Document Type: Full length research Paper
Pages: 49-59

Signature of $\Lambda(1405)$ resonance in the triton and pion momentum spectrum due to stopped negative kaon on ^{4}He

Jafar Esmaili*, Morteza Mirzaei

Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, Shahrekord University, Shahrekord, Iran

Received: 02.12.2025 Final revised: 02.06.2026 Accepted: 01.07.2026 Published On-Line: 12.07.2026

Doi: 10.22055/jrmbs.2026.20762

Abstract

In present work, the trace of $\Lambda(1405)$ resonance in the triton and pion momentum spectrum due to resonant absorption of stopped kaon on ^{4}He have been calculated and investigated using the coupled-channel approach. For this purpose, different phenomenological and chiral kaon-nucleon potentials such as Akaishi-Yamazaki, Hyodo-Wise and one- and two-pole KEK and one- and two-pole SIDDHARTA have been used. Also, by calculation of the pion and triton deviation momentum spectra, we have shown that the effect of $\Lambda(1405)$ resonance is clearly visible in the spectra and such spectra can yield useful information regarding $\overline{K}N$ interaction and $\Lambda(1405)$ resonance.

Keywords: Stopped negative kaon, Kaonic nuclei, $\Lambda(1405)$ resonance and Momentum deviation spectrum.

* Corresponding Author: jafar.esmaili@gmail.com

This work is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License

مقاله پژوهشی کامل

اثر تشدید $\Lambda(1405)$ در طیف تکانه ترایتون و پایون ناشی از توقف کائون منفی بر روی ^{4}He

جعفر اسماعیلی*، مرتضی میرزایی

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه شهرکرد، شهرکرد، ایران

دریافت: ۱٤۰٤/۰۹/۱۱ ویرایش نهائی: ۱٤۰۵/۰۳/۱۲ پذیرش: ۱٤۰۵/۰٤/۱۰ انتشار بر خط: ۱٤۰۵/۰٤/۲۱

Doi: 10.22055/jrmbs.2026.20762

چکیده

در کار حاضر رد پای تشدید $\Lambda(1405)$ در طیف تکانه ترایتون و پایون ناشی از جذب تشدیدی کائون متوقف شده بر روی ^{4}He ، با استفاده از رهیافت کانال‌های جفت‌شده محاسبه و مورد بررسی قرار گرفته است. به‌همین منظور برای توصیف برهم‌کنش کائون-نوکلئون از پتانسیل‌های مختلف پدیده‌شناختی و کایرالی چون آکائیشی-یامازاکی، هیدو-وایز، کک تک- و دو-قطبی و سیدارتا تک- و دو-قطبی استفاده شده است. هم‌چنین با محاسبه طیف‌های انحراف تکانه ترایتون و پایون نشان داده‌ایم که اثرات تشدید $\Lambda(1405)$ به‌وضوح، به‌صورت قله‌ایی در طیف‌های انحراف قابل مشاهده است و چنین طیف‌هایی می‌توانند اطلاعات مفیدی در ارتباط با برهم‌کنش $\bar{K}N$ و تشدید $\Lambda(1405)$ را نتیجه دهند.

کلیدواژگان: کائون منفی متوقف شده، تشدید $\Lambda(1405)$، هسته‌های کائونی، طیف انحراف تکانه

مقدمه

با پیشرفت‌های صورت‌گرفته در زمینه آشکارسازی ذرات و سیر تکاملی ساخت شتاب‌دهنده‌ها، امروزه دیدگاه بشر نسبت به ساختار درونی ماده بیش از پیش کامل‌تر شده است. در مدل کوارکی، طعم شگفتی (s) یکی از شش طعم کوارکی شناخته شده است. هادرون-های حاوی شگفتی می‌توانند به‌عنوان کاوشگران بی-نظیری به درون هسته نفوذ پیدا کنند و مطالعهٔ گونه‌ای از پدیده‌های هسته‌ای غیرقابل دسترس را ممکن سازند. امروزه مطالعهٔ اندرکنش باریکهٔ کائون‌های منفی با هسته‌ها از جنبه‌های مختلف نظری و تجربی مورد توجه قرار گرفته است [۱۷-۱]. از لحاظ تجربی در چند دهه گذشته، فیزیک هسته‌ای شگفت در آزمایشگاه‌هایی چون LNF-DAΦNE[1]، به‌وسیله شتاب‌دهنده الکترونی [۱٦]، J-PARC[2]، شتاب‌دهنده پروتونی مولد پرشدت‌ترین باریکه کائونی [۱۲] و GSI، آزمایشگاه تحقیقاتی یون‌های سنگین [۱۷]، دنبال می‌شود. پیش-بینی وجود حالت‌های بسیار مقید هسته‌های کائونی،

*نویسندهٔ مسئول: jafar.esmaili@gmail.com

[1] Laboratori Nazionali di Frascati
[2] Japan Proton Accelerator Research Complex

باز نشر این مقاله با ذکر منبع آزاد است.
این مقاله تحت مجوز کریتیو کامنز تخصیص ٤.۰ بین‌المللی می‌باشد

پژوهشگران حوزه فیزیک هسته‌ای شگفت را به جستجو برای یافتن چنین حالت‌هایی ترغیب نموده است. در اثر برهم‌کنش کائون- نوکلئون، $\Lambda(1405)$ می‌تواند در هسته تشکیل شود و پس از تشکیل آن، کائون می‌تواند در محیط هسته‌ها نفوذ کرده و در اثر برهم‌کنش با دیگر نوکلئون‌های هسته، یک حالت بسیار مقید هسته‌ای را به‌وجود آورد. حالت‌های شبه‌مقید کائونی نهایتاً به‌دلیل جفت‌شدگی کانال ورودی با کانال‌های دیگر، به کانال‌های مزونی و غیرمزونی واپاشی می‌کنند [۱۸]. وجود چنین حالت‌هایی در هسته‌ها از طریق روش‌های طیف‌نمایی جرم ناوردا[۳] و طیف‌نمایی جرم گمشده[۴] ذرات واپاشی کننده و یا ذرات درگیر در واکنش آشکار می‌شوند. سنگ بنای تمام هسته‌های کائونی، تشدید $\Lambda(1405)$ است که برهم‌کنش $\overline{K}N$ در نزدیکی آستانه شدیداً تحت تاثیر این تشدید است این حالت کمی پایین‌تر از آستانه $\overline{K}N$ قرار دارد و به صورت صددرصد به $\Sigma\pi$ واپاشی می‌کند [۱۹]. $\Lambda(1405)$ یک مولکول مزون-باریون است که اولین‌بار توسط آلستون[۵] به صورت قله پهنی در برهم‌کنش $K^- p \to (\Sigma\pi)^0 + \pi^- + \pi^+$ مشاهده شد [۲۰]. این حالت میانی شامل اعداد کوانتومی، شگفتی $S = -1$، ایزواسپین $I = 0$، و اسپین و پاریته $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ و نیمه‌عمری از مرتبه $8\times10^{-23}\ s$ است [۱۹].

