

raeisi.morteza@sci.sku.ac.ir :

(دریافت مقاله: ۱۳۹۰/۱/۱۷؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۰/۸/۷)

K

K

K

$\cdot / \text{ps} \cdot / K$

هدف افزایش و بهره پرتوهای ایکس بهینه باشد. بر این اساس فشار $1/5 \text{ bar}$ و دمای 120 K که متناظر با چگالی $\rho_{NTP} = 3/4$ است انتخاب شده است. شدت سه گذار الکترومغناطیسی دایره‌ای $n=2, n-1 \rightarrow n, n-1$ برای $n=5, 6, 7$ در اتم کائونیک نیتروژن اندازه‌گیری شده است (جدول ۱) [۳]. اتم کائونیک نیتروژن متعلق به مجموعه اتم‌های اگزوتیک است. اتم اگزوتیک به یک حالت مقید اتمی که به جای الکترون، یک ذره با بار منفی سنگین‌تر از الکترون قرار گیرد گفته می‌شود. در اثر توقف ذره کائون در یک هدف نیتروژن تشکیل می‌شود. بعد از تشکیل اتم کائونیک نیتروژن در یک تراز قویا برانگیخته، اتم ناپایدار است و با فرآیندهای مختلف به حالت‌های پائین وانگیخته می‌شود که به آشبار اتمی معروف است. سرانجام به دلیل افزایش همپوشانی تابع موج هسته با تابع موج کائون در حالت‌های پائین اثر برهم‌کنش قوی منجر به پهن شدن و جابجا

مطالعه طیف پرتوهای ایکس اتم‌های کائونی اطلاعات مفیدی را در مورد برهم‌کنش قوی کائون- هسته در انرژی‌های پایین و وجود حالت‌های عمیقاً مقید اتمی و هسته‌ای در اختیار ما قرار می‌دهد [۱]. تعیین دقیق طول پراکندگی وابسته به ایزواسپین کائون- هسته از طریق اندازه‌گیری جابجایی و پهنای گذار ایکس K_{α} اتم کائونیک هیدروژن و دوتریوم هدف اصلی پروژه SIDDHARTA است [۲]. اما به دلیل همپوشانی زیاد تابش زمینه با شدت پرتوهای ایکس این اتم‌ها و مدرج کردن آشکار ساز CCD^۱ ابتدا اندازه‌گیری روی شدت گذارهای اتم‌های کائونیک نیتروژن در محیط گازی که بهره آنها نسبت به اتم کائونیک هیدروژن و دوتریوم بیشتر می‌باشد انجام شده است. اندازه‌گیری‌ها در شرایطی است که تعداد توقف کائون‌ها در

۱. Charged-coupled devices

جدول ۱. بهره ایکس تجربی گذارهای تابشی اتم کائونیک نیتروژن در محیط گازی در فشار ۱/۵ bar و دمای K ۱۲۰.

گذار پرتو ایکس	۵→۴	۶→۵	۷→۶
انرژی (KeV)	۱۳/۹۹	۷/۵۹	۴/۵۷
بهره	$0.57/4 \pm 1.5/2 (stat) \pm 5/7 (sys)$	$0.57/4 \pm 1.5/2 (stat) \pm 5/7 (sys)$	$0.57/4 \pm 1.5/2 (stat) \pm 5/7 (sys)$

چون حالت گیراندازی شده اولیه قویاً برانگیخته است، اتم ناپایدار است. لذا در مراحل اولیه گذار به حالت‌های پایین انرژی گذار صرف جدا شدن الکترون‌های اتمی لایه‌های K ، L و M می‌شود که به آن گذار اوژه داخلی گفته می‌شود.

$$(K^- N)_{n_i l_i} 2e^- \rightarrow (KN^-)_{n_f l_f} e^- + e^- \quad (3)$$

برای اولین بار آهنگ اوژه داخلی اتم اگزوتیک توسط باربدج و دبورده [۸ و ۹] محاسبه شده است که برای اوژه داخلی لایه K به صورت زیر بیان می‌شود.

