



## تأثیر پهن شدگی خطی در محاسبات کدوری در پلاسمای گرم CH

سید علالدین؛ قرشی - محمد؛ مهدوی\*

بابلسر، دانشگاه مازندران، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

### چکیده:

کدوری کل که شامل قسمت های جذب و پراکندگی می باشد برای محیط های پلاسمای تک اتمی کربن نگوپلاستیک چند اتمی HC در حالت تعادلی ترمودینامیکی موضعی (LTE) محاسبه شده است و سپس به تحلیل داده های حاصل و نمودارهای کدوری پرداخته شده است. خطوط طیفی اتمی و یونی بر اساس گذار الکترونی بین ترازهای اتمی و یونی شکل می گیرد. این گذارها عموماً دارای پهنای می باشند و شکل گیری پهن شدگی در آنها به لحاظ مکانیسم های پهن شدگی متفاوت است. در محاسبات کدوری تأثیر این پهن شدگی در هر دو مورد لحاظ و مقایسه شده است. چگونگی انتقال انرژی و نحوه گذار الکترونی به منظور آنالیز پلازما و همچنین در طراحی قرص سوخت استفاده می شود.

کلیدواژه: *opacity / local thermodynamic equilibrium / Stark broadening*

### مقدمه:

فرآیند های گوناگون جذب عبارتند گذار (آزاد-آزاد)، گذار (مقید-آزاد) و گذار (مقید-مقید) که انرژی الکترون هایی است که به صورت تابعی از فرکانس به کار می روند [۱]. روش صحیح محاسبات به گونه ایست که در ابتدا ضرایب مربوطه را برای تمام طول موج ها محاسبه و قبل از آنکه میانگین روسلاند را برای همه ضرایب جذب بدست بیاوریم مقادیر آنها را برای هر یک از طول موج های  $\lambda$  با یکدیگر جمع کنیم [۲]. در دو محیط پلاسمای تک اتمی کربن C و دو اتمی پلاستیک CH از این روش استفاده شده است. برای محاسبه کدوری نیاز به تراز های انرژی اتمی قدرت نوسان، پروفایل خطی و جمعیت ترازهای اتمی داریم. که تحت شرایط تعادل ترمو دینامیکی موضعی (LTE) با توجه به آمار توزیع بولتزمان از معادله ساها استفاده می شود شرایط LTE در حالت کلی بر اساس معادلات ساها برای تعیین جمعیت یونهای باردار مختلف

در پلاسما، معادلات ماکسول - بولتزمن برای بدست آوردن توزیع ترازهای تحریک شده، توزیع انرژی ماکسول - بولتزمن برای توزیع الکترون و در نهایت تابع توزیع پلانک برای انرژی فوتونها بیان شده است [۳]. با توجه به پدیده پهن شدگی به ویژه پدیده "اشتارک" هر یک از رزونانس های کدري که مربوط به گذارهای (مقید- مقید) می باشد اثر این پهن شدگی در معادلات سطح مقطع فوتیونش محاسبه می شود. پس از محاسبات کدري بر اساس معادلات سطح مقطع تاثیر پهن شدگی در طیف کدري هر دو حالت تک اتمی و چند اتمی به وضوح دیده می شود. ملاحظات مادر کدري مربوط به یک فرکانس خاص نیست بلکه یک میانگین گیری روی تابع پلانک وابسته به فرکانس انجام می دهیم که در نهایت کدري میانگین روسلاند که در محیط های پلاسمایی ضخیم به کار می رود را محاسبه می کنیم [۴]. سه فرآیند مهم جذب برای گذار الکترونها از اتمی به اتم دیگر متفاوت است. برای مثال در هیدروژن فقط گذار (آزاد-آزاد) اتفاق می افتد ولی در مورد سایر اتم ها با عدد اتمی بالاتر تراز  $K$  تحریک می شود و در این حالت شرایط فرآیند (مقید-آزاد) و (مقید-مقید) فراهم می شود. در محیط پلاسما به دلایلی عناصر کلیدی کربن و هیدروژن اختیار شده است که از آن جمله استفاده از ترکیبات کربن در راکتورهای گداخت و وجود پلاسما های هیدروکربنی و نقش مهم آن در ساخت ساچمه سوخت در ICF به روش مستقیم می باشد که عمدتاً از پلاستیک در ساخت لایه های خارجی آنها استفاده می شود [۵].