اولین بار آکائیشی[۶] و یامازاکی[۷] (A-Y) با استفاده از پتانسیل‌های پدیده شناختی، $\Lambda(1405)$ را به صورت تشدیدی در کانال $\Sigma\pi$ و حالت شبه مقیدی در کانال $\overline{K}N$ با ایزواسپین $I = 0$ در نظر گرفتند [۱] و برهم‌کنش $\overline{K}N - \Sigma\pi$ در رهیافت کانال‌های جفت شده را به‌نحوی معرفی نمودند که داده‌های پراکندگی در انرژی‌های پایین بازتولید شوند. پتانسیل پدیده-شناختی A-Y حالت‌های عمیقاً مقیدی را در هسته‌های کائونی پیش بینی می‌کند. در مقابل، در تفسیری دیگر از حالت تشدیدی $\Lambda(1405)$ که اولین بار توسط جیدو[۸] و همکاران، در چارچوب نظریه دینامیکی کایرال SU(۳) ارائه شد [۲۱]، یک ساختار دو-قطبی برای توصیف حالت تشدیدی $\Lambda(1405)$ ارائه شد. در چنین نظریه‌هایی، اولین قطب با کانال $\overline{K}N$ جفت‌شده و محل آن در زیر آستانه $\overline{K}N$ و بالاتر از ۱۴۳۰ MeV است ولی به دلیل اثرات آستانه $\overline{K}N$، قله متناظر با آن در محدوده ۱۴۲۰ MeV در طیف‌های جرمی ظاهر می‌شود. اما قطب دوم $\Lambda(1405)$ در چنین مدل‌هایی، در کانال $T_{۲۲} = T_{\Sigma\pi\leftarrow\Sigma\pi}$ مشاهده می‌گردد و به‌صورت قله پهنی در محدوده انرژی ۱۴۰۰ MeV توزیع شده است این قطب ادعاشده به دلیل عدم وجود باریکه‌ای از ذرات Σ و π قابل آشکارسازی مستقیم نیست. در چنین مدل-های برگرفته از نظریه دینامیکی کایرال SU(۳)، طیف جرم ناوردای $\Sigma\pi$ حاصل از برهم‌نهی دامنه هر دو قطب، قله‌ای در اطراف ۱۴۰۵ MeV/c^۲ خواهد داشت.

در مقایسهٔ مدل‌های برهم‌کنشی $\overline{K}N$، برهم‌کنشی با عمق کمتر در حالت ایزواسپین $I = 0$، به انرژی قیدی کمتری در هسته‌های کائونی منجر می‌شود و از آن‌جاکه آستانه کانال $\Sigma\pi$ در زیر آستانه کانال $\overline{K}N$ واقع شده است، چنین ترازهایی پهناهای بزرگی در مقایسه با انرژی تراز خواهند داشت. عملاً اندازه‌گیری تجربی

[۳] Invariant-mass spectroscopy
[۴] Missing-mass spectroscopy
[۵] Alston
[۶] Akaishi
[۷] Yamazaki
[۸] Jido

ترازهای کم عمق و پهن، کاری بس دشوار و یا غیر-ممکن است [۱۸]. از آنجاکه $\Lambda(1405)$ قویاً برهم‌کنش $\overline{K}N$ را در زیر آستانه دیکته می‌کند، این حالت تشدیدی اهمیت ویژه‌ای بر رفتار کائون در هسته‌ها دارد، پس سوالی مطرح می‌شود که محل حالت شبه‌مقید K^-p با ایزواسپین $I=0$ و تکانه زاویه‌ای $L=0$ کجاست؟

دسته‌ی مهمی از داده‌های تجربی مورد استفاده در تعیین پارامترهای مدل‌های برهم‌کنشی، داده‌های تجربی همینگوی[۹] [۲۲] هستند که این داده‌ها از پراکندگی کائون- پروتون در زیر آستانه حاصل شده‌اند. اخیرا تعیین کانال ورودی برهم‌کنش $\overline{K}N$ برای داده‌های مذکور مورد تردید قرار گرفته است. در مقابل اسماعیلی و همکاران نشان دادند که ابهامی در کانال ورودی طیف‌های جرمی ناشی از توقف کائون برروی هسته-های سبک وجود ندارد و کانال ورودی برهم‌کنش کانال $\overline{K}N$ و ماتریس انتقال آن به صورت $T_{21}=T_{\Sigma\pi\leftarrow Kp}$ خواهد بود [٤ و ۵]. آن‌ها با استفاده از رهیافت کانال-های جفت‌شده، مقدار جرم و پهنای $\Lambda(1405)$ را مشخص نمودند که این مقادیر به عنوان مرجع در جدول داده‌های ذرات[۱۰] (PDG) مورد استفاده قرار گرفته است [۱۹]. با توجه به ابهامات و تردیدهای مطرح شده در این زمینه، انگیزه کافی جهت تحقیقات نظری و تجربی در این حوزه بوجود آمده است. با توجه به اهمیت تعیین هر چه دقیق‌تر جرم و پهنای حالت تشدیدی $\Lambda(1405)$، آزمایش J-PARC-E۳۱ تحت عنوان مطالعه اسپکتروسکوپی تشدید هایپرونی در زیر آستانه $\overline{K}N$ در برهم‌کنش کائون-دوترون در-پرواز در جریان است [۱۲].