$$\Gamma_{n_i l_i \rightarrow n_f l_f}^{K-Aug} = \frac{16\pi}{3\mu^2} \left(\frac{Z_e^*}{Z}\right)^2 \frac{y^2}{1+y^2} \times \frac{\exp[y(\pi \tan^{-1} y - \pi)]}{\sinh(\pi y)} \times \frac{Max(l_i, l_f)}{2l_i + 1} (R_{n_f l_f}^{n_i l_i})^2 \quad (4)$$

که Z_e^* بار مؤثری است که توسط الکترون لایه K دیده می‌شود و $R_{n_f l_f}^{n_i l_i}$ عنصر ماتریسی دو قطبی اتم هیدروژن است. $y = Z_e^* / \sqrt{T^2 + 2T}$ که T انرژی جنبشی الکترون گسیل شده است. از گذارهای اوژه لایه الکترونی بالاتر M ، L به دلیل کم بودن آهنگ انجام آنها نسبت به لایه K صرف نظر شده است.

K

در اثر فرآیند اوژه داخلی با پرش یک الکترون اتمی (بیشتر از لایه K) یک حفره ایجاد می‌شود که ممکن است با یک گذار تابشی الکترونی $s \rightarrow 2p$ یا با گذار اوژه الکترونی (KLL) پر شود. در این حالت اتم در اثر برخورد با اتم‌های مجاور با آهنگ زیادی الکترون دریافت می‌کند که فرآیند تبادل بار^۲ نامیده می‌شود. در دو فرآیند آخر احتمال اولی به جمعیت الکترون‌ها و حفره‌ها در لایه پایین بستگی دارد در حالی که در دومی این بستگی

شدن این ترازها می‌شود. به طور کلی دینامیک اتم‌های اگزوتیک با $Z > 2$ کاملاً متفاوت از اتم‌های با $Z = 1$ و 2 است. زیرا در اتم‌های $Z > 2$ رقابت تنها مربوط به فرآیندهای گذار تابشی، اوژه داخلی، فرآیند پر شدن مجدد^۱ لایه K ، جذب قوی و واپاشی کائون است [۴] در حالی که برای اتم‌های $Z = 1$ و 2 علاوه بر این فرآیندها گذارهای استارک، گذارهای کولنی نیز مهم هستند [۵ و ۶]. بهره پرتوهای ایکس وابستگی زیادی به این فرآیندها دارد. درک چگونگی رقابت و مهم بودن فرآیندها در چهارچوب مدل‌های شبیه سازی امکان پذیر است تا بتوان نتایج تجربی را تفسیر نمود. در بخش ۲ فرآیندهایی که در دینامیک آبشار اتمی در نظر گرفته شده است به طور مختصر شرح داده می‌شوند. سپس در بخش ۳ مدل شبیه سازی بیان می‌شود. در بخش ۴ نتایج شبیه سازی و سرانجام در بخش ۵ نتیجه گیری ارائه خواهد شد.

زمانی که اتم اگزوتیک در حالت برانگیخته است ممکن است با گسیل یک فوتون به حالت پائین گذار کند:

$$(K^- N)_{n_i l_i} \rightarrow (KN^-)_{n_f l_f} + \gamma \quad (1)$$

آهنگ گذار این فرآیند، که از طریق گذار دو قطبی الکترونی $E1$ رخ می‌دهد، با رابطه زیر بیان می‌شود [۷].

$$\Gamma_{n_i l_i \rightarrow n_f l_f}^{rad} = \mu Z^4 \Gamma_{n_i l_i \rightarrow n_f l_f}^{rad}(H) \quad (2)$$

که μ جرم کاهش یافته و Z بار الکترونی هسته است. فقط گذارهای با قاعده انتخاب $1 = \Delta l = l_f - l_i = \pm 1$ ممکن است. آهنگ این فرآیند با افزایش n_i سریعاً کاهش می‌یابد و بیشترین آهنگ گذار مربوط به گذار $s \rightarrow 2p$ است.

۲. Charge exchange

۱. K-electron refilling process

لذا آنها را به صورت الکترون رزرو در نظر می‌گیریم. آهنگ پر شدن مجدد با مقایسه مقادیر محاسباتی با بهره‌های تجربی اتم کائونیک نیتروژن تعیین می‌شود.

