

۴ و ۵ اسفند ماه ۱۳۸۹ منطقه هسته ای اصفهان



شرکت فرآوری اورانیوم و تولید سوخت هسته ای ایران (فاتسا)

7_{th}Iranian Nuclear Conference

تعیین جرم و پهنای (Δ(۱۴۰۵) با استفاده از طیف جرم ناوردای (Σπ) ناشی از جذب کائون در هستههای سبک

جعفر اسماعیلی^{*۲۹۱}، سید ظفراله کلانتری^۱، یُشینُری آکائیشی^{۲۹۲} و تُشیماتسُو یامازاکی^{۲۹۶}

۱ – دانشگاه صنعتی اصفهان، دانشکده فیزیک ۲ – ژاپن، توکیو، موسسه تحقیقاتی ریکن، مرکز نیشینا، آزمایشگاه پیشرفته علم مزون ۳ – ژاپن، چیبا، دانشگاه نیهون، کالج علوم و تکنولوژی ۲ – ژاپن، توکیو، دانشگاه توکیو، دانشکده فیزیک

چکیدہ

طیف جرم ناوردای Σπ را در گیراندازی تشدیدی کائون منفی متوقف شده در هسته های ۴ He^{*} و he^{*} و h^{*} استفاده از رهیافت کانالهای جفت شده برای یک حالت شبه مقید F⁻ با جرم و پهنایی مشخص محاسبه کرده ایم. با ^{*} استفاده از روش آنالیز ^{*} χ و مقایسهٔ طیف جرم ناوردای تئوری با داده های تجربی حاصل از توقف K⁻ بر روی ^{*} He^{*} استفاده از روش آنالیز ^{*} χ و مقایسهٔ طیف جرم ناوردای تئوری با داده های تجربی حاصل از توقف K⁻ بر روی te^{*} استفاده از روش آنالیز ^{*} χ و مقایسهٔ طیف جرم ناوردای تئوری با داده های تجربی حاصل از توقف K⁻ بر روی te^{*} در اتاقک حباب، جرم و پهنای (۱۴۰۵) به ترتیب ^{*} MeV/c^{*} و منایسهٔ طیف جرم ناوردای تئوری با داده های تجربی حاصل از توقف K⁻ بر روی te^{*} در اتاقک حباب، جرم و پهنای (۱۴۰۵) به ترتیب ^{*} ΔeV/c^{*} و منایسهٔ طیف جرم از ماه در اتاقک حباب، جرم و پهنای (۱۴۰۵) در از طریق اربیتالهای g منظور و همچنین اثرات ناشی از (۱۳۸۵) در که در آنالیز مذکور سهم کوچکی برای جذب از طریق اربیتالهای g منظور و همچنین اثرات ناشی از (۱۳۸۵) در طیف تئوری لحاظ شده است.

کلمات کلیدی : (۸(۱۴۰۵)، هسته های کائونی، گیراندازی تشاییدی، کائون منفی متوقف شاده

۱. مقدمه :

ساختار تشدیدی (۱۴۰۵) به طور گستردهای در فیزیک هستهای و هادرونی شگفت مورد بحث و بررسی قرار گرفته است. در حالی که به خاطر خصوصیات این حالت تشدیدی انتساب آن به یک حالت معمولی ۳ کوارکی مشکل است، از دیدگاه اسپکتروسکوپی هادرونی، (۱۴۰۵) یک مولکول مزون – باریون در نظر گرفته می شود. همچنین امکان انتساب این حالت تشدیدی به حالتهای چند کوارکی مورد بررسی قرار گرفته است. مقدار فعلی جدول دادههای ذرات (PDG) [۱] برای (۱۴۰۵) کلاً به بحثهای انجام شده توسط دالیتز (Dalitz) و دلُف (Deloff) [۲] در این زمینه، وابسته است.

در اواخر قرن گذشته معمای اتمهای کائونیک هیدروژن با انجام آزمایشی در KEK حل شد [۳] و نتایج آزمایش فوق، (۸(۱۴۰۵) را به صورت یک حالت بسیار مقید F^-p توصیف کرد. با توجه به نتایج آزمایش فوقال ذکر یامازاکی (Yamazaki) و آکائیشی (Akaishi) (YA)، (۸(۱۴۰۵) را به صورت یک حالت مقید \overline{KN} با ایزواسپین I = i فرض کردند و برهمکنش \overline{KN} را به نحوی ساختند که، جرم و پهنای حالت مقید \overline{KN} با ایزواسپین I = i فرض کردند و برهمکنش \overline{KN} را به نحوی ساختند که، جرم و پهنای مالت مقید \overline{KN} و دیگر داده های پراکندگی \overline{KN} در انرژی های پایین از تئوری حاصل شوند. علاوه براین YA با استفاده از رهیافت جفت شدگی کانالهای \overline{KN} و \overline{K} حالتهای بسیار مقید هسته ای را پیش بینی، و ساختار