تاکنون از طیف‌های جرمی ذرات $\Sigma\pi$ در کانال واپاشی برای شناسایی تشدید $\Lambda(1405)$ استفاده شده است که این مسئله مستلزم اندازه‌گیری تکانه و انرژی ذرات $\Sigma\pi$ در کانال واپاشی برهم‌کنش است درحالی که در کار حاضر، تنها با استفاده از طیف تکانه ذرات در کانال واپاشی به‌دنبال شناسایی تشدید $\Lambda(1405)$ در برهم-کنش کائون متوقف‌شده بر روی $^4\mathrm{He}$ $\left(K^-{}^4\mathrm{He}\to t+\Sigma^\pm+\pi^\mp\right)$ هستیم.

در کار حاضر با حذف اثرات سینماتیکی برهم‌کنش در طیف تکانه ذرات نهایی، نشان خواهیم داد که اثرات تشدید $\Lambda(1405)$ به‌خوبی در طیف انحراف نمایان می-شوند. به‌همین منظور، طیف تکانه ترایتون و پایون حاصل از برهم‌کنش مذکور را مورد بررسی قرار خواهیم داد.

فرمولبندی تشدید K^-p در کانال‌های جفت-شده

در مطالعه برهم‌کنش $\overline{K}N$ در زیر آستانه، با تقریب خوبی می‌توان بررسی را با لحاظ نمودن دو کانال $\overline{K}N$ و $\Sigma\pi$ محدود کرد [٤ و ۵]. معادله شرودینگر سیستم جفت‌شده کائون–نوکلئون برای دو کانال جفت شده $\overline{K}N$ و $\Sigma\pi$ به‌صورت

$$\begin{pmatrix} H_{\overline{K}N-\overline{K}N} & V_{\overline{K}N-\Sigma\pi} \\ V_{\Sigma\pi-\overline{K}N} & H_{\Sigma\pi-\Sigma\pi}-\Delta Mc^2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix}\psi_{\overline{K}N}\\ \psi_{\Sigma\pi}\end{pmatrix}=E\begin{pmatrix}\psi_{\overline{K}N}\\ \psi_{\Sigma\pi}\end{pmatrix} \qquad (1)$$

در نظر گرفته می‌شود [۲۳]. که در آن ماتریس ستونی $\begin{pmatrix}\psi_{\overline{K}N}\\ \psi_{\Sigma\pi}\end{pmatrix}$ تابع موج کل سیستم دو کانالهٔ $\overline{K}N$ و $\Sigma\pi$، $H_{\overline{K}N-\overline{K}N}$ و $H_{\Sigma\pi-\Sigma\pi}$ هامیلتونی کانال‌های برهم-کنش‌کننده و $V_{\overline{K}N-\Sigma\pi}$ $\left(V_{\Sigma\pi-\overline{K}N}\right)$ پتانسیل برهم‌کنشی کانال‌های $\overline{K}N$ و $\Sigma\pi$ و ΔMc^2 اختلاف جرم آستانه‌های دو کانال هستند.

در ادامه برای توصیف برهم‌کنش پایه، $\Lambda(1405)$ را حالت شبه مقیدی در کانال $\overline{K}N$ و تشدیدی در ناحیه

[۹] Hemingway

[۱۰] Particle Data Group

حالت‌های پیوسته کانال $\Sigma\pi$ در نظر می‌گیریم. از توابع ساختار یوکاوا [۲٤] برای توصیف برهم‌کنش در کانال‌های مختلف استفاده می‌کنیم

$$\left\langle \vec{k'}\middle|V\middle|\vec{k}\right\rangle = g(\vec{k'})U_{\circ}g(\vec{k}),\quad g(\vec{k}) = \frac{\Lambda^{۲}}{\Lambda^{۲}+\vec{k}^{۲}} \qquad ۲$$

که در آن Λ و $U_{\circ}$ به ترتیب پارامتر برد و شدت پتانسیل برهم‌کنش هستند. برای توابع ساختار یوکاوا، شدت پتانسیل برهم‌کنش بین کانال‌های مختلف به‌صورت

$$U_{ij} = \frac{۱}{\pi^{۲}}\frac{\hbar^{۲}}{۲\sqrt{\mu_i\mu_j}}\frac{۱}{\Lambda}s_{ij} \qquad ۳$$

داده می‌شود که $i\,(j)$ برای کانال‌های $\overline{K}N$ و $\Sigma\pi$ به ترتیب، ۱ و ۲ در نظر گرفته می‌شود. μ_i جرم کاهش یافته در کانال i و s_{ij} پارامتر بدون بعد شدت پتانسیل بین دو کانال i و j هستند.

معادلات شعاعی شرودینگر در کانال‌های جفت‌شده برای توابع موج شعاعی $u_۱(\mathrm{r})$ و $u_۲(\mathrm{r})$ در دو کانال برهم‌کنشی در حالت موج s، به‌صورت

$$-\frac{d^{۲}}{dr^{۲}}u_۱(r)+(G_{۱۱}+G_{۱۲})e^{-\Lambda r} = \kappa_۱^{۲}u_۱(r) \qquad ٤$$

$$-\frac{d^{۲}}{dr^{۲}}u_۲(r)+(G_{۲۱}+G_{۲۲})e^{-\Lambda r} = \kappa_۲^{۲}u_۲(r) \qquad ۵$$

نوشته می‌شوند که در آن‌ها G_{ij} $(i,j=۱,۲)$ توابع گرین کانال i و jاند که با معادله

$$G_{ij} = ۲s_{ij}\sqrt{\frac{\mu_i}{\mu_j}}\Lambda^{۳}\int_{\circ}^{\infty}dr'e^{-\Lambda r'}u_j(r') \qquad ٦$$

مشخص می‌شوند. با توجه به معادلات ٤ و ۵، حل شعاعی معادله شرودینگر با شرایط مرزی موج بیرون‌رونده، به صورت

$$u_۱(r) = \frac{G_{۱۱}+G_{۱۲}}{\Lambda^{۲}+\kappa_۱^{۲}}(e^{-\Lambda r}-e^{i\kappa_۱r}) \qquad ۷$$

$$u_۲(r) = \frac{G_{۲۱}+G_{۲۲}}{\Lambda^{۲}+\kappa_۲^{۲}}(e^{-\Lambda r}-e^{i\kappa_۲r}) \qquad ۸$$

به‌دست می‌آید و شرط سازگاری بین u_iها و G_{ij} ها، به معادله ویژه مقداری

$$(\Lambda-i\kappa_۱)^{۲}+s_{۱۱}\Lambda^{۲} - s_{۱۲}\frac{\Lambda^{٤}}{(\Lambda-i\kappa_۲)^{۲}+s_{۲۲}\Lambda^{۲}}s_{۲۱} = ۰ \qquad ۹$$

منجر می‌شود که معادله (۹) قیدی بر روی پارامترهای بدون بعد شدت پتانسیل $s_{۱۱}$، $s_{۱۲}$ و $s_{۲۲}$ است [٤ و ۵].