با توجه به همپوشانی قوی تابع موج کائون- هسته در مراحل نهایی آبخار اتمی، جذب قوی رخ می‌دهد. که کسری از کائون‌ها در ترازهای پایین جذب می‌شود و فرآیند آبخار اتمی پایان می‌یابد. وست به صورت مقیاسی، روابط زیر را برای محاسبه پهنای جذب در ترازهای بالا برحسب پهنای جذب در ترازهای پایین به دست آورده است [۱۱].

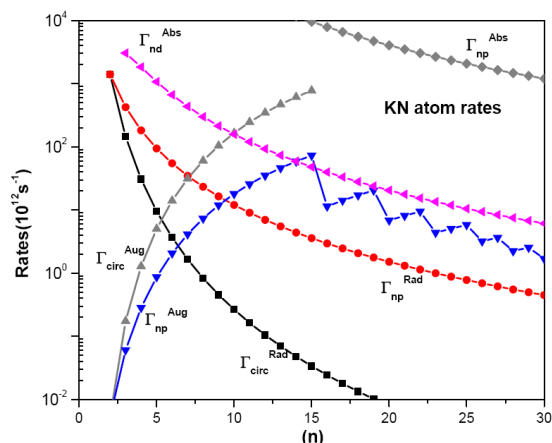
$$\Gamma_{n+l}^{nuc} / \Gamma_{nl}^{nuc} = \left(\frac{n}{n+1}\right)^{2l+2} \frac{n+l+1}{n-l} \quad (5)$$

مقادیر $\Gamma_{\gamma d}$ و $\Gamma_{\gamma p}$ ، $\Gamma_{\gamma s}$ با استفاده از حل عددی معادله کلاین-گوردن با پتانسیل پدیده شناسی کائون- هسته در مرجع [۱۲] به دست آمده است. این مقادیر برای اتم کائونیک نیتروژن عبارتند از:

$$\Gamma_{\gamma d} = 2 \text{ eV}, \Gamma_{\gamma p} = 2 \text{ KeV}, \Gamma_{\gamma s} = 100 \text{ KeV} \quad (6)$$

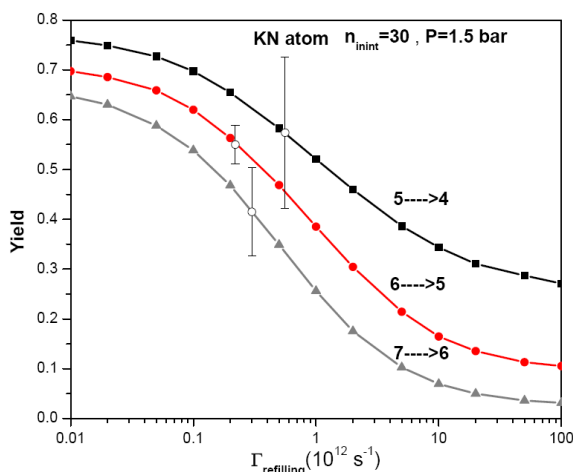
با استفاده از روش‌های برون یابی مقادیر $\Gamma_{\gamma f}$ از مرتبه 1 meV پیش بینی شده است. لذا در اینجا به صورت پارامتر آزاد در نظر گرفته شده است. از پهنای جذب ترازهای با $n \geq 5$ نیز صرف نظر می‌شود. سرانجام ممکن است که کائون در هسته با آهنگ $\Gamma_{\text{decay}} = 7/8 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ به صورت ضعیف واپاشی کند. در شکل ۱ برای مقایسه تغییرات آهنگ انجام فرآیندهای مختلف نشان داده شده است.

در شکل ۲ مدل ساده شبیه سازی نشان داده شده است. با روش مونت کارلو تاریخچه اتم به صورت تصادفی از لحظه تشکیل تا زمان رسیدن به ترازهای پایین دنبال می‌شود. با مشخص کردن احتمال انجام هر فرآیند در هر تراز مشخص، می‌توان حالت نهایی را تعیین نموده سپس با متوسط گیری بر روی تعداد زیادی اتم کمیت‌های مورد نظر را محاسبه نمود. لازم به ذکر است که مدل را برای هر نوع اتم هادرونی می‌توان استفاده کرد.



