چهاردهمین کنفرانس هسته‌ای ایران
۱و۲ اسفند ماه ۱۳۸۶، یزد

بررسی اثر پهنای جذب قوی کائون بر دینامیک آبشاری اتمهای کائونی‌ک هیدروژن و دوتریوم

مرتضی رئیسی گهروئی و سید ظفرالله کلانتری*
دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان
*Email:Zafar@cc.iut.ac.ir

چکیده

شدت گذارهای تابشی سری-K و زمان متوسط آبشاری اتمهای کائونیک هیدروژن K^-p و دوتریوم K^-d محاسبه شده است. فرایندهای جذب برخوردی و جذب قوی همراه با فرایندهای برخوردی که در مدل های آبشاری وجود دارد در نظر گرفته شده است. با روش مونت کارلو اثر پارامترهای برهمکنش قوی بر روی دینامیک آبشاری بررسی شد و نتایج محاسبات با مقادیر تجربی و کارهای دیگران مقایسه شده است. نتایج نشان می‌دهد که در گستره خاصی از چگالی هیدروژن و دوتریوم مقادیر بهره قابل توجه است. همچنین می‌توان پیش بینی هایی در مورد پارامتر Γ_{2p} در گستره 0/65meV تا 1/0meV برای K^-p نمود. محدوده چگالی 0/01 تا 0/1 چگالی هیدروژن مایع برای آزمایش SIDDHARTA که در LNF قرار است انجام شود پیشنهاد می‌شود.

کلیدواژه: اتمهای کائونیک، برهمکنش قوی، دینامیک آبشاری و روش مونت کارلو

Study of the absorption widths of kaon on cascade dynamics of kaonic hydrogen and deuterium atoms

Raeisi G., Morteza ;Kalantari, S. Zafarollah
Department of Physics ,Isfahan University of Technology,Isfahan,84156-883111

Abstract

In kaonic hydrogen and deuterium atoms (K^-p and K^-d) the intensity of radiative transition K-series and the average cascade time have been calculated. Nuclear absorption and reaction along collisional processes are included in cascade model. The effect of the strong interaction parameters are studied by Monte-Carlo method. Our calculations are compared with the experimental results and others works. It can also predict atom. We determine the optimum value of the target the Γ_{2p} parameter in range 0.65 to 1.0meV for K^-p density in SIDDHARTA experiment in the range 0.01 to 0.1 LHD for K^-d atoms.

Key word: *kaonic atom, strong interaction, cascade dynamics, radiation transition , Monte-Carlo*

۱- مقدمه:

برهم کنش کائون-نوکلئون در انرژیهای پایین از دیدگاه تئوری و تجربی دارای اهمیت زیادی است. وجود یک تشدید $\Lambda(1405)$ زیر آستانه($۲۷ MeV$)این برهمکنش، نتایج نظری مختلفی را در مورد ساختار این تشدید و شکل برهمکنش ارائه داده‌اند. با مطالعه برهمکنش KN در انرژیهای پایین به ویژه اندازه‌گیری شدت پرتوهای ایکس اتمهای کائونیک هیدروژن و دوتریوم می‌توان اطلاعات مفیدی را در مورد ساختار این تشدید و وابستگی طول پراکندگی به ایزواسپین کائون-نوکلئون بدست آورد. ترازهای انرژی این اتمها به دلیل برهمکنش قوی نسبت به مقادیر الکترومغناطیسی جابجا شده و دارای یک پهنای جذب خواهد بود. در محدوده آشکارسازهای موجود این جابجایی و پهنا فقط برای ترازهای $1s$ قابل اندازه گیری است.