برهم‌کنش $\overline{K}N-\Sigma\pi$ را به‌عنوان یک سیستم دوکاناله می‌توان با یک سیستم تک کاناله اپتیکی $\overline{K}N$ تطبیق داد که اثرات $\Sigma\pi$ در سیستم تک کاناله $\overline{K}N$ به‌صورت یک پتانسیل اپتیکی ظاهر می‌شود. هم‌چنین می‌توان تابع موج شعاعی $u_۱(\mathrm{r})$، یک معادله شرودینگر تک‌کاناله را، با استفاده از یک پتانسیل اپتیکی‌ای که پارامتر شدت آن $s_۱^{opt}$ است، به‌دست آورد. معادله شرودینگر برای پتانسیل اپتیکی مذکور به صورت

$$-\frac{d^{۲}}{dr^{۲}}u_۱(r)+G_۱^{opt}e^{-\Lambda r} = \kappa_۱^{۲}u_۱(r) \qquad ۱۰$$

خواهد بود که در معادله فوق، $G_۱^{opt}$ به‌صورت

$$G_۱^{opt} = ۲s_۱^{opt}\Lambda^{۳}\int_{\circ}^{\infty}dr'e^{-\Lambda r'}u_۱(r') \qquad ۱۱$$

برحسب پارامتر شدت اپتیکی مشخص می‌شود. تابع موج $u_۱(r)$ معادله (۱۰)، با شرایط مرزی موج بیرون‌رونده به صورت

$$u_۱(r) = \frac{G_۱^{opt}}{\Lambda^{۲}+\kappa_۱^{۲}}(e^{-\Lambda r}-e^{i\kappa_۱r}) \qquad ۱۲$$

می‌باشد. شرط سازگاری $u_۱(r)$ و $G_۱^{opt}$ برای برهم‌کنش تک‌کاناله به معادله ویژه مقداری

$$(\Lambda-i\kappa_۱)^{۲}+s_۱^{opt}\Lambda^{۲} = ۰ \qquad ۱۳$$

منجر می‌شود و معادله (۱۳)، ویژه مقدار

$$\Xi(z) = -\frac{\hbar^{۲}}{۲\mu_۱}\kappa_۱^{۲} = -\frac{\hbar^{۲}}{۲\mu_۱}\Lambda^{۲}(\sqrt{-s_۱^{opt}(z)}-۱)^{۲} \qquad ۱٤$$

را نتیجه می‌دهد که رابطه‌ای بین پارامتر شدت اپتیکی $s_۱^{opt}$، و مقدار انرژی مختلط متناظر $E_{pol}=\Xi(E_{pol})$، به‌دست می‌دهد.

با استفاده از رهیافت کانال‌های جفت‌شده و از مقایسه معادلات (۹) و (۱٤) ، هر سیستم دوکاناله را می‌توان به‌صورت سیستمی تک‌کاناله با یک پتانسیل اپتیکی توصیف نمود. پارامتر بدون بعد شدت پتانسیل اپتیکی سیستم تک کاناله $s_1^{opt}(E)$ را می‌توان به‌صورت

$$s_1^{opt}(E)=s_{11}-s_{12}\frac{\Lambda^2}{(\Lambda-ik_2)^2+s_{22}\Lambda^2}s_{21} \qquad ۱۵$$

$$\frac{\hbar^2}{2\mu_2}k_2^2=E+\Delta Mc^2 \qquad ۱۶$$

برحسب پارامتر بدون بعد شدت در کانال‌های $\overline{K}N$ و $\Sigma\pi$ نشان داد که در آن κ_2 تکانه مختلط در کانال $\Sigma\pi$ و $\Delta M=99\,\mathrm{MeV/c^2}$ اختلاف جرم آستانه‌ها است [٤]. با مشخص بودن سه پارامتر شدت برهم‌کنش (s_{11}، s_{12} و s_{22}) و جای‌گذاری در معادله (۱۵)، s_1^{opt} برای یک سیستم تک‌کاناله به‌دست می‌آید. انرژی (مختلط) حالت قطب E_{pol}، برای سه پارامتر برهم‌کنش (s_{11}، s_{12} و s_{22}) با حل معادله (۱٤) حاصل می‌شود. به ازای یک انرژی مختلط مشخص و با معلوم بودن مقدار پارامترهای Λ و s_{22}، از حل همزمان معادلات (۱٤) و (۱۵) می‌توان مقادیر s_{11}و s_{12} را به‌دست آورد [٤ و ٥].

طیف تکانه ذرات در کانال واپاشی برهم‌کنش کائون متوقف‌شده بر روی ^{4}He

در برهم‌کنش کائون متوقف‌شده بر روی ^{4}He، هسته هدف را می‌توان به صورت حالت مقید پروتون و ترایتون در نظر گرفت که ترایتون به عنوان ناظر در برهم‌کنش نقش ایفا می‌کند [٤]. تابع موج درونی سیستم سه جسمی K^-pt را می‌توان به‌صورت

$$\Psi_i^{\mathrm{int}}=\Phi_{pt}(\vec{R})\psi_{nlm}^{atom}(\vec{r}_K) \qquad ۱۷$$

در نظر گرفت، که در آن $\Phi_{pt}(\vec{R})$ و $\psi_{nlm}^{atom}(\vec{r}_K)=R_{nl}(r_K)Y_{lm}(\hat{r}_K)$ به‌ترتیب تابع موج سیستم دو جسمی $p+t$ و تابع موج اتم کائونی $K^-\alpha$، برحسب بردارهای جدایی نسبی $\vec{R}$ و $\vec{r}_K$ می‌باشند. تابع موج درونی سیستم در کانال واپاشی را می‌توان برحسب بردارهای مکان ذرات خروجی در مختصات مرکز جرم به‌صورت حاصل‌ضرب سه موج تخت در نظر گرفت

$$\Psi_f^{\mathrm{int}}=\phi_\pi(\vec{r}'_\pi)\phi_\Sigma(\vec{r}'_\Sigma)\phi_t(\vec{r}'_t), \qquad ۱۸$$
$$\phi_X(\vec{r}'_X)=L^{-\frac{3}{2}}e^{i\vec{k}_X.\vec{r}'}$$

که L ضریب بهنجارش تابع موج تخت است، و $\vec{r}'_t$، $\vec{r}'_\Sigma$ و $\vec{r}'_\pi$ به‌ترتیب بردارهای مکان ذرات t، Σ و π نسبت به مرکز جرم سیستم می‌باشند.

