

محاسبه ی ضریب جذب لیزر بامکانیسم پدیده عکس نشر ترمزی

دریک پلاسمای دژنره باتوزیع فرمی دیراک

جلال سهندی، ندا-سبحانیان، صمد*

دانشگاه آزاداسلامی واحدعلوم تحقیقات آذربایجان شرقی، تبریز، گروه فیزیک اتمی ومولکولی

چکیده

پدیده عکس نشر ترمزی یا جذب برخوردی یکی از مکانیسم های متفاوت برای جذب لیزر در هدف در آزمایشهای همجوشی محصورشدگی لختی (ICF) است. مکانیسم های دیگر، جذب غیرخطی، جذب بوسیله ناپایداریهای پارامتری مانند پراکندگی رامان القائی و پراکندگی بریلوئن هستند. زمانیکه باریکه لیزر به هدف جامدمی تابد، پلاسمایی به حالت هاله (کورونا) اطراف هدف شکل می گیرد که به طرف خارج منتشر می شود. این فرآیند را اصطلاحاً تبخیر لیزری می نامند. با توجه به پایستگی خطی ممتوم، قسمت داخلی هدف بامدل شبه موشکی به چگالی های خیلی بالاتر می شود. فرض می شود که پلاسمای دژنره با چگالی بالا فقط در مرز هدف-هاله (کورونا) شکل می گیرد. ما جذب باریکه لیزر در این پلاسمای چگال از طریق مکانیسم پدیده عکس ترمزی مطالعه می کنیم و فرکانس جذب در پلاسمای اعوض توزیع ماکسوللی بادر نظر گرفتن توزیع فرمی دیراک برای انرژی الکترون ها محاسبه می کنیم.

کلیدواژه: degenerate plasma, Fermi-Dirac, laser absorption.

مقدمه

بشر در مقوله کشف و بهره برداری از منابع جدید انرژی به پیشرفتهای چشمگیری دست یافته است. مدتهاست که سوختهای فسیلی به شکل گسترده استفاده می شوند. با توجه به محدودیت این منابع، بحران انرژی جوامع بشری در آینده تنها با توسل به صور دیگر انرژی قابل حل است. انرژی خورشیدی، زمین گرمایی، هیدروالکترونیک، باد موج و جزو مداز آن جمله اند که هر یک از نظر میزان بقا، کیفیت و کمیت انرژی در دسترس و مزایایی چون ویژگیهای برتر زیست محیطی و اقتصادی در رقابت با دیگری است. در این میان چشم انداز تأمین انرژی آینده بشر از طریق گداخت هسته ای با توجه به مشکلات و محدودیتهای منابع دیگر بسیار امیدوارکننده است، رهیافتی که علاوه بر تأمین انرژی بشر به شکل نامحدود، خطری برای امنیت و صلح و سلامت در بر ندارد و برخلاف سوختهای فسیلی و شکافت فاقد آلودگیهای زیست محیطی است. گداخت به شیوه مغناطیسی و لختی دوروش مهم در این راستا هستند. هم اکنون سیستمهای توکامک و گداخت لیزری در آزمایشگاه های بزرگ جهان نتایج ارزنده ای به دنبال داشته اند.

گداخت هسته ای توسط لیزرهای پر قدرت و روش ICF یکی از موفق ترین روشهای دسترسی به انرژی بی پایان همجوشی هسته ای است. وقتی نور لیزر به هدف برخورد می کند، سوخت دوتریوم-تریوم درون ساچمه

ای به شعاع چندمیلیمتر توسط پرتوهای محرک باریکه های لیزری پالسی با شدت 10^{14} - 10^{15} W/cm² مترام می شود و موجب چگال شدن سوخت و افزایش دمای سوخت تا 10 keV می گردد. در این دما تمهای سوخت سریعاً از سطح هدف تبخیر شده و یک لایه پلاسما بوجود می آید، که به این ناحیه غالب بر همکنش های لیزر- پلاسما اصطلاحاً هاله (کورونا) می گویند. نور لیزر تا زمانی می تواند به پلاسما نفوذ کند که چگالی پلاسما کمتر از چگالی الکترون بحرانی باشد. اگر چگالی نواحی پلاسما بیشتر از چگالی بحرانی باشد، در این صورت فرکانس پلاسما بیشتر از فرکانس لیزر خواهد بود، بنابراین بیشتر نور داخل یا نزدیک سطح بحرانی جذب می شود.