شکل ۱. تغییرات آهنگ کل فرآیندهای مختلف بر حسب عدد کوانتمی اصلی n.

قویاً به الکترون‌های لایه‌های بالا و چگالی محیط بستگی دارد. نکته اصلی در اینجا رقابت شدید فرآیند اوژه داخلی با پرشدن مجدد الکترون لایه K در مراحل اولیه آبخار اتم کائونیک است. لذا جمعیت الکترون‌ها در لایه‌های الکترونی بر روی شدت پرتوهای ایکس در ترازهای پایین مهم است. در نتیجه دینامیک آبخار اتمی در قسمت کائونیک بستگی به احتمال انجام فرآیندهای ذکر شده در قسمت لایه‌های الکترونی و چگالی محیط اتم دارد. هر چند محاسبه آهنگ گذارهای تابشی و اوژه الکترونی برای بیشتر اتم‌های معمولی با استفاده از رهیافت‌های مختلف نسبی و غیر نسبی بدون در نظر گرفتن اثر هم بستگی الکترون-الکترون محاسبه شده است. اما هنوز نتایج محاسباتی مختلف با یکدیگر در توافق نیستند. برای مثال مقادیر محاسبه شده آهنگ گذارهای الکترونی در لایه‌های K و L اتم نیتروژن در بازه 10^7 ps^{-1} تا 10^8 ps^{-1} قرار دارد [۱۰]. علاوه بر آن برای بررسی تغییرات جمعیت الکترونی لایه‌های مختلف نیاز به شبیه سازی همزمان دینامیک آبخاری در بخش الکترونی و در بخش کائونیک می‌باشد. بر این اساس دینامیک آبخاری در بخش الکترونی را به صورت یک فرآیند پرشدن مجدد لایه الکترونی K مدل می‌کنیم. آهنگ این فرآیند را به صورت یک پارامتر آزاد در نظر می‌گیریم. چون در اینجا از رفتار الکترون‌های لایه‌های مختلف بالای لایه K و الکترون‌های اتم‌های مجاور صرف نظر می‌کنیم، فقط با تغییر تعداد الکترون‌های لایه K، الکترون‌ها از لایه‌های بالا جایگزین می‌شود.

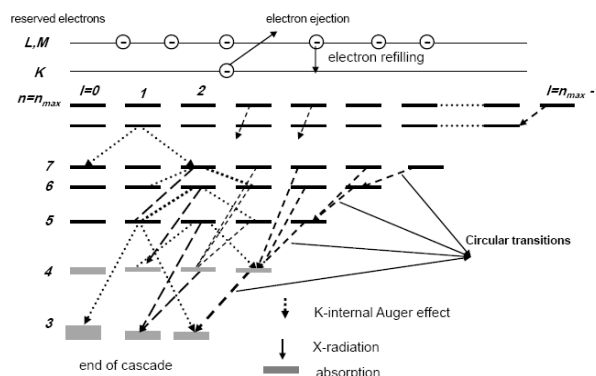


شکل ۳. تغییرات بهره گذارهای ایکس محاسبه شده نسبت به آهنگ پرشدن مجدد لایه K.

لایه K نشان داده شده است. داده‌های روی نمودار مقادیر تجربی بهره‌ها در فشار ۱/۵ bar می‌باشد (جدول ۱). همان‌گونه که مشاهده می‌شود با افزایش آهنگ پرشدن، بهره‌ها نیز به طور سریع کاهش می‌یابند. علت آن غالب شدن فرآیند اوژه به فرآیند گذار تابشی در ترازهای میانی است. هرچند اثر پرشدن مجدد الکترون به ساده‌ترین فرم فقط در لایه K با یک پارامتر تنظیم $\Gamma_{refilling}$ در نظر گرفته شده است ولی به طور کیفی نشان می‌دهد که با برآزش نتایج محاسباتی به نتایج تجربی محدوده این پارامتر بین ۰/۱ تا ۰/۶ ps^{-1} است. محاسبات نظری که در مرجع [۱۲] برای آهنگ پرشدن الکترون یک اتم میونیک نیتروژن در مجاورت سایر اتم‌های نیتروژن انجام شده است مؤید این مطلب می‌باشد. آنها آهنگ تبادل بار در برخورد بین یک اتم یونیزه و یک اتم خنثی را با رابطه تخمینی زیر به دست آوردند:

$$\Gamma_{coll}(s^{-1}) = 1/6 \times 10^8 p(hPa) \quad (7)$$

که p فشار هدف می‌باشد. با مقدار فشار برای هدف گازی نیتروژن در مرجع [۳] مقدار $1/2 ps^{-1}$ به دست می‌آید. برای اینکه نقش فرآیند پرشدن مجدد مشخص تر شود، متوسط جمعیت الکترون‌ها در لایه K در هر تراز برای مقادیر مختلف آهنگ پرشدن مجدد محاسبه شده است. همان‌طور که در شکل ۴ مشاهده می‌شود در ترازهای $n < 15$ متوسط جمعیت الکترون‌ها با کاهش n روبه کاهش است مگر در مقادیر بزرگ $\Gamma_{refilling}$ در



شکل ۴. مدل دینامیک آباری اتم کائونیک نیتروژن.

الف) تعیین شرایط اولیه: برای عدد کوانتومی n_{cap} مقدار

$$n_{cap} \approx \sqrt{\mu/m_e} \quad (8)$$

توزیع آماری، $\frac{\gamma_{cap} + 1}{n_{cap}}$ ، در نظر گرفته شده است [۴].

ب) تعداد الکترون‌های شرکت کننده در فرآیند پرشدن مجدد لایه الکترونی K که مربوط به الکترون‌های لایه‌های بالاتر و اتم‌های مجاور است.

ج) پهنای جذب حالت‌های Γ_{pd} و Γ_{pp} ، Γ_{is} بر اساس مقادیر تجربی یا محاسباتی و Γ_{pf} به صورت پارامتر آزاد.

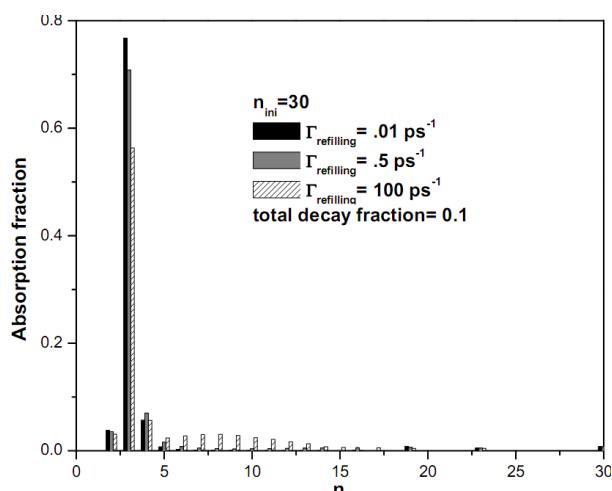
د) تعیین احتمال انجام یک فرآیند برای اتمی که در یک حالت برانگیخته اولیه مشخص n_i و l_i قرار دارد با تولید یک عدد تصادفی.

ه) تعیین حالت نهایی n_f و l_f

د) اگر $n_f = 3$ باشد یا فرآیند جذب قوی، جذب برخوردی یا واپاشی رخ دهد این روبه باید برای یک اتم دیگر تکرار گردد در غیر این صورت باید مرحله تکرار شود.

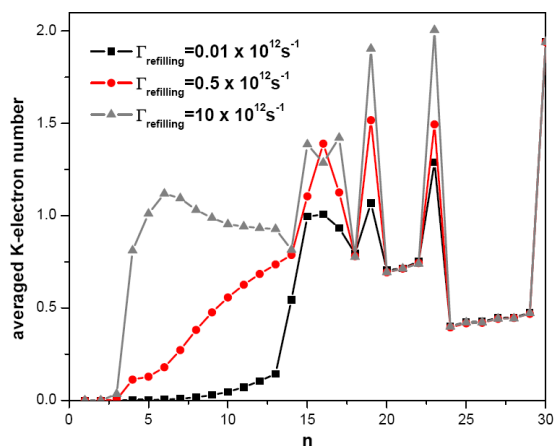
در اینجا شبیه سازی برای 10^5 اتم انجام شده است. در این شبیه سازی کمیت‌هایی مانند بهره پرتوهای ایکس، زمان متوسط و الگیتنگی، متوسط جمعیت الکترون‌های لایه K و کسر جذب قوی در هر تراز کوانتومی قابل محاسبه است.