## روش کار :

محاسبه کدري با توجه به سه فرآیند جذب و یک فرآیند پراکندگی انجام می شود:

$$\kappa_V^{\text{tot}} = (\kappa_V^{\text{ff}} + \kappa_V^{\text{bf}} + \kappa_V^{\text{bb}}) [1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}] + \kappa_V^{\text{sc}} \quad (1)$$

$$\rho \kappa_V^{\text{ff}} = \sum_i n_{z_i} n_e \left( \frac{2m_e}{3\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}} \left[ \frac{4\pi z_i^2 e^6}{3m_e^2 c h \nu^3} \right] g_{\text{ff}}(\nu) (1 - e^{-h\nu/kT}) \quad (2) \quad : \kappa_V^{\text{ff}} \text{ کدري (آزاد-آزاد)}$$

$$\rho \kappa_V^{\text{bf}} = \sum n_{z_i} \sigma_V(z_i) \left( 1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}} \right) \quad (3) \quad : \kappa_V^{\text{bf}} \text{ کدري (مقید - آزاد)}$$

$$\kappa_V^{\text{bb}} = \sum_i \sum_{m,n} N_{i,nm} |f_{i,nm}| J_{i,nm} \quad (4) \quad : \kappa_V^{\text{bb}} \text{ کدري (مقید - مقید)}$$

که در آن  $J_{i,nm}$  ,  $f_{i,nm}$  ,  $N_{i,nm}$  به ترتیب عبارتند از چگالی جمعیت تراز ، قدرت نوسانگر و تابع شکل خطوط طیفی که اثر پهن شدگی را وارد محاسبات می کند،  $N_{i,nm}$  از حل معادله سا ها بدست می آید [۶].

## نتایج :

الف) پهن شدگی طیفی:

موضوع پهن شدگی خطی اشتراک مربوط به خطوط طیفی هیدروژن و هلیوم است که در کد ری مربوط به یونهای موجود در پلاسما ظاهر می شوند و بر اساس پروفایل "Voigt" بررسی می شوند. خطوط طیفی اتمی و یونی بر اساس گذار الکترونی بین ترازهای اتمی و یونی شکل می گیرد. این گذارها عموماً " دارای پهنای می باشند و شکل گیری پهن شدگی در آنها به لحاظ مکانیسم های پهن شدگی متفاوت است. هر یک از خطوط طیفی به لحاظ پهن شدگی دارای پهنای محدود می باشد که توسط یک پروفایل خاص تشریح می شود. مکانیسم های پهن شدگی در چهار فرآیند دسته بندی می شوند. پهن شدگی طبیعی : بر اساس اصل هایزنبرگ ناشی از عمر محدود یون در تراز انرژی آن می باشد که شکل میرا دارد و پروفایل پهنای آن به شکل " تابع لورنتس " است. به لحاظ اصل عدم قطعیت این پهن شدگی حتی در پلاسماهای کم چگال و در شرایطی که برخوردی صورت نگیرد همواره وجود دارد. پهن شدگی دوپلر: در اثر حرکت گرمایی با اتمهای جذب کننده یا گسیل کننده بوجود می آید. یعنی شیفت طول موج ذرات تابش کننده متحرک باعث پهن شدگی می شود. در این فرآیند به ازای تابع توزیع ماکسولین شکل پروفایل تابع گاوسی است. پهن شدگی اشتراک و پهن شدگی ناشی از اندر کنش با ذرات مجاور: مهمترین پهن شدگی حاکم بر مدل طیفی است و به لحاظ نوع برخورد با ذرات باردار پیچیدگی خاص خود را دارد. به همین دلیل به آن پهن شدگی برخوردی یا فشاری هم گویند، تغییرات سریع میدان الکتریکی منجر به پدیده شکافت پذیری ترازها می شود در نتیجه برای هر تراز با اعداد کوانتومی  $(l,n)$  شکافتگی ترازها به تعداد  $m$  زیر تراز صورت می گیرد [۷]. در اینجا فرض شده است که تمام برخوردها دو به دو هستند و از اثرات تجمعی صرف نظر شده است. در حالتی که مقدار چگالی زیاد باشد تحت تاثیر پتانسیل اندر کنشی بلند بردنمی توان این نوع برخوردها را از هم متمایز کرد و در اینجا است که به لحاظ غالب بودن اثرات تجمعی به عنوان یک حالت خاص پهن شدگی " هولتز مارک " معرفی می شود [۸]. در این حالت اتمها در یک میکرو میدان افت و خیز دار ناشی از سایر ذرات قرار