با تعیین جابجایی و پهنای تراز، می‌توان طول پراکندگی کائون-پروتون و کائون-نوترون را در انرژیهای کم با رابطه معروف دسر-ترومن محاسبه نمود [۱]. دو اندازه گیری مختلف برای تراز $1s$ اتم K^-p توسط گروه $DEAR$ در LNF و KEK انجام شده است [۲و۳]. برای اتم K^-d در LNF با عنوان پروژه $SIDDHARTA$ درحال انجام است [۴]. اما مسئله مهم در این اندازه‌گیریها تاثیر بسزای چگالی هدف گازی هیدروژن یا دوتریوم بر روی اندازه گیری شدت پرتوهای ایکس می‌باشد. از یک طرف با کاهش چگالی، بهره توقف کائون در هدف کاهش می‌یابد لذا احتمال تشکیل اتم کائونی قبل از واپاشی کائون کاهش می‌یابد. از طرف دیگر با افزایش چگالی فرایندهای برخوردی به ویژه گذار استارک باعث کاهش پرتوهای ایکس می‌شود. هدف ما تعیین پارامترهای برهمکنش قوی بویژه برای K^-d و شرایط بهینه برای چگالی در این آزمایش است. در بخش ۲ به معرفی دینامیک آبشاری و فرایندهای موثر پرداخته می‌شود. در بخش ۳ اشاره مختصری به شبیه سازی مونت کارلو می‌شود. در بخش ۴ نتایج بررسی می‌شود و سرانجام نتیجه گیری نهایی بیان می‌شود.

۲- دینامیک آبشاری

بعد از تشکیل اتم $(x=p,d)K^-x$ در حالتهای برانگیخته بالا تعدادی فرایند متفاوت رخ می‌دهد، که باعث واانگیختگی اتم کائونی به حالتهای پایین می‌شود. این آبشار اتمی بستگی به محیط (چگالی هدف) دارد. فرایندهای تاثیر گذار بر آبشار اتمی عبارتند از گذار الاستیک ، استارک و جذب برخوردی و واانگیختگی کولمب، اوژه خارجی ، تجزیه شیمیایی [۵]. یکی از مهمترین کمیتها در آبشار اتمی اندازه‌گیری بهره پرتوهای ایکس (شدت) است.

گذار تابشی از طریق گذار دو قطبی الکتریکی $E1$ رخ می‌دهد که فقط گذارهای با $\Delta l= \pm 1$ ممکن می‌باشد. محاسبات مر بوط به آهنگ گذار این فرایند نشان می‌دهد که با افزایش n(عدد کوانتومی اصلی) آهنگ گذار