آهنگ جزئی گذار برهم‌کنش $K^-+{}^4\mathrm{He}\to t+\Sigma+\pi$ با توجه به قاعده طلایی فرمی در شکل دیفرانسیلی بر حسب المان‌های تکانه ذرات در کانال واپاشی به‌صورت

$$d^9R=\left[\frac{2\pi}{\hbar}\delta(E_f-E_i)\right]\times \left[\left(\frac{L}{2\pi}\right)^9 d\vec{k}_\pi d\vec{k}_\Sigma d\vec{k}_t\right]T^2 \qquad ۱۹$$

بیان می‌شود که در آن E_i و E_f به‌ترتیب انرژی اولیه و نهایی سیستم K^-pt-$\pi\Sigma t$ و T، مولفه ماتریس انتقال برهم‌کنش به‌صورت

$$T=T_{21}\left(\frac{2\pi}{L}\right)^6\psi_{nlm}^{atom}(0)g(\vec{k})g(\vec{k}') \times\delta(\vec{k}_\pi+\vec{k}_\Sigma+\vec{k}_t)F(\vec{k}_{pt}) \qquad ۲۰$$

حاصل می‌شود که در آن $F(\vec{k}_{pt})=\int d\vec{R}\Phi_{pt}(\vec{R})e^{-i\vec{k}_{pt}\cdot\vec{R}}$ تابع توزیع تکانهٔ سیستم دو ذره‌ای پروتون- ترایتون است و $T_{21}=T_{\Sigma\pi\leftarrow Kp}$ درایه ماتریس گذار است که اثر تشدید $\Lambda(1405)$ را دربرمی‌گیرد. توزیع احتمال ذرات واپاشی را می‌توان از طریق معادله آهنگ گذار به‌دست آورد

$$d^9\Gamma = d^9(\hbar R) = 2\pi\delta(E_f - E_i)d\vec{k}_\pi d\vec{k}_\Sigma d\vec{k}_t \times \left|T_{21}\psi^{atom}_{nlm}(0)g(\vec{k})g(\vec{k}')F(\vec{k}_{pt})\right|^2 \times \delta(\vec{k}_\pi + \vec{k}_\Sigma + \vec{k}_t) \quad (21)$$

با انتگرال‌گیری بر روی المان‌های مختلف، توزیع تکانه‌های ذرات واپاشی را برای جذب K^- از اوربیتال اتمی s توسط پروتون مقید در هسته هدف، به‌دست می‌آوریم. طیف تکانه ترایتون به‌صورت

$$\frac{d\Gamma}{dk_t} = \frac{2(2\pi)^3}{\hbar^2 c^2}\left|\psi^{atom}_{nlm}(0)\right|^2 \int_0^\infty dk_\Sigma k_\Sigma k_t E_\pi(X_0) \times \left|g(\tfrac{1}{2}(\vec{k}_\pi - \vec{k}_\Sigma))T_{21}(E_2)g(-\tfrac{1}{2}\vec{k}_t)F(-\vec{k}_t)\right|^2 \quad (22)$$

نتیجه می‌شود که در آن $\psi^{atom}_{nlm}(0)$ تابع موج اتمی K^- و k_Σ ، k_π و k_t به‌ترتیب تکانه ذرات Σ، π و ترایتون هستند. F تابع توزیع تکانهٔ سیستم دو ذره‌ای پروتون- ترایتون و کمیت‌های E_2 و X_0 به‌ترتیب به‌صورت

$$E_2 = \sqrt{(E_i - E_t)^2 - \hbar^2 c^2 k_t^2} - M_\Sigma c^2 - m_\pi c^2 \quad (23)$$

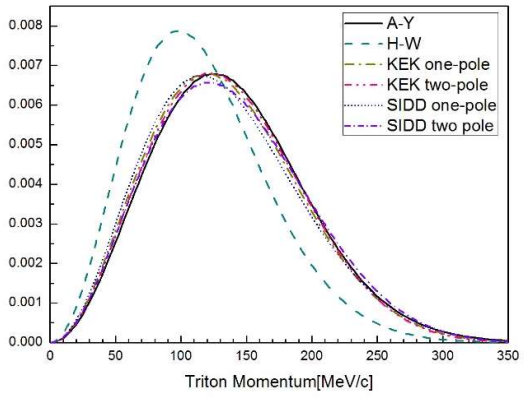
$$X_0 = \frac{\left((E_i - E_\Sigma - E_t)^2 - m_\pi^2 c^4\right) - \hbar^2 c^2 (k_\Sigma^2 + k_t^2)}{2\hbar^2 c^2 k_\Sigma k_t} \quad (24)$$

تعیین می‌شوند.

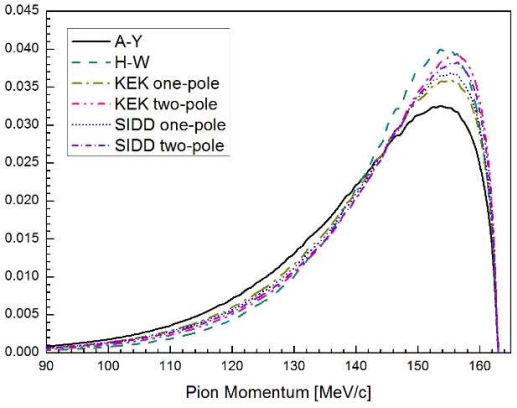
در کار حاضر، پتانسیل توصیف کننده سیستم $p+t$ در هسته ^{4}He را به نحوی انتخاب می‌کنیم که انرژی‌های بستگی نظری و تجربی سیستم دو جسمی $(p+t)$ با یکدیگر هم‌خوانی داشته باشند. به‌همین منظور در ادامه از پتانسیل گوسی هارادا[11] که از محاسبات میکروسکوپی نتیجه شده است [۲۵]، استفاده خواهیم نمود.