می گیرند و این افت و خیزها باعث پهن شدگی می گردد. این نوع پهن شدگی بیشتر برای یونهای هیدروژن گونه اتفاق می افتد. زیرا برای سایر یونها میدانهای اتمی به صورت کوتاه - برد در نظر گرفته می شود و اثرات تجمیعی را توسط اثرات دو به دوئی بیان می کنند. در پلاسماهای سرد این اثرات ناچیز ولی در پلاسماهای گرم این اثرات بسیار موثرند. هرگاه یک اتم در تراز تحریک شده باشد می تواند بدون تابش تراز تحریکی خود را به تراز طبیعی ترک کند. کاهش عمر اتم در تراز تحریک شده باعث پهن شدگی تراز می شود در معادله زیر  $N_j$  جمعیت تراز پائینی است [۹].

$$\Delta\omega = \frac{e^2}{m\Delta E_{ij}} f_{ij} \sqrt{\frac{g_j}{g_i}} N_j$$

در پلاسماهای میان چگال و کاملاً یونیزه پهن شدگی اشتراک بر همه غالب است. شکافتگی ترازها بر اثر وجود میکرو میدانها را " اثر اشتراک " گویند که با افزایش چگالی پلاسما اثر این پدیده بیشتر می شود. فاصله نزدیکترین تراز از تراز  $\Delta E_{ij}$  را با  $\Delta E_{ij}$  نشان می دهیم. پهنای خط اشتراک تحت تاثیر برخوردهای دو به دو دارای پروفایل "لورنتس" می باشد. که توسط فرمول " گرایم " بیان می شود. برای محاسبه پروفایل  $\Phi(\omega)$  از تمام مکانیسم های پهن شدگی استفاده می کنیم [۱۰]. برای پلاسماهای میان یونیزه تفکیک این مکانیسمها مشکل است به همین منظور پهن شدگی حول خط اصلی مرکزی محاسبه می شود و پهن شدگی طبیعی و اشتراک چون هر دو پروفایل لورنتس دارند به صورت ترکیبی با هم در نظر گرفته می شوند. برای سایر پهن شدگی ها به لحاظ پیچیدگی از مدل های محاسباتی استفاده می شود. یکی از کارآمدترین روشها ترکیب پروفایل لورنتس با پهنای  $\Delta\omega_L$  و گاوسی با پهنای  $\Delta\omega_G$  است که به آن پروفایل "Voigt" گویند که در آن  $\kappa$  ضریب جذب در خط مرکزی است [۱۱].

$$\Phi(\omega) = \kappa_0 \frac{a}{\pi} \int \frac{e^{-y^2} dy}{(u-y)^2 + a^2} \quad a = \frac{\Delta\omega_L}{\sqrt{2}\Delta\omega_G}, \quad u = \frac{(\omega - \omega_0)}{\Delta\omega_G} \quad (6)$$

ب) آرایش الکترونی :

در کربن یونیزه گذار از لایه L صورت می گیرد و با توجه به جمعیت تراز در اشکال  $C^{+0}$ ,  $C^{+1}$ ,  $C^{+2}$ ,  $C^{+3}$ ,  $C^{+4}$  گذار صورت می گیرد. که اختصاراً " ایزوالکترونیک با (B, Be, Li, He, H) نامیده می شوند و در اغلب موارد بریلیم گونه و لیتیوم گونه و هلیوم گونه و هیدروژن گونه خوانده می شوند. به لحاظ تعداد بالای الکترونها مقید در اتم کربن سهم کدری کربن