سریع کاهش می‌یابد و سریعترین گذار تابشی مربوط به $2p\rightarrow1s$ است. در اتمهای کائونی که برهمکنش قوی بین کائون-نوکلئون وجود دارد، جذب هسته‌ای کائون توسط نوکلئون به دلیل همپوشانی تابع موج کائون و نوکلئون رخ می‌دهد. آهنگ این فرایند از حالتهای ns و np توسط لئون و بته [۶]داده شده است. برهمکنش قوی منجر به یک پهن شدگی و جابجایی انرژی پرتوهای ایکس می‌شود. در مورد این اتمها آبشار اتمی ممکن است قبل از رسیدن به حالت زمینه با واپاشی ضعیف کائون یا جذب قوی متوقف شود. یک تخمین ساده از این فرایند برای اتم کائونی که منزوی است نشان می‌دهد که حد بالا برای متوسط زمان واانگیختگی این اتمها $12ns$ است. با توجه به تشابهی که اتم کائونی با اتم پیونی دارد و با محاسبه‌ای که فقط شامل فرایند گذار تابشی، جذب قوی و واپاشی ضعیف است($\tau_{th}=70ns$ [۷])، نمی‌توان نتایج اندازه گیری که برای π^-p در چگالی هیدروژن مایع($1LHD=4/25\times10^{22}/cm^3$) صورت گرفته است را توضیح داد($\tau_{exp}=1/2ps$ [۸] و$\tau_{exp}=2/3ps$ [۹]). در نتیجه در نظر گرفتن فرایندهای برخوردی نیز مهم هستند. برخلاف فرایندهای غیر برخوردی آهنگ، انجام این فرایندها بستگی به چگالی و انرژی جنبشی اتم کائونی دارد. فرایندهایی که در این محاسبات در نظر گرفته‌ایم گذار الاستیک ، استارک و جذب برخوردی و واانگیختگی کولمب، اوژه خارجی ، تجزیه شیمیایی هستند. با توجه به اینکه رقابت بین فرایندهای برخوردی را سطح مقطع تعیین می‌کند لازم است که سطح مقطع فرایندها مشخص شود. در چها چوب محاسبات کوانتومی یا تقریب نیمه کلاسیک محاسبات زیادی برای اتمهای μ^-p و π^-p به طور وایسته به انرژی یا مستقل از انرژی جنبشی انجام گرفته است. لذا ما در اینجا برای اتمهای کائونی محاسبات سطح مقطع را با توجه به تقریب‌هایی که برای اتمهای میونی و پیونی در نظر گرفته شده است تکرار نموده‌ایم. برای فرایند اوژه از محاسبات لئون-بته که از تقریب بورن برای سطح مقطع برای اتم π^-p بکار گرفته‌اند استفاده کرده‌ایم [۶]. در فرایند گذار الاستیک از رابطه نیمه کلاسیکی برای سطح مقطع ترابرد که در مرجع [۱۰] انجام شده است استفاده کرده‌ایم. لازم به ذکر است که این سطح مقطع با عکس انرژی جنبشی متناسب است. همچنین در واانگیختگی کولمب از رابطه نیمه کلاسیکی براسی و فیورنتینی [۱۱] استفاده شده که این رابطه در انرژیهای زیاد معتبر است و فقط گذارهای $\Delta n=1$ غالب هستند. در حال حاضر محاسباتی برای اتمهای μ^-p و π^-p انجام شده است که نشان می‌دهد گذارهای $\Delta n>1$ نیز دارای اهمیت هستند [۱۲]. برای تجزیه شیمیایی لئون و بته به صورت پدیده شناسی یک دوم سطح مقطع هندسی اتم کائونی برانگیخته را در نظر گرفته‌اند. ما نیز در محاسبات خود از این مقدار استفاده کرده‌ایم. در مورد گذار استارک ما از محاسبات بسط یافته لئون-بته که توسط Terada انجام شده است استفاده کرده‌ایم [۱۴]. آنها تمام گذارهای $\Delta l>\pm2$ و $m\neq0$ و برای انرژی جنبشی‌های مختلف محاسبات را انجام داده و نیازی به در نظر گرفتن پارامتر آزاد K_{stk} نداشته‌اند. به طور کلی مزیت کار ما نسبت به کارهای دیگران اولا در نظر گرفتن ۹ فرایند موثر در آبشار اتمی است و همچنین در نظر گرفتن تغییر

انرژی جنبشی اتمهای کائونی درشبیه سازی است. ثالثا عدم نیاز به پارامترهای تنظیم که در کارهای دیگران در نظر گرفته شده است.

۳- شبیه سازی مونت کارلو

با توجه به اینکه فرایندهای مختلفی در آبشار اتمی شرکت دارند و وابستگی سطوح مقطع به تراز کوانتومی و انرژی جنبشی وجود دارد. لذا دینامیک پیچیده‌ای بر واانگیختگی اتمهای کائونی حاکم است. روش مونت کارلو در واقع روشی است که می‌تواند تاریخچه یک اتم کائونی را از یک حالت برانگیخته تا حالت زمینه برای ما تعیین کند. به طور کلی مراحل زیر برای شبیه سازی قابل بیان است:

الف- تعیین شرایط اولیه شبیه سازی

مشخص نمودن حالت کوانتومی اولیه اتم کائونی n_o و l_o که در این مورد l_o نیز به صورت یک توزیع آماری در نظر گرفته می‌شود . تعیین انرژی جنبشی اولیه اتم E_i به صورت ثابت یا توزیع ماکسولی وهمچنین چگالی Φ و دمای هدف هیدروژن یا دوتریوم. علاوه بر آن تعیین مقادیر Γ_{1s} و Γ_{2p} از روی آزمایش یا محاسبات تئوری.