نتایج

در شکل‌های ۱ و ۲ به ترتیب طیف تکانه ترایتون و پایون حاصل از توقف کائون منفی بر روی ^{4}He را برای مدل‌های آکائیشی-یامازاکی (A-Y) [۱]، هیدو[12]- وایز[13] (H-W) [۲۶]، مدل کک[14] تک‌قطبی و دوقطبی [۲۷] و مدل سیدارتا[15] تک‌قطبی و دوقطبی [۲۸]، محاسبه و با هم مقایسه کرده‌ایم.



شکل۱. طیف‌های بهنجارشده تکانه ترایتون در جذب تشدیدی کائون متوقف‌شده بروی ^{4}He برای مدل‌های برهم‌کنشی مختلف.



شکل۲. طیف‌های بهنجارشده تکانه پایون در جذب تشدیدی کائون متوقف‌شده بروی ^{4}He برای مدل‌های برهم‌کنشی مختلف.

از مقایسه طیف‌های تکانه ترایتون ناشی از مدل‌های مختلف، طیف تکانه ترایتون مدل هیدو- وایز نسبت به طیف مابقی مدل‌ها متمایز است، قله طیف مذکور بلندتر

[11] Harada
[12] Hyodo
[13] Weise
[14] KEK
[15] SIDDHARTA

و در محدوده تکانه‌های کوچک‌تر ترایتون در حوالی ۱۰۰ MeV/c شکل گرفته است در حالی که تمایز بین طیف‌های مدل‌های دیگر کمی سخت به‌نظر می‌رسد. این تمایز اساسا به انرژی قطب اول برهم‌کنش $\overline{K}N-\Sigma\pi$ در مدل هیدو- وایز برمی‌گردد که به آستانه $\overline{K}N$ نزدیک است و چنین برهم‌کنشی انرژی کمتری در اختیار ترایتون‌ها در کانال واپاشی قرار می‌دهد. درخصوص طیف‌های پایونی محاسبه‌شده در شکل (۲) نیز تمایز طیف‌ها با چشم غیرمسلح (بدون تجزیه و تحلیل کامپیوتری) آسان نیست هرچند مقایسه نسبی طیف‌های تکانه پایون برای مدل‌های مختلف، نشان می‌دهد که طیف تکانه پایون‌ها در مدل هیدو-وایز نسبت به مدل‌های دیگر، در تکانه‌های بزرگتر گسترده شده است. گستردگی طیف پایون با انرژی قطب اول برهم‌کنش $\overline{K}N-\Sigma\pi$ مرتبط است، به‌نحوی که مدل برهم‌کنشی با انرژی قطب اول بزرگتر، انرژی بیشتری در اختیار پایون‌ها در کانال واپاشی قرار می‌دهد.

به‌خاطر اثرات سینماتیکی برهم‌کنش که بر طیف‌های محاسبه شده تشدیدی در شکل‌های (۱) و (۲) غالب هستند، تمایز طیف‌ها برای مدل‌های مختلف، با چشم غیرمسلح به‌طور واضحی ممکن نیست. به‌همین منظور در ادامه از روش طیف انحراف[16] (DEV) برای حذف اثرات سینماتیکی و استخراج اثرات تشدیدی استفاده خواهیم نمود [۵]. طیف‌های تشدیدی معادله (۸) را تقریبا می‌توان به‌صورت حاصلضرب دو بخش تشدیدی و سینماتیکی تصور نمود. صرف‌نظر از اثرات تشدیدی برهم‌کنش $\overline{K}N-\Sigma\pi$، طیف معادله (۸) با طیف شبه‌آزاد متناسب است. در ادامه به کمک روش طیف انحراف، شکل تشدید (که با $T_{\gamma\gamma}$ متناظر است) را استخراج می‌کنیم. طیف انحراف را به‌صورت نسبت طیف تشدیدی (مشاهده شده[17] یا محاسبه شده) به طیف شبه- آزاد[18] تعریف می‌کنیم

$$DEV \equiv \frac{\text{طیف تشدیدی}}{\text{طیف شبه‌آزاد}} \sim \text{اثرات تشدید} \qquad ۲۵$$

طیف‌های انحراف تکانه ترایتون و پایون متناظر با مدل-های برهم‌کنشی مختلف را با استفاده از رابطه (۱۱) محاسبه و به‌ترتیب در شکل‌های (۳) و (٤) نشان داده-ایم.

طیف‌های انحراف مذکور، تقریبا به شکل یک تشدید برایت-ویگنر در مدل‌های مختلف ظاهر می‌شوند [٤] که محل قله و پهنای طیف انحراف را می‌توان مستقیما با انرژی و پهنای حالت شبه‌مقید در کانال $\overline{K}N$ مرتبط نمود. به همین منظور، محل قطب‌های انرژی پتانسیل جفت شده $\overline{K}N-\pi\Sigma$ را برای مدل‌های برهم‌کنشی مختلف، در جدول ۱ نشان داده‌ایم.

جدول 1. محل قطب‌های انرژی پتانسیل جفت شده $\overline{K}N-\pi\Sigma$ برای مدل‌های برهم‌کنشی مختلف.

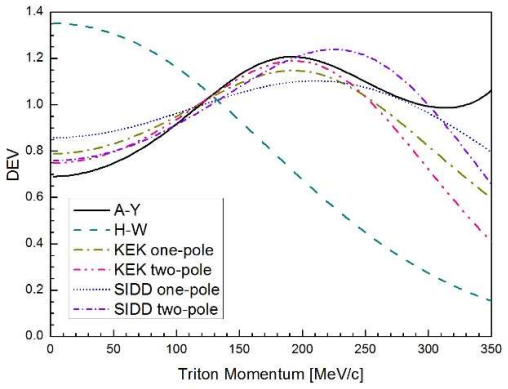
مدل	قطب اول (MeV)	قطب دوم (MeV)
آکائیشی-یامازاکی	$۱٤۰٥-i۲۰$	-
هییدو- وایز	$۱٤۳۲-i۱۷$	$۱۳۹۸-i۷۳$
کک تک‌قطبی	$۱٤۰۹-i۳٦$	-
کک دوقطبی	$۱٤۰۹-i۳٦$	$۱۳۸۱-i۱۰٥$
سیدارتا تک‌قطبی	$۱٤۲٦-i٤۸$	-
سیدارتا دوقطبی	$۱٤۱٤-i٥۸$	$۱۳۸٦-i۱۰٤$