الکترونها در محدوده هاله (کورونا)، انرژی لیزر را جذب می کنند که این انرژی بعداً از سطح بحرانی به سطح تبخیر انتقال می یابد تا جاییکه پلاسما بوجود می آید. در سطح تبخیر، پلاسما در مسیری با سرعت تقریبی صوت تبخیر می شود. نور لیزر در نزدیک سطح بحرانی به این روش جذب می شود که میدان الکتریکی القایی بوسیله ی لیزر موجب می شود الکترونها در پلاسما نوسان کنند این انرژی نوسانی از طریق نوسانهای الکترون- یون به انرژی گرمایی تبدیل می شود که به این فرآیند عکس تابش ترمزی (Inverse Bremsstrahlung Absorption) می گویند. که یکی از اساسی ترین مکانیسم ها برای جفت شدگی انرژی لیزر به پلاسما است. در پدیده ی عکس جذب تابش ترمزی غیر خطی، جذب انرژی لیزر بوسیله ی پلاسما داغ غیر هموژن با استفاده از تئوری جنبشی مطالعه شده و فرکانس برخورد الکترون- یون و نهایتاً ضریب جذب موضعی پیدا خواهد شد.

اگر ذره باردار دستخوش برخورد کولمبی شوند تابش گسیل می کنند که به اصطلاح تابش ترمزی می گویند و جاییکه یک الکترون در میدان یک یون جذب شده با فوتون پراکنده می شود را فرآیند عکس جذب تابش ترمزی می گویند.

لیزرها قادر به تولید پالس های نور باتوان های زیاد گیگاوات در قله هستند. با تمرکز نور لیزر، شارهای تابشی حدود 10^{22} (erg/cm²s) تولید می شود. به هر حال نور لیزر کاربرد زیادی در تولید پلاسماهای چگال خیلی داغ دارد و توجه کمی به تعیین ضریب جذب تابش قوی لیزر در پلاسماهای دژنره شده است. ضریب جذب برای فرکانس نور داده شده، فقط تابعی از دما و چگالی پلاسما است و به شار تابشی بستگی ندارد.

مکانیسم عکس تابش ترمزی قبلاً برای پلاسماهای باتابع توزیع ماکسولنی بررسی شده و ضریب جذب مربوطه پیدا شده است.^[1,2] ولی در مورد پلاسماهای بسیار چگال نزدیک سطح تبخیر که در آن پلاسما به صورت دژنره

مطرح می شود و انرژی ذرات از تابع توزیع فرمی-دیراک تبعیت می کند کاری صورت نگرفته است. در این مقاله سعی می شود، ضریب جذب لیزر با مکانیسم برخوردی در یک پلاسما دژنره با استفاده از تابع توزیع فرمی دیراک محاسبه شود.

روش کار:

سطح مقطع دیفرانسیلی $\frac{d\sigma_{ei}}{d\Omega}$ برای هر برخورد کولمبی بوسیله ی فرمول رادفورد توصیف می شود:

$$\frac{d\sigma_{ei}}{d\Omega} = \frac{1}{4} \left(\frac{Ze^2}{m_e v^2} \right)^2 \times \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \quad (1)$$

θ زاویه ی پراکندگی و Ω زاویه فضایی دیفرانسیلی است بطوریکه درمختصات کروی باتقارن سمتی به صورت: $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ داده می شود. پارامتر برخورد b به زاویه پراکندگی از طریق رابطه زیر وابسته است:

$$\tan(\theta/2) = \frac{Ze^2}{mv^2 b} \quad (2)$$

سطح مقطع کل σ_{ei} برای برخوردهای الکترون-یون است که بوسیله ی انتگرال گیری روی تمام زوایای پراکندگی ممکن بصورت زیر بدست می آید:

$$\sigma_{ei} = \int \frac{d\sigma_{ei}}{d\Omega} d\Omega = \int_0^\pi \frac{1}{4} \left(\frac{Ze^2}{m_e v^2} \right)^2 \times \frac{1}{\sin^4(\frac{\theta}{2})} \times 2\pi \sin\theta d\theta$$

$$\sigma_{ei} = \frac{\pi}{2} \left(\frac{ze^2}{m_e v^2} \right)^2 \int_0^\pi \frac{\sin\theta}{\sin^4(\frac{\theta}{2})} d\theta \quad (3)$$

$$\sigma_{ei} = \frac{\pi}{2} \left(\frac{ze^2}{m_e v^2} \right)^2 \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{\sin\theta}{\sin^4(\frac{\theta}{2})} d\theta \quad (4)$$