خیلی پیچیده تر است (شکل ۱) [۱۲]. خیلی از گذارها از  $n=2$  شروع می شود یعنی  $n=2$  پائین تر از محسوب می شود. در عین حال گذار از  $n=3$  به بالا هم اتفاق می افتد. کدري حاصل از پلاسمای مخلوط در شکل (۲) نشان داده شده است. عمیق ترین گذار در  $(2/8\text{KeV})$  اتفاق می افتد. این گذار مربوط به تراز (مقید- آزاد) است که از یک تراز تحریک شده گذار انجام می شود. نمودار نشان می دهد که مدل کدري برای جمعیت تراز تحریک شده و سطح مقطع فوتیونش (مقید - آزاد) به ازای  $(n \geq 3)$  بجز حالت های تحریکی مدل دقیقی است. به عبارتی مقایسه هر دو کدري نشان می دهد که سهم کدري کربن به ازای انرژی های پائین برای فوتونها قابل صرف نظر است. در حالیکه در  $(2/8\text{KeV})$  در پلاسمای مخلوط گذار قوی داریم. در واقع تاثیر پلاسمای مخلوط غالب بر پلاسمای تک اتمی است. این تاثیرات به نوع فرآیند جذب و انرژی فوتونها وابسته است. یکی از جنبه های تشخیصی پلاسمای تعیین دمای الکترون بر اساس تخمین اندازه طیف لایه K ام است. توزیع یونش پلاسمای که شدیداً وابسته به دماست تا به چگالی و دیگری انرژی فوتون خط طیفی لایه K ام که با یونش شیفیت پیدا می کند. خطوط طیفی لایه K ام با عدد کوانتومی  $n=1$  تعریف می شوند. گذار جذبی بین  $S_1$  و  $P_2$  وقتی محتمل است که در لایه  $n=2$  جای خالی وجود داشته باشد و جذب در لایه K ام ممکن است با یونش به لایه K و L صورت گیرد. تمام این گذارها را با توجه به تعداد الکترونها می توان به دو دسته تقسیم کرد: در لایه K ام به ازای یونهای هیدروژن گونه و هلیوم گونه. در لایه L ام به ازای یونهای لیتیوم گونه، بریلیوم گونه و... که تا ۹ الکترون مقید وجود دارد. قوی ترین خط جذبی برای هیدروژن گونه ها گذار  $(S_1 \rightarrow P_2)$  است که در آن Ly شناخته شده است در حالی که برای قویترین خط جذبی برای هلیوم گونه ها  $(1s^2 - 1s^2p)$  است. به همین ترتیب گذار لیتیوم گونه  $(S_1^2 S_1 \rightarrow P_2 S_1^2 S_1)$  که نسبت به هلیوم گونه انرژی فوتون کمتری دارد در حالیکه اختلاف انرژی جداسازی هلیوم و لیتیوم حدوداً  $(20 - 15)\text{eV}$  است زیرا تاثیر الکترون  $S_2$  کمتر از  $S_1$  است.

جدول (۱): گذار یونهای کربن با احتساب پهن شدگی طیفی اشتراک

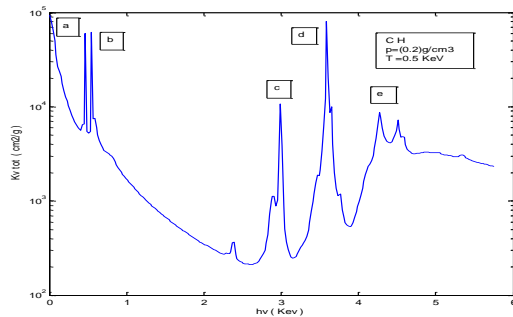
	یون کربن	تراز پایه	انرژی یونش	گذار نهایی با پهن شدگی
1	$C^+$	$1s^2 2s^2 2p^2 3P_0$	11.260 eV	$3s-4p$

2	$C^{+2}$	$1s^2 2s^2 2p^2 P_{1/2}^0$	24.383 eV	$2s 2p^2 - 2s^2 3p$
3	$C^{+3}$	$1s^2 2s^2 {}^1S_0$	47.888 eV	$2s 2p - 2P^2$
4	$C^{+4}$	$1s^2 2s^2 S_{1/2}^0$	64.494 eV	$3S - 3P$