ب-تعیین احتمال انجام یک فرایند برای اتم کائونی که در یک حالت برانگیخته اولیه مشخص n_i و l_i قراردارد.

ج- تعیین حالت نهایی n_f و l_f و E_f (انرژی جنبشی پس از برخورد)

د- اگر $n_f=1$ یا فرایند جذب قوی، جذب برخوردی یا واپاشی رخ دهد این رویه باید برای یک اتم کائونی دیگر تکرار گردد در غیر اینصورت باید مرحله ب تکرار شود.

در اینجا شبیه سازی را برای 10^5 اتم کائونی انجام داده‌ایم. در این شبیه سازی کمیتهایی مانند بهره پرتوهای ایکس سری-K و سری-L ، توزیع انرژی جنبشی ، زمان متوسط واانگیختگی ، جمعیت ترازها و کسر جذب و واپاشی در هر حالت کوانتومی و برای چگالی‌های مختلف قابل محاسبه است.

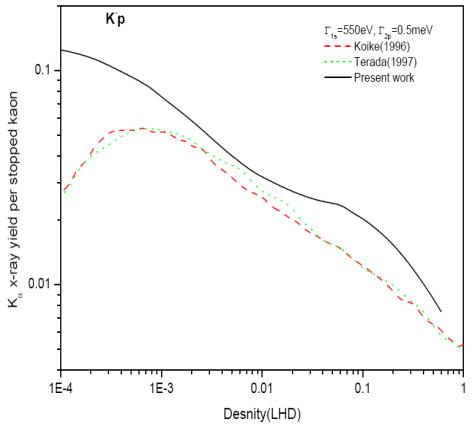
٤- نتایج

به دلیل بیشتر بودن حجم محاسبات در اینجا فقط به نتایج مربوط به بهرهای پرتوهای ایکس اتم کائونی اشاره شده است.

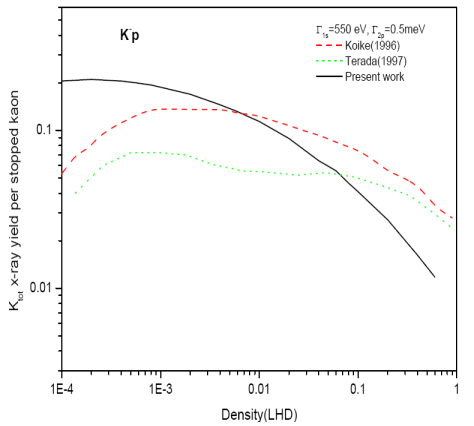
الف- بهره پرتوهای ایکس اتم کائونیک هیدروژن :

محاسبات بهره K_α و K_{tot} مربوط به اتمهای K^-p برحسب چگالی هیدروژن مایع و مقادیر مختلف پارامترهای قوی با کارهای دیگران و با مقادیر تجربی مقایسه شده است (شکلهای۱-۳). در مورد اتم K^-p ابتدا یک مقایسه با محاسبات Koike [۱۵] و Terada [۱۴] انجام داده ایم (شکل ۱-الف و۱-ب). لازم به ذکر است که

محاسبات آنها کاملاً در شرایط خاص انجام شده است. اولاً فرایندهای کولمب ، الاستیک و جذب برخوردی در کار آنها در نظر گرفته نشده‌است . ثانیاً انرژی جنبشی اتمهای کائونی به صورت یک پارامتر ثابت فرض شده است(E_{kin}=1eV). سوم اینکه از روش معادلات سینماتیک استفاده کرده‌اند.