شرکت فرآوری اورانیوم و تولید سوخت هسته ای ایران (فاتسا)

۴ و ۵ اسفند ماه ۱۳۸۹ منطقه هسته ای اصفهان

17_{th}Iranian Nuclear Conference

و شکل گیری سیستمهای چند نوکلئونی را مطالعه کردند. YA نشان دادند که، با شروع از حالت تشدیدی (۱۴۰۵)، رژیم بستگی قویای حاصل می گردد که به پیش بینی حالتهای بسیار مقید K⁻pp و نهایتاً به چگالش کائونی (Kaon condensation) در ماده منجر می گردد [۴].

از آنجاکه (۱۴۰۵) قویا برهمکنش $\overline{K}N$ را در زیر آستانه دیکته میکند، این حالت تشدیدی اهمیت ویژهای بر رفتار کائون در هستهها دارد، پس قبل از پرداختن به مسئله حالتهای مقید کائونی در هستهها، سوالی مهم مطرح می گردد که، حالت مقید K^-p کجاست؟

^{*}He به نظر می رسد که طیف جرم ناوردای $\Sigma^{\pm}\pi^{\mp}$ حاصل از توقف K^{-} بر روی K^{-} به نظر می رسد که طیف $\Lambda(15,0)$ بسیار ارزشمند است. از آنجاکه شکل $\Lambda(15,0)$ بسیار ارزشمند است. از آنجاکه شکل دادهها شبیه طیف شبه-آزاد (Quasi free) به نظر می رسید، تاکنون از آنها به منظور به دست آوردن اطلاعات در مورد ($\Lambda(15,0)$ استفاده نشده است. از آنجاکه دادههای تجربی جرم ناوردای $\Sigma^{\pm}\pi^{\mp}$ به همراه K^{-} به همراه ولیف تجربی به نظر می در نظر گرفت. به نظر می درسد که اساسا آشکار شدهاند، می توان K^{-} را به صورت ذره ناظر در برهمکنش در نظر گرفت. به نظر می درسد که اساسا آشکار شده اند، می توان K^{-} مانه می در منظر (K^{-})، در فرآیند K^{-} به ما ما در در اوردای تصویر شده است که توزیع تکانه ناظر بر همکنش (K^{-})، در فرآیند (-10)

یکی از مزایای طیف جرم ناوردای $\Sigma\pi$ ناشی از جذب کائون در اتمهای کائونی چند ذرمای آناست که کانال ورودی آنها به صورت یکتایی مشخص است. از مزایای دیگر آنالیز این دسته داده ها آناست که، ویژگیهای تشدید Λ^* در کانال $\overline{K}N$ به خوبی در طیف منعکس شده است. در صورتی که در مقابل، در



مورد طیف $\left|T_{\Sigma\pi,\Sigma\pi}\right|$ تداخلی غیر قابل چشمپوشی بین طیف حالت پیوسته و حالت تشدیدی صورت می-پذیرد [۱۱].

اساس مقاله حاضر بر آناست که، جذب K^- به وسیله He و دیگر هسته های سبک را به صورت \mathbb{Z} یراندازی تشدیدی K^- ، توسط پروتونهای مقید در هسته فرمول بندی کند و نهایتاً مقایسه ای بین طیف جرم ناوردای $\mathbb{Z}\pi$ تئوری و تجربی برای یک حالت فرضی K^-p با جرم مشخص M_{pole} انجام شود تا بدین وسیله محل حالت مقید K^-p مشخص \mathbb{Z} ردد.

: فرمول بندی تشدید p^{-1} ، در کانالهای جفت شده . $K^{-}p$

حالت شبه مقید K^-p را می توان به صورت یک تشدید فشباخ [۱۲] در نظر گرفت، که این تشدید در ناحیه حالتهای پیوسته $\Sigma \pi$ قرار گرفته است. برای سادگی می توان تنها دو کانال از برهمکنش های هسته ای کائون (\overline{K} و \overline{K} را در نظر گرفت [۱۳]، و برای توصیف برهمکنش در و یا بین کانالهای مذکور از پرانسیل های جداپذیر با توابع ساختار یوکاوا [۱۴] استفاده می شود.

