_L=1$ ns, $E_0=10^{10}$ V/m و $\tau_L=1$ ns. در شکل‌های (۱) و (۲) جذب بر حسب تابعی از x/L_n برای تابع توزیع‌های ماکسول-بولتزمنی و غیرگسترده q مقایسه شده است. مطابق شکل ۱، بیشینه جذب به ترتیب در $3/2 \times 10^{30}$ W/cm³ و $4/4 \times 10^{30}$ W/cm³ برای تابع توزیع ماکسول و غیرگسترده q است. همان‌طور 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 می‌یابد. جذب برای تابع توزیع غیرگسترده بیشتر خواهد بود و با افزایش مقدار q ، میزان جذب بیشتر خواهد شد. بیشینه جذب برای $q=10$ ، $9/4 \times 10^{30}$ W/cm³ خواهد بود.



شکل ۱: نمودار جذب بر حسب تابعی از x/L_n برای توزیع ماکسول و غیرگسترده یک بعدی. پارامترهای لیزر و پلاسما عبارتند از: $Z=4$, $q=2$, $T_e=10$ keV, $\lambda=0.353$ μm , $\tau_L=1$ ns, $E_0=10^{10}$ V/m و $\tau_L=1$ ns.



شکل ۲: نمودار جذب بر حسب تابعی از x/L_n برای توزیع ماکسولی و غیرگسترده. پارامترهای لیزر و پلاسما عبارتند از $Z=4$ ، $q=10$ ، $T_e=10$ keV، $\lambda=0.353 \mu\text{m}$ ، $\tau_L=1$ ns و $E_0=10^{10}$ V/m.

بحث و نتیجه گیری:

با استفاده از معادله فوکر پلانک، ضریب جذب تابش ترمزی معکوس برای دو تابع توزیع مختلف الکترونی در پلاسما همگن و غیرمغناطیده محاسبه شده است. همان‌گونه که از شکل‌های ۱ و ۲ مشخص است میزان جذب با استفاده از تابع توزیع غیرگسترده q بیشتر از تابع توزیع ماکسولی است و هرچه قدر مقدار q بیشتر شود این اختلاف نیز بیشتر خواهد شد. نتایج تجربی نشان می‌دهد که جذب تابش ترمزی معکوس غیرخطی منجر به تابع توزیع غیرماکسولی در پلاسما خواهد شد [۹]. همان‌طور که انتظار داریم با توجه به شکل‌ها میزان جذب در نزدیکی لایه بحرانی بیشتر است و هرچه از لایه بحرانی دورتر شویم میزان جذب نیز کاهش پیدا خواهد کرد.

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] Silin, V., Nonlinear inverse bremsstrahlung and highly anisotropic electron distributions. Physical Review E, 1996 . 53(1)
- [4]. Weng, S.-M., Z.-M. Sheng, and J. Zheng ,and ,Inverse bremsstrahlung absorption with nonlinear effects of high laser intensity and non-Maxwellian distribution, Physical Review E, 2009. 80(5)
- [5]. Kundu, M ., Collisional absorption of laser light in under-dense plasma: the role of Coulomb logarithm .Physics of plasmas (1994-present), 2014.21(1)

- [6]. Sid, Nonlinear inverse bremsstrahlung absorption in laser-fusion plasma corona, Phys. Plasmas, 10214(2003).
- [7]. W.L. Kruer, vol. 70, Addison-Wesley, New, York, 1988.
- [8]. H. Hora, Laser Plasmas and Nuclear Energy, vol. 1, Plenum Press, New York, 1975.
- [9] T. Constantino, A.M.C. de Souza, Nonlinear inverse bremsstrahlung absorption and nonextensive thermostatics, Physics Letters A235(1997).