با دانستن سطح مقطع می توان فرکانس برخورد در پلاسما محاسبه کرد. فرکانس برخورد ν_{ei} به صورت تعداد برخوردهای یک الکترون متحمل باز مینه ی یونهاد واحد زمان تعریف می شود و به چگالی یون n_i و سطح مقطع σ_{ei} و سرعت الکترون v_e وابسته است.

$$\nu_{ei} = n_i \sigma_{ei} v_e \quad (5)$$

در محاسبه ی فرکانس برخورد برای برخوردهای الکترون-یون، باید توزیع سرعت ذرات راد داخل به حساب آورد. در موارد زیادی می توان فرض کرد که یونهاد در حال سکون هستند ($T_i = 0$) و الکترونهاد در تعادل حرارتی موضعی هستند توزیع انرژی فرمی دیراک $f(v_e)$ به صورت زیر می باشد: [3]

$$f_f = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \left[\exp\left(\frac{p^2}{2m} - E_f\right) \frac{1}{KT_f} + 1 \right]^{-1} \quad (6)$$

با قرار دادن روابط $E_f = \frac{p^2}{2m} = \frac{(3\pi^2 n_e)^{2/3} \hbar^2}{2m}$ و $KT_f = P = mv$ در رابطه ی (6) خواهیم داشت:

$$f_f = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} [\exp(\frac{m^2 v^2}{\hbar^2 (3\pi^2 n_e)^{2/3}} - 1) + 1]^{-1} \quad (7)$$

حال با کمک تابع توزیع می توانیم میانگین کمیت $\langle \sigma_{ei} v_e \rangle$ را از فرمول زیر پیدا کنیم.^[4]

$$\langle \sigma_{ei} v_e \rangle = \int_0^\infty \sigma_{ei} v f(v) 4\pi v^2 dv \quad (8)$$

با قرار دادن روابط (۴) و (۷) در رابطه (۸) داریم:

$$\langle \sigma_{ei} v_e \rangle = \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{dv}{v} \int_0^\infty - \frac{32\pi^2 Z^3 e^6 \cos^3(\frac{\theta}{2})}{m_e^3 (2\pi\hbar)^3 b \sin^3(\frac{\theta}{2})} \frac{dv}{v^3} [\exp(\frac{m^2 v^2}{\hbar^2 (3\pi^2 n_e)^{2/3}} - 1) + 1]^{-1}$$

به جای $\frac{dv}{v}$ ، $d\theta$ و $\cot^3(\theta/2)$ از رابطه $\tan(\theta/2) = \frac{Ze^2}{m_e v^2 b}$ قرار می دهیم و به جای b^2 ،

$b_{min} = l_{dB} = \frac{\hbar}{(2m_e K_B T_e)^{1/2}}$ را قرار می دهیم و کسر Λ را با $\frac{b_{max}}{b_{min}}$ تعریف می کنیم، در نتیجه داریم:

$$\langle \sigma_{ei} v_e \rangle = \ln \Lambda \int_0^\infty \frac{2}{\pi \hbar^3} \times \frac{\hbar^2}{(2m_e K_B T_e)} \times \frac{v^3 dv}{1 + \exp(\frac{m^2 v^2}{\hbar^2 (3\pi^2 n_e)^{2/3}} - 1)} \quad (9)$$

با جایگذاری رابطه (۹) در رابطه (۵) داریم:

$$u_{ei} = n_i \ln \Lambda \frac{1}{\pi \hbar m_e K_B T_e} \int_0^\infty \frac{v^3 dv}{1 + \exp(\frac{m^2 v^2}{\hbar^2 (3\pi^2 n_e)^{2/3}} - 1)} \quad (10)$$

برای حل انتگرال رابطه (۱۰) تغییر متغیر $\frac{m^2 v^2}{\hbar^2 (3\pi^2 n_e)^{2/3}} - 1 = t$ را می دهیم و v^2 و dv را با این تغییر متغیر بدست می آوریم و در انتگرال رابطه (۱۰) قرار می دهیم، در نتیجه انتگرال رابطه (۱۰) بصورت زیر درمی آید:

$$\frac{\hbar^4 (3\pi^2 n_e)^{4/3}}{2m^4} \left\{ \int_0^\infty \frac{t dt}{1 + e^t} + \int_0^\infty \frac{dt}{1 + e^t} \right\}$$