 $\left\langle \vec{k}' \middle| v_{ij} \middle| \vec{k} \right\rangle = g(\vec{k}') U_{ij} g(\vec{k}), \qquad g(\vec{k}) = \frac{\Lambda^{\mathsf{v}}}{\Lambda^{\mathsf{v}} + \vec{k}^{\mathsf{v}}}$ (1)

$$(2)U_{ij} = \frac{1}{\pi^{\gamma}} \frac{\hbar^{\gamma}}{\tau \sqrt{\mu_i \mu_j}} \frac{1}{\Lambda} s_{ij}$$

که i(j) برای کانالهای \overline{KN} یا $\Sigma\pi$ به ترتیب، ۱ یا ۲ در نظر گرفته می شود. $\mu_i(\mu_j)$ جرم کاهش یافت ه در کانال i(j) برای کانالهای \overline{KN} یا \overline{KN} یا ۲ می باشد. پتانسیل تحلیلی (مختلط) توصیف کننده بر کانال اi(j)، و s_{ij} پارامتر بدون بعد شدت پتانسیل می باشد. پتانسیل تحلیلی (مختلط) توصیف کنده بر محکنشهای کانالهای مختلف را می توان با توجه به روابط حاکم بر پارامترهای شدت، مشخص کرد

(3)
$$s_{\gamma}^{opt}(E) = s_{\gamma\gamma} - s_{\gamma\gamma} \frac{\Lambda^{\gamma}}{(\Lambda - i\kappa_{\gamma})^{\gamma} + s_{\gamma\gamma}\Lambda^{\gamma}} s_{\gamma\gamma}$$

(4) $\frac{\hbar^{\gamma}}{\gamma\mu_{\gamma}}\kappa_{\gamma}^{\gamma} = E + \Delta Mc^{\gamma}$

که $M = m_{K^-} + M_p - m_{\pi^\pm} - M_{\Sigma^\mp} = 99 MeV/c^+$ که $M = m_{K^-} + M_p - m_{\pi^\pm} - M_{\Sigma^\mp} = 99 MeV/c^+$ که $\Sigma \pi$ میباشد. انرژی (مختلط) حالت قطب (E_{pol}) ، برای سه پارامتر برهمکنش (s_{11}, s_{11}, s_{11}) با حل $\Sigma \pi$ معادله $E_{pol} = \Xi(E_{pol})$ حاصل می شود، که

$$(5) \Xi(z) \equiv -\frac{\hbar^{\gamma}}{\gamma \mu_{\gamma}} \Lambda^{\gamma} (\sqrt{-s_{\gamma}^{opt}(z)} - \gamma)^{\gamma}$$

با توجه به روابط فوق الذکر و معلوم بودن یکی از پارامترهای شدت، برای یک انرژی قطب معین می توان دو پارامتر شدت دیگر را مشخص نمود و با استفاده از آنها می توان، پتانسیل های جداپذیر حاکم بر مسئله را تعیین کرد.



شرکت فرآوری اورانیوم و تولید سوخت هسته ای ایران (فاتسا)

۴ و ۵ اسفند ماه ۱۳۸۹ منطقه هسته ای اصفهان

l 7_{th}Iranian Nuclear Conference

: ${}^{^{+}}He$ در هسته $K^{^{-}}$ حاصل از توقف $K^{^{-}}$ در هسته $\Sigma\pi$: ۲-۲. طيف جرم ناوردای

در این رهیافت، دامنه پراکندگی کانالهای جفتشده برای فرآیندهای برهمکنش دو ذرهای بـه صـورت زیر در نظر گرفته می شود

$$(6) T_{ij} = U_{ij} + \sum_{l} U_{il} G_{l} T_{lj}$$

هسته هدف را می توان به صورت یک پروتون مقید با انرژی بستگی B_p ، و قسمت باقیمانده هسته را به عنوان ناظر (S) در نظر گرفت [Ω]. با توجه به محاسبات تئوری انجام شده برای جذب K^- از اوربیتال به عنوان ناظر (S) در نظر گرفت $[\Omega^*]$. با توجه به محاسبات تئوری انجام شده برای جذب K^- از اوربیتال اتمی S توسط پروتون مقید در هسته هدف، توزیع تکانه ذرات واپاشی به صورت زیر می باشد $(T_{rol}) = \frac{1}{dk_{\Sigma} dk_{S}} = \frac{1}{\hbar} \left[(T_{rol}) \left[q(k') T_{r_1}(E_r) g(\frac{1}{r} k_S) \right]^r \right]$ ($T_{rol} = \frac{1}{2} \left[(T_r) \frac{d^{*}\Gamma}{dk_{\Sigma} dk_{S}} \right] = \frac{1}{\hbar} \left[T_r (T_r) \frac{d^{*}\Gamma}{h_r} \right] = \frac{1}{2} \left[T_r (T_r) \frac{d^{*}\Gamma}{dk_{\Sigma} dk_{S}} \right]$