در شکل ۳ اثر وابستگی بهره پرتوهای ایکس به آهنگ پرشدن



شکل ۵. تغییرات کسر جذب در هر تراز نسبت به آهنگ پرشدن مجدد لایه الکترونی K .

است منجر به پهن شدن ترازهای انرژی می‌شود. در نتیجه این پهن شدگی بر روی گذارهای ایکس تأثیر می‌گذارد. هرچند این تأثیر بر گذارهای اندازه‌گیری شده در جدول ۱ ناچیز است اما گذارهای ایکس با $n < 4$ قابل مشاهده خواهد بود. کسر جذب کائون در هر تراز به ازای مقادیر مختلف پرشدن مجدد لایه الکترونی K محاسبه شده است (شکل ۴). همان‌طور که در شکل مشاهده می‌شود بیشترین جذب کائون توسط هسته در تراز $n=3$ است و با افزایش n جذب نیز سریعاً کاهش می‌یابد. چون بیشتر گذارهای ایکس به تراز $n=3$ ختم می‌شوند و آهنگ جذب کائون توسط هسته $(l=s,p,d)\Gamma_{nl}$ نسبت به آهنگ گذارهای تابشی $nl \rightarrow n-1$ ($n=1,2$) بیشتر است لذا درصد خیلی کمی از اتم‌ها به تراز $n=2$ و حالت زمینه می‌رسند. در n های زیاد بیشتر گذارها از نوع دایره‌ای (l های بزرگ) هستند که آهنگ گذار آنها نسبت به جذب بیشتر است. در n های متوسط بیشتر گذار از ترازهایی انجام می‌شود که اثر جذب در آستانه قرار دارد اما قابل ملاحظه نیست. وابستگی کسر جذب به فرآیند پرشدن مجدد لایه نیز در شکل ۵ بررسی شده است. شکل ۵ نشان می‌دهد که افزایش آهنگ این فرآیند موجب کاهش کسر جذب در $n=3$ افزایش در n های میانی و بدون تغییری در $n=1,2,4$ شده است. چون با افزایش آهنگ پرشدن مجدد لایه K احتمال انجام گذارهای انرژی نیز افزایش می‌یابد که این خود موجب افزایش جمعیت ترازهای



شکل ۴. متوسط جمعیت الکترون‌های لایه K در ترازهای مختلف و در محدوده مقادیر تعیین شده برای آهنگ پرشدن مجدد در شکل ۳.

حالی که برای $18 < n < 15$ جمعیت متوسط الکترون‌ها تقریباً ثابت و برابر یک الکترون می‌باشد. اما برای ترازها $n > 18$ افت و خیزهای نسبی مشاهده می‌شود. احتمال انجام گذار انرژی داخلی متناسب با جمعیت الکترون‌ها (n_e) و انرژی بستگی آنها در لایه K است. در حالی که احتمال پرشدن مجدد فقط متناسب با $(2-n_e)$ است. لذا در مراحل اولیه گذار آبخاری جمعیت الکترون‌ها سریعاً کاهش می‌یابد. در بعضی ترازها به یکبار احتمال گذار انرژی داخلی صفر می‌شود، لذا فرآیند پرشدن مجدد باعث افزایش متوسط جمعیت الکترون‌ها حتی تا دو الکترون در این ترازها می‌شود. به دنبال آن احتمال گذار انرژی داخلی دوباره افزایش می‌یابد که منجر به کاهش متوسط جمعیت در این ترازها می‌شود. این رفتار تا تراز $n=18$ ادامه دارد. در ناحیه $18 < n < 15$ به دلیل تعادل بین این دو فرآیند همواره یک الکترون در لایه K باقی می‌ماند. با توجه به شکل ۱، در $15 < n < 7$ هنوز فرآیند گذار انرژی داخلی نسبت به فرآیند پرشدن مجدد غالب است که باعث کاهش جمعیت الکترون‌ها به سمت صفر می‌شود. در ناحیه $n < 7$ گذار تابشی نسبت به فرآیند پرشدن و انرژی داخلی غالب است. لذا جمعیت الکترون‌ها در لایه K در ناحیه $n < 7$ یا بدون الکترون یا یک الکترون خواهد بود.