نتایج شکل (۳) به وضوح ساختار قله مانند متناظر با تشدید را در طیف انحراف تکانه ترایتون نشان می‌دهد. به‌دلیل نزدیکی قطب اول مدل هیدو-وایز به آستانه کانال $\overline{K}N$، قله متناظر در طیف انحراف ترایتون در تکانه‌های حوالی صفر رخ می‌دهد که با انرژی قطب اول مدل مذکور در کانال $\overline{K}N$ مطابقت دارد. با افزایش

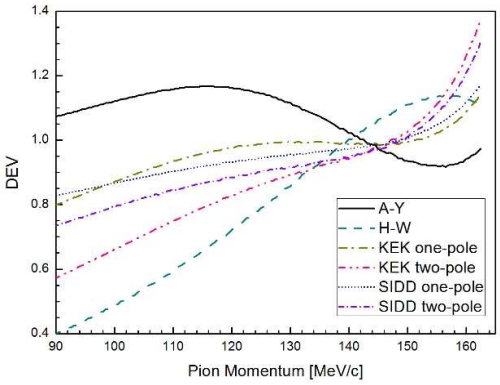
[16] Deviation spectrum
[17] Observed spectrum
[18] Quasi-free spectrum

انرژی بستگی قطب برهم‌کنش در کانال $\bar{K}N$، انتظار داریم قله طیف تکانه ترایتون‌ها در تکانه‌های بزرگ‌تر ظاهر شوند که این مسئله به‌وضوح برای مدل‌های برهم‌کنشی کائون- نوکلئون دیگر در حوالی ۲۰۰ MeV/c رخ می‌دهد. نتایج نشان می‌دهند که با افزایش پهنا به ازای یک انرژی حالت $\Lambda(1405)$، علاوه بر پهن شدن طیف انحراف، قله طیف نیز به سمت تکانه‌های بزرگ‌تر ترایتون سوق داده می‌شود و از تکانه ترایتون متناظر با محل تشدید $\Lambda(1405)$، فاصله می‌گیرد. برای حالتی که جرم تشدید $\Lambda(1405)$ را $1405\,\mathrm{MeV/c^2}$ با پهنای صفر در نظر بگیریم انتظار قله‌ای تیز در حوالی تکانه ۱۲۰ MeV/c را داریم در حالی که این قله به‌دلیل پهنای حالت به تکانه‌های بزرگ‌تر سوق می‌یابد و برای مدل A-Y در حوالی ۱۹۰ MeV/c ظاهر می‌شود.

در طیف‌های انحراف تکانه پایونی، با کاهش انرژی بستگی قطب برهم‌کنش در کانال $\bar{K}N$، انرژی متناظر با تشدید $\Lambda(1405)$ افزایش می‌یابد پس انتظار داریم که قله طیف پایون‌ها در تکانه‌های بزرگ‌تر ظاهر شود. باتوجه به طیف انحراف تکانه پایون‌ها در شکل (٤)، مشاهده می‌کنیم که قله طیف حاصل از برهم‌کنش هیدو-وایز در حوالی آستانه طیف پایون و در حوالی ۱۶۰ MeV/c ظاهر می‌شود که این نتیجه کاملا با انرژی قطب اول مدل هیدو-وایز سازگار است. نتایج شکل (٤) بیانگر آنست که با افزایش پهنای حالت تشدیدی $\Lambda(1405)$، قله طیف پایون به تکانه‌های کوچک‌تر سوق می‌یابد و به‌همین دلیل قله طیف متناظر با مابقی برهم‌کنش‌ها، در تکانه‌هایی کوچک‌تر از قله هیدو-وایز و در حوالی ۱۲۰ MeV/c ظاهر می‌شوند.



شکل۳. طیف‌های انحراف تکانه ترایتون در جذب تشدیدی کائون متوقف‌شده بروی ^{4}He برای مدل‌های برهم‌کنشی مختلف.



شکل٤. طیف‌های انحراف تکانه پایون در جذب تشدیدی کائون متوقف‌شده بروی ^{4}He برای مدل‌های برهم‌کنشی مختلف.

بحث و نتیجه‌گیری

تاکنون از طیف‌های جرمی ذرات $\pi\Sigma$ در کانال واپاشی، برای شناسایی تشدید $\Lambda(1405)$ استفاده شده است که این مسئله مستلزم اندازه‌گیری تکانه و انرژی ذرات $\pi\Sigma$ در کانال واپاشی برهم‌کنش است. در کار حاضر استفاده از طیف‌های تکانه ذرات در مقابل با طیف‌های جرمی ذرات در کانال واپاشی، به‌عنوان ابزار جدیدی برای جستجوی اثرات تشدید $\Lambda(1405)$ معرفی شده‌اند. در کار حاضر نشان داده‌ایم که اثر تشدید $\Lambda(1405)$ به‌طور واضحی و بدون تجزیه و تحلیل محاسباتی، در طیف انحراف تکانه محصولات واپاشی برهم‌کنش قابل

مشاهده است. با توجه به اینکه طیف تکانه‌های حاصل از برهم‌کنش کائون متوقف‌شده برروی ^{4}He به مدل برهم‌کنشی برای سیستم $\bar{K}N$ وابسته هستند، از نتایج تجربی حاصل از این برهم‌کنش می‌توان اطلاعات مفیدی در ارتباط با برهم‌کنش $\bar{K}N$ و تشدید $\Lambda(۱۴۰۵)$ به‌دست آورد.