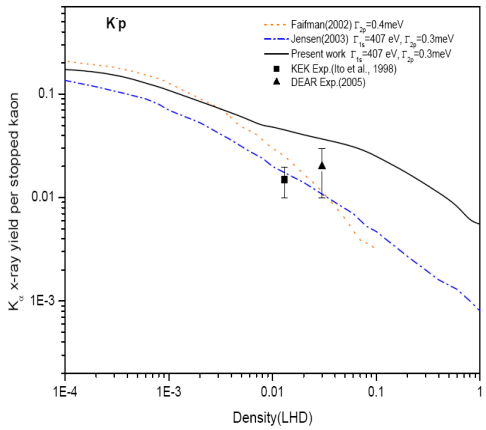
شکل ۱–ب : بهره مطلق K_α برحسب چگالی هیدروژن



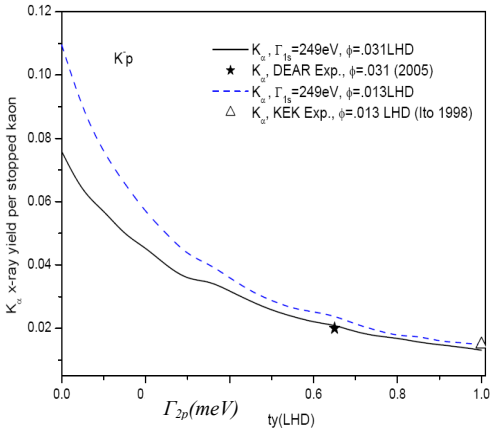
شکل۱–الف : بهره مطلق K_{tot} برحسب چگالی هیدروژن

در مورد کار Terada و Koike مشاهده می‌شود که در چگالیهای پایین بهره کاهش می‌یابد در حالیکه در کار حاضر این تغییرات هموار می‌باشد. برای مقایسه بهتر، در شکل۲ بهره مطلق K_α با محاسبات Jensen [۵]و Faifman [۱۶] نیز مقایسه شده است. در اینجا نتایج ما با نتایج Jensen و Faifman در چگالیهای متوسط و کم با یکدیگر توافق دارد. زیرا آنها اثر تغییر انرژی در برخوردها را نیز در نظر گرفته‌اند. اما در چگالیهای زیاد تفاوتی با کار آنها مشاهده می‌شود. دلیل آن استفاده از روش Terada برای محاسبه سطح مقطع گذار استارک است. این مقادیر نسبت به مقادیر استارک که توسط Jensen و Faifman در نظر گرفته شده بسیار بزرگتر هستند.

یک مسئله مهمتر در این محاسبات حساس بودن کمیتهای محاسبه شده به مقدار جذب قوی Γ_{2p} است که Jensen برای تطابق با اندازه‌گیری KEK مقدار 0/3meV را برای آن انتخاب کرد(شکل ۲). در مقایسه با مقادیر آزمایش‌های DEAR و KEK در شکل ۳ وابستگی پرتوهای ایکس K_α محاسبه شده را نسبت به مقدار Γ_{2p} در چگالی ۰/031 و 0/013 LHD نشان داده‌ایم. با مقایسه با نتایج آزمایش DEAR و KEK مقدار Γ_{2p} را بین 0/65meV تا 1/0meV پیش بینی کرده‌ایم. برای استخراج نتایج دقیقتر پیشنهاد انجام آزمایش در چگالیهای مختلف را مطرح کرده‌ایم.



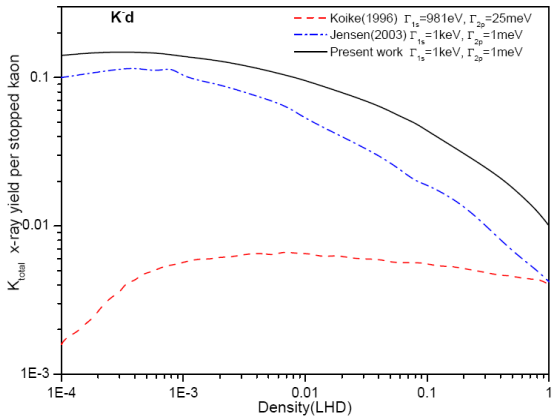
شکل۲: بهره مطلق K_α برحسب چگالی هیدروژن



شکل۳: تغییرات بهره K_α برحسب پارامتر Γ_{2p}

ب- بهره پرتوهای ایکس اتمهای کائونیک دوتریوم :