با استفاده از تکانه ذرات دختر ناشی از واپاشی می توان جرم ناوردا را بازسازی کرد. در مورد برهمکنش حاضر، چون تنها سه ذرهٔ دختر Σ ، π و Z را داریم، طیف جرم ناوردای $\Xi (M_{\Sigma\pi})$ با طیف جرم گمشده Z (S) $\Sigma \pi$ یکسان می باشند. با انتگرالگیری از رابطه (V) و استفاده از روابط حاکم بر پارامترهای تکانه و انرژی مسئله، توزیع جرم ناوردای πZ را میتوان به صورت زیر محاسبه کرد پارامترهای تکانه و انرژی مسئله، توزیع جرم ناوردای πM (S) و استفاده از روابط حاکم بر پارامترهای تکانه و انرژی مسئله، توزیع جرم ناوردای πG ($\pi N_{\Sigma\pi}$) و استفاده از روابط حاکم بر پارامترهای تکانه و انرژی مسئله، توزیع جرم ناوردای πG (πN_{Σ}) و استفاده از روابط حاکم بر پارامترهای تکانه و انرژی مسئله، توزیع جرم ناوردای πG (πN_{Σ}) و استفاده از روابط حاکم بر پارامترهای تکانه و انرژی مسئله، توزیع جرم ناوردای πG و ای توان به صورت زیر محاسبه کرد و $\frac{d\Gamma}{d(M_{\Sigma\pi}c^{*})} = \frac{E_s}{\hbar^{*}c^{*}k_s} \frac{\sqrt{E_i^{*} + M_{S}^{*}c^{*} - \tau E_i E_s}}{E_i} \frac{d\Gamma}{dk_s}$ که در آن K_s انرژی اولیه اتم کائونی است. **۲. نتایج** :

در شکل ۱ طیفهای جرم ناوردای $\Sigma \pi$ حاصل از جذب K^- در هستههای He, He و he برای Z_{π} در مستههای K^- و K^- و L برای دو مورد گیراندازی تشدیدی و گیراندازی مستقیم (شبه–آزاد یا غیر تشدیدی) از اوربیتال اتمی ۶ برای دو مورد (۱۴۰۵) (خطوط توپر) و (۸(۱۴۲۰) (خطوط خطچین) با پهنای 40 MeV را با استفاده از پتانسیل نوسانگر هماهنگ به صورت پتانسیل برهمکنشی بین پروتون و ناظر در هستههای هدف، نشان دادهایم.

مقایسهای نسبی بین طیفهای $M_{\Sigma\pi}$ (شکلهای 1b ، 1a و 1c) ناشلی از گیراندازی تشدیدی و گیراندازی شبه-آزاد نشان میدهد که گیراندازی تشدیدی در هستههای سبک به اندازه ۲ مرتبه بزرگی، قلوی-تر است. پس می توان اینچنین استنباط کرد که برخلاف آنچه تا به امروز در نظر گرفته می شد، این طیف ناشی از یک گیراندازی تشدیدی است. البته دادههای تجربی دیگری حاصل از جذب K^- متوقف شده در He^* [16]، وقوع تشدید در کانال $\Sigma\pi$ را تائید می کنند. در شکل 1d، مقایسهای بین طیفهای تشدیدی در هسته-



شکل ۱. طیف های $M_{\Sigma\pi}$ تشدیدی و شبه-آزاد جذب K^- از اوربیتال اتمی s توسط هسته های $M_{\Sigma\pi}$ شکل ۱. طیف های $M_{\Sigma\pi}$ و $M_{\Sigma\pi}$ و (d (c) و He(b) و $M_{\Lambda^*} = 140$ (خطوط خطچین) با پهنای 40 MeV و He(b) استفاده از پتانسیل نوسانگر هماهنگ مقایسه شدهاند. در قسمت (d)، طیف های تشدیدی در هسته های مختلف (d (d)، طیف های مختلف Λ^* (He^*)، he^* (he^*)، he^* (he^*)، he^* (he^*) شکل تشدید برای Λ^* (he^*) (he^*) مقایسه کردهایم.