مراجع

[1] Y. Akaishi, and T. Yamazaki, Nuclear $\bar{K}$ bound states in light nuclei, *Physical Review C* **65** (2002) 044005. https://doi.org/10.1103/PhysRevC.65.044005

[2] T. Yamazaki, Y. Akaishi, (K^-,π^-) production of nuclear $\bar{K}$ bound states in proton-rich systems via Λ^* doorways, *Physics Letters B* **535** (2002) 70. https://doi.org/10.1016/S0370-2693(02)01738-0

[3] T. Yamazaki, A. Dote, Y. Akaishi, Invariant mass spectroscopy for condensed single- and double-$\bar{K}$ nuclear clusters to be formed as residues in relativistic heavy-ion collisions, *Physics Letters B* **587** (2004) 167. https://doi.org/10.1016/j.physletb.2004.01.089

[4] J. Esmaili, Y. Akaishi, T. Yamazaki, Experimental confirmation of the $\Lambda(1405)$ ansatz from resonant formation of a K^-p quasi-bound state in K^- absorption by ^{3}He and ^{4}He, *Physics Letters B* **686** (2010) 23. https://doi.org/10.1016/j.physletb.2010.01.075

[5] J. Esmaili, Y. Akaishi, T. Yamazaki, Resonant formation of $\Lambda(1405)$ by stopped K^--absorption in d, *Physical Review C* **83** (2011) 055207. https://doi.org/10.1103/PhysRevC.83.055207

[6] S. Marri, S. Z. Kalantari, Coupled-channels Faddeev AGS calculation of K^-ppn and K^-ppp quasi-bound states, *European Physical Journal A* **52** (2016) 282. https://doi.org/10.1140/epja/i2016-16282-y

[7] S. Marri, S.Z. Kalantari, J. Esmaili, Deeply quasi-bound state in single- and double-$\bar{K}$ nuclear clusters, *European Physical Journal A* **52** (2016) 361. https://doi.org/10.1140/epja/i2016-16361-1

[8] S. Marri, J. Esmaili, Three- and four-body kaonic nuclear states: Binding energies and widths, *European Physical Journal A* **55** (2019) 43. https://doi.org/10.1140/epja/i2019-12717-3

[9] S. Marri, S. Z. Kalantari, J. Esmaili, Structure, formation and decay of $\bar{K}NN$ system by Faddeev-AGS calculation, *Chinese Physics C* **43** (2019) 064101. https://doi.org/10.1088/1674-137/43/6/064101

[10] A. Naderi, J. Esmaili, M. Mohseni, Signature of $\Lambda(1405)$ resonance in K^-+^{6}Li reaction, *International Journal of Modern Physics E* **28** (2019) 1950003.https://doi.org/10.1142/S0218301319500034

[11] J. Esmaili *et al.*, Trace of $\Lambda(1405)$ resonance in low energy $K^-+^{3}\mathrm{He}\rightarrow\left(\pi^0\Sigma^0\right)+d$ reaction, *European Physical Journal A* **57** (2021) 120. https://doi.org/10.1140/epja/s10050-021-00379-x

[12] S. Ajimura, *et al.*, Spectroscopic study of hyperon resonances below $\bar{K}N$ threshold via the (K^-,n) reaction on Deuteron, Proposal for J-PARC 50 GeV Proton Synchrotron E31. https://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac_1207/pdf/E31_2012-9.pdf

[13] O. Hashimoto, H. Tamura, Spectroscopy of Λ hypernuclei, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **57** (2006) 564. https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2005.07.001

[14] M. Agnello, *et al.*, First results on $^{12}_{\Lambda}$C production at DAΦNE, *Physics Letters B* **622** (2005) 35. https://doi.org/10.1016/j.physletb.2005.07.002

[15] T. Yamazaki, *et al.*, Indication of a Deeply Bound and Compact K^-pp State Formed in the $p+p\rightarrow p\Lambda K^+$ Reaction at 2.85 GeV, *Physical*

[23] H. Feshbach, Unified theory of nuclear reactions, *Annals of Physics* **5** (1958) 357

https://doi.org/10.1016/0003-4916(58)90007-1; H. Feshbach, Unified theory of nuclear reactions II, *Annals of Physics* **19** (1962) 287. https://doi.org/10.1016/0003-4916(62)90221-X

[24] Y. Yamaguchi and Y. Yamaguchi, Two-Nucleon Problem When the Potential Is Nonlocal but Separable. I., *Physical Review* **95** (1954) 1628 https://doi.org/10.1103/PhysRev.95.1628 ; Yamaguchi, Y. and Yamaguchi, Y., Two-Nucleon Problem When the Potential Is Nonlocal but Separable. II, *Physical Review* **95** (1954) 1635. https://doi.org/10.1103/PhysRev.95.1635

[25] T. Harada, Hypernuclear production from K^- capture in liquid helium, *Nuclear Physics A* **672** (2000) 181. https://doi.org/10.1016/S0375-9474(99)00834-9

[26] T. Hyodo, W. Weise, Effective $\bar{K}N$ interaction based on chiral SU(3) dynamics, *Physical Review C* **77** (2008) 035204. https://doi.org/10.1103/PhysRevC.77.035204

[27] N. V. Shevchenko, Near-threshold K^-d scattering and properties of kaonic deuterium, *Nuclear Physics A* **890-891** (2012) 50. http://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2012.07.010

[28] N. V. Shevchenko, One-versus two pole $\bar{K}N$ -$\Sigma\pi$ potential: K^-d scattering length, *Physical Review C* **85** (2012) 034001.https://doi.org/10.1103/PhysRevC.85.034001

Review Letters **104** (2010) 132502.https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.132502

[16] C. Curceanu *et al.,* Fundamental physics at the strangeness frontier at DAΦNE. Outline of a proposal for future measurements, arXiv: 2104.06076. https://arxiv.org/abs/2104.06076

[17] H. H. Gutbrod *et al.,* An International Accelerator Facility for Beams of Ions and Antiprotons: Conceptual Design Report, published by GSI, 2001.https://inspirehep.net/literature/567994

[18] C. J. Batty, E. Friedman, A. Gal, Strong interaction physics from hadronic atoms, *Physics Reports* **287** (1997) 385.https://doi.org/10.1016/S0370-1573(97)00011-2

[19] S. Navas *et al.,* Review of particle physics, *Phys. Rev.* D **110** (2024) 030001. https://doi.org/10.1103/PhysRevD.110.030001

[20] M. H. Alston, *et al.*, study of resonances of the $\Sigma-\pi$ system, *Physical Review Letters* **6** (1961) 698.https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.6.698

[21] D. Jido *et al.*, Chiral dynamics of the two $\Lambda(1405)$ states, *Nuclear Physics A* **725** (2003) 181.https://doi.org/10.1016/S0375-9474(03)01598-7

[22] R. J. Hemingway, Production of $\Lambda(1405)$ in K^-p reactions at 4.2 GeV/c, *Nuclear Physics B* **253** (1985) 742.https://doi.org/10.1016/0550-3213(85)90556-5