باتوجه به روابط ریاضی، زیر دو انتگرال بالا را حل می کنیم.^[5]

$$\int_0^\infty \frac{x^s dx}{e^x + 1} = s! \left(1 - \frac{1}{2^s}\right) \xi(s+1) \quad \text{و} \quad \xi(m) = \sum_{n=1}^\infty \frac{1}{n^m}$$

در نتیجه جواب انتگرال رابطه (۱۰) بصورت زیر می باشد:

$$\frac{\hbar^4 (3\pi^2 n_e)^{4/3}}{4m^4} \left(1 + \frac{1}{4} + \frac{1}{9} + \frac{1}{16} + \frac{1}{25} + \dots\right) = \frac{(K_B T_e)^2}{m^2} \left(\frac{\pi}{6}\right)$$

$$v_{ei} = n_i \ln \Lambda \frac{1}{6m^2 \hbar m_e} \times \frac{(K_B T_f)^2}{K_B T_e} \quad (11)$$

با انتخاب نمایه چگالی به شکل $n_e = n_c \exp[-\frac{Z}{l}]$ ضریب جذب بصورت زیر بدست می آید: [6]

$$\alpha_{ib} = 1 - \exp[-\frac{8}{3} \times \frac{v_{ei}(n_c)l}{c}] \quad (12)$$

در نتیجه با قراردادن رابطه (۱۱) در رابطه (۱۲) داریم:

$$\alpha_{ib} = 1 - \exp[-\frac{8}{3} \times \frac{l}{c} n_i \ln \Lambda \frac{1}{6m^2 \hbar m_e} \times \frac{(K_B T_f)^2}{K_B T_e}] \quad (13)$$

در صورتی که در حالت توزیع ماکسوللی، فرکانس با رابطه زیر داده می شود: [1]

$$v_{ei} = n_i \ln \Lambda \left(\frac{2\pi}{m}\right)^{1/2} \frac{4Z^2 e^4}{3(K_B T_e)^{3/2}} \quad (14)$$

و ضریب جذب مربوطه با این توزیع بصورت:

$$\alpha_{ib} = 1 - \exp[-\frac{8}{3} \times \frac{l}{c} n_i \ln \Lambda \left(\frac{2\pi}{m}\right)^{1/2} \frac{4Z^2 e^4}{3(K_B T_e)^{3/2}}] \quad (15)$$

یافته شده است.

بحث و نتیجه گیری:

در اینجا پلاسمای تولید شده در اثر تابش دهی هدف توسط لیزرهای باتوان بالا را در نزدیکی سطح هدف (سطح

تبخیر (ablation surface) رابه صورت یک پلاسمای دژنره در نظر گرفته و در نتیجه برای تابع توزیع انرژی

چنین پلاسمایی از تابع توزیع فرمی - دیراک استفاده کردیم. رابطه ی (15) نشان می دهد که آرگومان تابع نمایی

در این حالت با چگالی یونی و مجذور دمای فرمی (T_{fa}) نسبت مستقیم و بادمای الکترونی (T_e) نسبت معکوس

دارد. در حالی که در یک پلاسمای معمولی، این آرگومان ضمن متناسب بودن با چگالی یونی، یک وابستگی $T_e^{-3/2}$

بادمای الکترون رانشان می دهد.



مراجع:

- [1] S Pflazner, " *An Introduction to Inertial Confinement Fusion*", Taylor&Francis, New York London, (2006).
- [2] A. Sid, Nonlinear inverse bremsstrahlung absorption in laser-fusion plasma corona, *Physics of plasmas*, 10, pp. 214-219, 2003
- [3] R.K. Pathria, *Statistical Mechanics*, Oxford, Butterworth-Heinemann, 1972
- [4] Shalom Eliezer, *The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas*, IOP Publishing, Bristol, 2002
- [5] George B. Arfken, *Mathematical Methods For Physicists*, Miami University, Oxford, Ohio and Hans J. Weber, University of Virginia. (1966)
- [6] Kruer, W.L. (1988). *The Physics of Laser Plasma Interactions*. Addison-Wesley, Redwood City.