برهم‌کنش قوی کائون- هسته که در ترازهای پایین قابل توجه

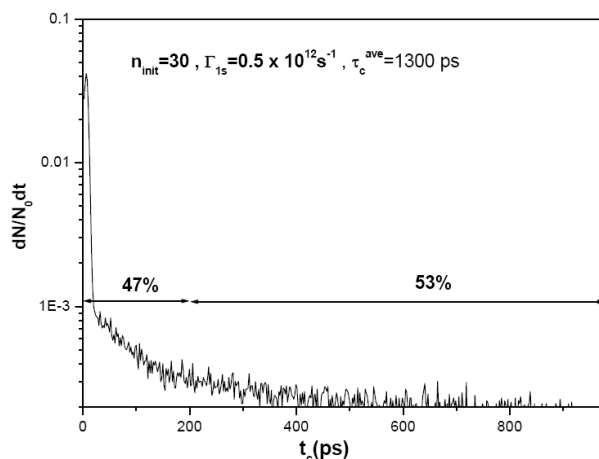
آنتی پروتونیک هلیوم بر حسب فشار هلیوم رابطه زیر به دست آمده است:

$$\tau_c(\text{ns}) = \frac{309}{p(\text{mbar})^{0.9}} \quad (۸)$$

البته این رابطه در فشارهای خیلی کم (میلی بار) معتبر است. با فرض اینکه بتوان این رابطه را برای فشارهای بالا برای اتم کائونیک نیتروژن به کار گرفت، نتیجه مقدار تقریبی 0.4 ns برای آن به دست می‌آید. که یک مرتبه از مقدار شبیه سازی کمتر است [۱۶]. البته با در نظر گرفتن فرآیند پر شدن مجدد که در فشارهای زیاد قابل توجه است متوسط زمان آبخاری نیز افزایش می‌یابد.

یک مدل آبخاری برای مطالعه دینامیک اتم کائونیک نیتروژن استفاده شده است. در این مدل فرآیندهای گذارهای تابشی، اثر اوژه داخلی، پر شدن مجدد لایه الکترونی K ، جذب قوی و واپاشی کائون در نظر گرفته شده است. بهره گذارهای تابشی، متوسط جمعیت الکترون‌های لایه K ، کسر جذب قوی و متوسط زمان وانیگختگی برای پارامتر آهنگ پر شدن مجدد لایه الکترونی K محاسبه شده است. برای تعیین عدم قطعیت در این پارامتر نتایج محاسبات را به نتایج تجربی برازش داده که بازه آن بین 0.1 تا 0.6 ps^{-1} پیش بینی می‌شود. این پیش بینی با محاسبات نظری نیز در توافق است. همچنین در لحظه گذار تابشی $4 \rightarrow 5$ ، 3% جمعیت کل الکترون‌ها در لایه K باقی می‌ماند که باید در تصحیح انرژی گذار منظور شود. سرانجام کمتر از 70% کائون‌ها قبل از واپاشی ضعیف می‌توانند گذار تابشی کامل تا تراز $n=4$ انجام دهند.

اما در این مدل ساده فقط اوژه داخلی در لایه الکترونی K و سایر لایه‌ها به صورت الکترون‌های رزرو در نظر گرفته شد است. پیشنهاد می‌شود که با استفاده از رهیافت غیر نسبیتی هارتری-فاک یا نسبیتی فاک-دیراک [۱۷ و ۱۸] آهنگ گذارهای الکترونی (اثر اوژه داخلی و گذار تابشی الکترونی بین لایه‌های مختلف) محاسبه و با استفاده از معادلات سینماتیکی، جمعیت الکترون‌ها در هر لایه به دست آید. سپس



شکل ۶. توزیع زمان وانیگختگی اتم کائونیک نیتروژن.