به دلیل وجود حالتهای بسیار مقید در سیستمهای کائونی، پتانسیل نوسانگر هماهنگ قادر به توصیف دقیق حرکت نسبی سیستم پروتون و ناظر در تکانههای نسبی کم و یا زیاد نمی باشد. به همین منظور، در ادامه محاسبات و نتایج را با استفاده از پتانسیل واقعی تری که با محاسبات چند ذرهای دقیق برای He^{*} انجام شده [۱۷]، بهدست آوردهایم.







3

شرکت فرآوری اورانیوم و تولید سوخت هسته ای ایران (فاتسا)

17_{th}Iranian Nuclear Conference

با استفاده از روش آنالیز ${}^{\prime}\chi$ ، مقایسهای بین طیف جرم ناوردای تئوری با داده های تجربی حاصل از $M = 14.0 / {}^{+1/4}_{-1} \text{ MeV/c}^2$ به ترتیب $\Lambda(14.0)$ به ترتیب ${}^{\prime}He$ مدال K^{-} ما و به نای ${}^{\prime}He$ به ترتیب ${}^{\prime}He$ ما ${}^{\prime}He$ و ${}^{\prime}He$ و ${}^{\prime}He$ به ترتیب ${}^{\prime}He$ ما ${}^{\prime}He$ و ${}^{\prime}He$ و ${}^{\prime}He$ و ما و به نای ${}^{\prime}He$ و به نای ${}^{\prime}He$ و ${}^{\prime}He$ e ${}^{\prime}He$ e

در محاسبات تئوری فوقالذکر اثرات برهم کنش حالت نهایی (Final State Interaction) منظور نشدهاند. با استفاده از تقریب نوسانگر هماهنگ نشان دادهایم که این اثرات در مورد هسته هدف He^* کمتر از ۱۰% و در D قابل اغماض است. در صورتی که دادهها از دقت لازم برخوردار باشند، با استفاده از روش فدیف (Faddeev) میتوان اثرات برهمکنش حالت نهایی را در حل مسئله منظور کرد. دادههای تجربی موجود (جذب کائون در He^*)، از دقت کافی برای معرفی مدل تئوری و مقایسه اولیه نتایج مدل با دادههای تجربی برخوردار هستند. پس در مرحله اول میتوان با صرفنظر از اثرات برهمکنش حالت نهایی جرم و پهنای اولیه * را با مقایسه طیف تئوری با دادههای تجربی بهدست آورد، و کارآمدی این مدل را چک کرد. اما برای تعیین هر چه دقیق تر جرم و پهنای * به دادههای تجربی بیشتری با دقت بالاتری احتیاج است. از آنجاکه اثرات برهمکنش حالت نهایی در D قابل چشمپوشیاند، هسته هدف D یکی از گزینههای مورد مطالعه است [۱۱ و ۱۹].

مراجع :

- [1] Particle Data Group, Yao W. M. et al., J. Phys. G 33 (2006) 1.
- [2] Dalitz R. H. and Deloff A., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 17 (1991) 289.
- [3] Iwasaki M. et al., Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 3067.
- [4] Yamazaki T. and Akaishi Y., Phys. Lett. B 535 (2002) 70.
- [5] Magas V. K., Oset E., and Ramos A., Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 052301.
- [6] Hyodo T. and Weise W., Phys. Rev. C 77 (2008) 035204.
- [7] Jido D. et al., Nucl. Phys. A 725 (2003) 181.
- [8] Dote A., Hyodo T. and Weise W., Phys. Rev. C 79 (2009) 014003.
- [9] Riley B. et al., Phys. Rev. D 11 (1975) 3065.
- [10] Yamazaki T. and Akaishi Y., Phys. Lett. B 453 (1999) 1.
- [11] Esmaili J., Akaishi Y. and Yamazaki T., arXiv: nucl-th/0909.2573.
- [12] Feshbach H., Ann. Phys. 5 (1958) 357; 19 (1962) 287.
- [13] Akaishi Y., Khin Swe Myint and Yamazaki T., Proc. Jpn. Acad. Ser. B 84(2008) 264.
- [14] Yamaguchi Y. and Yamaguchi Y., Phys. Rev. **95** (1954) 1628.
- [15] Yamazaki T. and Akaishi Y., Nucl. Phys. A 792 (2007) 229.
- [16] Katz P. A. et al., Phys. Rev. D 1 (1970) 1267.
- [17] Harada T., Nucl. Phys. A 672 (2000) 181.
- [18] Esmaili J., Akaishi Y. and Yamazaki T., Phys. Lett. B, 686 (2010) 23.
- [19] Suzuki T. et al., Proposal for J-PARC 50 GeV Proton Synchrotron P30 (July, 2009).