تا کنون اندازه‌گیری برای اتمهای K^-d صورت نگرفته است. لذا مقادیر پارامترهای قوی ε_{1s} ، Γ_{1s} و Γ_{2p} برای این اتم مشخص نیست. Jensen [۵] مقادیر تقریبی 1keV و 1meV را به ترتیب برای Γ_{1s} و Γ_{2p} در نظرگرفته است. در شکل ۴ مقایسه‌ای با کار Jensen و Koike انجام داده‌ایم. هر چند رفتار کلی تغییرات K_α و K_{tot} مشابه اتمهای K^-p است ولی مقادیر پرتوهای ایکس برای اتمهای K^-d نسبت به K^-p کمتر است. همانند اتمهای K^-p پیش بینی ما با نتایج Jensen توافق بهتری دارد ، نسبت آنها 1/5 تا ۲ می‌باشد. این تفاوت ناشی از سطح مقطع استارک است که برای K^-d در نظر گرفته شده است. با توجه به اینکه مقادیر محاسبه پرتوهای ایکس ما بیشتر از نتایج Jensen است، امیدواری برای انجام آزمایش SIDDHARTA بیشتر شده است. هر چند که در چگالیهای کمتر مقدار K_α بیشتر است ولی به دلیل کاهش قدرت توقف کائون در انرژیهای کم چگالیهایی در نزدیکی 0/1LHD را برای این آزمایش پیشنهاد می‌کنیم.



شکل۴: تغییرات بهره اتمهای K^-d برحسب چگالی

نتیجه گیری:

نتایج این شبیه سازی می‌تواند در انجام آزمایش‌های مربوطه به پرتوهای ایکس اتمهای کائونی به خصوص در آزمایش SIDDHARTA که در حال انجام است مورد استفاده قرار گیرد. علاوه بر تعیین چگالی بهینه هدف برای پرتوهای ایکس خروجی، در صورتی که آزمایش در چگالیهای مختلف انجام شود، می‌توان با مقایسه نتایج محاسبات با نتایج آزمایش، مقادیر Γ_{1s} و Γ_{2p} پهنای جذب قوی کائون توسط دوترون را تعیین کرد.

مراجع

*[1] Deser S. et al.,*Phys.Rev.***96***(1954)774.*
*[2] Beer G. et al.,*Phys.Rev.Lett.***94***(2005)212302.*
*[3] Ito T.M. et al.,*Phys.Rev.C***58***(1998)2366.*
[4] Curceanu. C. et al., Eur. Phys. J. A ***31*** *(2007) 537–539.*
[5] Jensen T.S., DEAR Technical Note IR-46(2003).
*[6] Leon M. and Bethe H.A.,*Phys.Rev.***127***(1962)636.*
[7] Jensen T.S.,"Atomic Cascade In Light Exotic Atoms",PhD. dissertation, Zurich,Denmark(2002).
[8] Fields T.H. et al., Phys.Rev.Lett.***5*** *(1960) 69.*
[9] Doede J.H. et al., Phys.Rev. ***129*** *(1963) 2808.*
[10] Menshikov L.I. and Ponomarev, L.I., Z. Phys.*D***2***(1988) 2.*
[11] Bracci L. and Fiorentini G., Nuovo Cimento A ***43*** *(1977) 9.*
*[12] Korenman G. Ya. Et al.,*arXiv:nucl-th*/0501036v2 Apr(2005).*
[13] Jensen T.S. and Markushin V.E., Eur. Phys. J. D. ***21*** *(2002) 271.*
*[14] Terada T.P. and Hayano R.S.,*Phys.Rev.C***55***(1997)73.*
*[15] Koike T.et al.,*Phys.Rev.C***53***(1996)79.*
[16] Faifman M.P. and Men'shikov L.I., EXA02,Vienna (2002)185.