## بحث و نتیجه گیری :

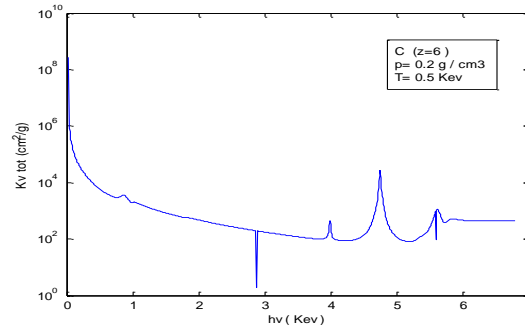
کدري تابعی از چگالی و دمای الکترونهاست و چگالی الکترونها مستقیماً از یونش ناشی از برخورد آنها و آهنگ برانگیختگی تأثیر می‌پذیرد. از آنجائیکه در طیف نگاری پلاسما از روی میزان پهن شدگی خطی می‌توان چگالی الکترونها را تعیین کرد پهن شدگی طیفی به ویژه طیف خطی لایه K بسیار مهم است. دلیل اصلی پهن شدگی‌ها گذار اتمی یونها تحت تأثیر میکرو میدانهای الکتریکی ناشی از یونها و الکترونها در پلاسما می‌باشد. از طرف دیگر با توجه به تئوری تقریب پهن شدگی که در آن یونها در حالت ساکن و الکترونها در حالت جنبشی در نظر گرفته می‌شوند، گذار خطی بین ترازها در اثر توزیع میدانهای میکرو الکتریکی ساکن باعث شکافتگی ترازها می‌گردد که آنرا با نام "پدیده اشتراک" می‌شناسیم. شکل پهن شدگی به هر دو چگالی یونها و الکترونها وابسته است با توجه به شکلهای (۱ و ۲) می‌توان ملاحظه کرد که با افزایش عدد کوانتومی اصلی  $n$  کدري کاهش و پهن شدگی اشتراک افزایش می‌یابد. از طرفی مشاهده می‌کنیم که در انرژی‌های بالا به لحاظ افزایش جمعیت ترازها کدري افزایش می‌یابد. در رفتار عمومی کدري در دو شکل (۱ و ۲) ابتدا کاهش کدري با افزایش انرژی ملاحظه می‌شود و در ناحیه  $(2/8 \text{ KeV})$  با افت شدیدی مواجه می‌شویم و سپس با افزایش انرژی فوتونها رزونانسهای قوی متعددی مشاهده می‌شود که مربوط به گذارهای (مقید- مقید) می‌باشند که همراه با پهن شدگی اشتراک هستند. از مقایسه دو شکل در می‌یابیم که تعداد قله‌های رزونانسی در کدري دو اتمی HC نسبت به تک اتمی C بیشتر است و به دنبال آن اثر پهن شدگی هم افزایش یافته است. از طرفی از مقایسه کدري میانگین روسلاند در حالت تک الکترونی کربن C و دو اتمی HC در می‌یابیم که در آن پهن شدگی خطی به لحاظ محاسبات سطح مقطع

فوتو یونش لحاظ شده است. کداری میانگین روسلاند خیلی حساس به پهنای طیفی شکل پهن شدگی است به این معنی که در محاسبه کداری رزونانس ها و پهنای آنها بسیار موثرند.



شکل (۲): نمودار کداری کل پلاستیک HC

برحسب انرژی فوتون



شکل (۱): نمودار کداری کل کربن C

برحسب انرژی فوتون

## مراجع :

- [۱] G.D. Tsakiris and K. Eidmann J.Quant.Spectrosc.Radiat.Transfer,**38**, 353-368 (1987).
- [۲] R.E. Olson, G.A. Rochan, O.L. Landen, et al. Physics of Plasma, **18**, 032706 (2011).
- [۳] J .G. Rubiano, R.Rodriguez, J.M.Gill,et al. Fast calculations of opacity for ICF plasmas(2010).
- [۴] M.A. Mendoza, J.G Rubiano, E.Minguez, et al. 36th EPS con.on PlasmaPhysics., Vol.**33Ee**, (2009).
- [۵] Lindl. J. phys. Plasmas **2**, 11 (1995).
- [۶] JG Rubiano, P. Martel, JM Gil and et al. 35th EPS Con. on Plasma Phys., Vol.**32D**, P-2.147 (2008).
- [۷] E.Stambulchik &Y. Maron, High Energy Density Physics **6(1)**, 9-14 , (2010).
- [۸] Banaz Omar. Journal of Atomic, Molecular, and Optical Physics , Vol. **2011**, 850807, (2011).
- [۹] D. M. Devia,L.V. Rodriguez-Restrepo and E. Restrepo-Parra, ing. cienc. vol. **11**, no. 21, (2015).
- [۱۰] Nabil Ben Nessib, Z Ben Lakhdar and Sylvie Sahal-Brechot, Physica Scripta **54(6)**:608 (2006) .
- [۱۱] M.Nur, N. Bonifaci, A. Denat and et al. Journal of Physics: Conference Series **622**, 012055(2015) .
- [۱۲] L.B.Samolovskikh ,P.A. Loboda. 31st EPS Con. on Plasma Phys. Vol. **28G** (2004).