میانی اتم کائونیک نیتروژن می‌شود. لذا کائون‌های بیشتری نیز جذب می‌شوند. در نتیجه جمعیت تراز $n=3$ که گذارهای اوژه و تابشی بیشتر به این تراز انجام می‌شود، کاهش می‌یابد. به طور کلی سهم کل جذب کائون توسط هسته در طول فرآیند آبخاری 99% واپاشی خواهد بود.

یکی از کمیت‌های مهم در فرآیند دینامیک آبخاری اتم‌های اگزوتیک زمان وانیگختگی است. به مدت زمان بین لحظه تشکیل اتم اگزوتیک و لحظه جذب کائون یا واپاشی آن زمان وانیگختگی گویند. هر چه این زمان نسبت به نیمه عمر ذره گیراندازی شده کوتاه‌تر باشد احتمال مشاهده طیف پرتوهای ایکس در ترازهای پایین اتم اگزوتیک بیشتر خواهد بود [۱۴]. لذا گذارهای اتمی که قبل از واپاشی کائون یا جذب آن توسط هسته انجام شود کامل خواهد بود. در شکل ۶ توزیع زمانی رسیدن اتم کائونیک نیتروژن به حالت‌های پایین‌تر نشان داده شده است. 47% اتم‌ها در زمان کمتر از 200 ps گذار انجام می‌دهند. متوسط زمان گذار آبخاری $1.3 \times 10^{-9} \text{ s}$ است که از نیمه عمر کائون کوچکتر است. مرتبه این زمان با محاسبات نیمه کلاسیک فرمی وتلر در مورد زمان وانیگختگی ذرات اگزوتیک از اولین حالت برانگیختگی کولنی تا جذب توسط هسته در یک محیط گازی در توافق است [۱۵]. علاوه بر این با استفاده از روش برازش به داده‌های تجربی زمان آبخاری اتم

اثر گذارهای الکترونی بر روی گذارهای تابشی کائونی به صورت دقیقتر بررسی شود.

بدین وسیله از حمایت‌های معاونت پژوهشی دانشگاه شهرکرد در انجام این طرح صمیمانه تشکر می‌نمایم.

10. E H S Burhop, and W N Asaaed, "*The Auger effect*", Academic Press (1972).
11. D West, *Rep. Prog. Phys.* **21** (1958) 271.
12. C J Batty, *Nucl. Phys. A* **372** (1981) 418.
13. J D Knight *et al.*, *Phys. Rev.* **27** (1983) 2936.
14. D Gotta, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **52** (2004) 133.
15. E Fermi and E Teller, *Phys. Rev.* **72** (1947) 399.
16. D Horváth et al., "*Exotic atoms, Molecules and their Interaction*", Eric, Sicily, (1994) 151.
17. R D Cowan, "*The theory of Atomic Structure and Spectra*", University of California press, Berkeley (1981).
18. I P Grant, "*Method in Computational Chemisry*", Plenum press, Editor: S Wilson, **2** (1988) 1.
1. C J Batty, E Friedman, and A Gal, *Phys. Rep.* **287** (1997) 385.
2. C Curceanu. et al., *Eur. Phys. J. A* **31** (2007) 537.
3. T Ishiwatari, et al., *Phys. Lett. B* **593** (2004) 48.
4. F J Hartmann, in "*Electromagnetic Cascade and Chemistry of Exotic Aoms*", edited by L M Simons, D Horvath, and G Torelli Plenum Press, New York, (1990) 79.
5. G M Raeisi. and S Z Kalantari, *Phys. Rev. A* **79** (2009) 012510.
6. S Z Kalantari and G M Raeisi, *Phys. Rev. C* **81** (2010) 014608.
7. H Bethe, and E E Salpeter, "*Quantum mechanics of one- and two-electron systems*", New York (1997).
8. G R Burbidge, and A H de Borde, *Phys. Rev.* **89** (1953) 189.
9. A H de Borde, *Proc. Phys. Soc. A* **67** (1954) 57.