

$$p + p \rightarrow p + K^+ + \Lambda(1405) \quad \Lambda(1405)$$

zafar@cc.iut.ac.ir :

(دریافت مقاله: ۱۳۹۰/۱۲/۲۰؛ پذیرش: ۱۳۹۱/۷/۱۵)

PP

$\Lambda(1405) \rightarrow (\Sigma\pi)^0$

T

$(\Sigma\pi)^0$

$\Lambda(1405)$

$\chi^2$

(ANKE)

$\Lambda(1405)$

ANKE

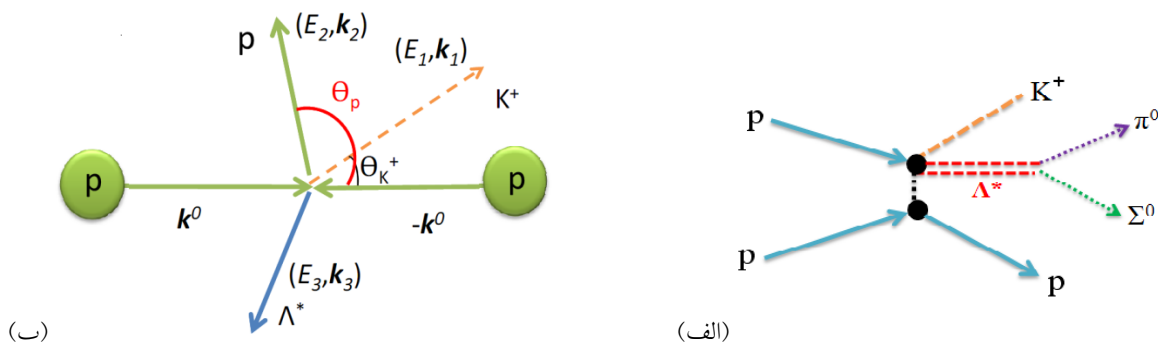
ANKE

$\Lambda(1405)$

برهم کنش صورت گرفته است [۴-۱]. تشدید  $\Lambda(1405)$ ، که از این به بعد آن را با  $\Lambda^*$  نشان می‌دهیم، به عنوان یک حالت شبه مقید  $K^-p$  با ایزواسپین  $I=0$  که به کانال  $(\Sigma\pi)^0$  واپاشی می‌کند، در نظر گرفته می‌شود. آکای شی و یامازاکی (AY) امکان تشکیل و چگونگی ساختار حالت‌های بسیار مقید کائونی را به صورت پدیده شناختی بررسی کرده‌اند و  $\Lambda^*$  را به عنوان یک حالت بسیار مقید  $\bar{K}N$  با ایزواسپین صفر،  $I=0$ ، در نظر می‌گیرند [۸-۳]. انرژی بستگی و پهنای این حالت  $B_K = 27 \text{ MeV}$  و  $\Gamma = 40 \text{ MeV}$  به دست آمده است [۹]. برهم کنش  $\bar{K}N$  با استفاده از مدل دینامیکی کایرال نیز به دست آمده است [۱۰، ۱۱].

یکی از مهمترین پرسش‌های فیزیک هادرونی این است که ویژگی‌های هادرونی در ماده چگال هسته‌ای چگونه تغییر می‌کند؟ از نظر تئوری امکان حضور یک ذره  $K^-$  در ماده هسته‌ای امکان‌پذیر است. این مسئله از آن جهت جالب توجه است که ببینیم آیا چگالش "شگفتی" در ماده هسته‌ای می‌تواند رخ دهد یا نه.

امکان تشکیل حالت‌های بسیار مقید هسته‌ای کائون هم از جنبه نظری و هم از جنبه تجربی توجه زیادی را به خود جلب کرده است. نقطه آغاز رویارویی با این مسئله فهمیدن برهم کنش  $\bar{K}N$  است. تاکنون تلاش‌های زیادی برای پی بردن به این



شکل ۱. (الف) نمودار درختی تولید ساختار  $\Lambda^*$  و واپاشی آن به کانال  $\Sigma\pi$  در واکنش  $p + p \rightarrow p + K^+ + \Lambda(1405) \rightarrow p + K^+ + (\Sigma\pi)^*$  (ب) سینماتیک برهم‌کنش در مختصات مرکز جرم.

یک حالت مقید در اطراف  $1405 \text{ MeV}/c^2$  معرفی می‌کند. در پایان نتایج حاصل از این بررسی پدیده شناسی با یکی از داده‌های تجربی موجود (ANKE) [۱۷] مقایسه شده‌اند و با محاسبه  $\chi^2$  بهترین برازش بین داده‌های تجربی و محاسباتی به دست آمده است.

$\Lambda(1405)$

pp  $(\Sigma\pi)^*$

در این بخش احتمال تشکیل حالت  $\Lambda(1405)$  و سپس واپاشی آن به کانال  $(\Sigma\pi)^*$  در فرآیند برخورد دو پروتون فرمول‌بندی شده است [۱۸]. نمودار درختی و سینماتیک برهم‌کنش  $p + p \rightarrow p + \Lambda(1405) + K^+ \rightarrow p + (\Sigma\pi)^* + K^+$  در شکل ۱ نشان داده شده است. با در نظر گرفتن این شکل‌ها، مشخص می‌شود که دو فرآیند عمده در این برهم‌کنش وجود دارد: (الف) تشکیل حالت  $\Lambda(1405)$  در برخورد  $pp$  و (ب) واپاشی  $\Lambda(1405)$  به کانال  $(\Sigma\pi)^*$ . از این رو احتمال رویداد این فرآیند را می‌توان به روش زیر نوشت:

$$S_{mass}(Y) = W_{form} \times \Gamma, \quad (1)$$

که  $S_{mass}$  تابع طیفی،  $W_{form}$  احتمال تشکیل  $\Lambda^*$  و  $\Gamma$  آهنگ واپاشی به کانال  $(\Sigma\pi)^*$  است.  $Y$  جرم ناورداست که از شرط پایستگی انرژی به دست می‌آید:

$$Y = E_i = E_f, \quad (2)$$

$$Y = \left[ (m_\pi c^2)^2 + (\hbar c \vec{k}')^2 \right]^{1/2} + \left[ (m_\Sigma c^2)^2 + (\hbar c \vec{k}')^2 \right]^{1/2}, \quad (3)$$

عجیب‌ترین ویژگی هسته‌های کائونی پیش‌بینی شده توسط  $AY$  در چگالی‌های بسیار بالای آنهاست؛ متوسط چگالی این هسته‌ها  $\rho_{av} \approx 0.5 \text{ fm}^{-3}$  به سه برابر مقدار چگالی هسته‌ای متداول می‌رسد،  $\rho_0 \approx 0.17 \text{ fm}^{-3}$ . این ویژگی به شدت در تقابل با سیستم‌های هسته‌ای معمولی است که در آنها چگالی هسته‌ای همواره ثابت است. به عبارت دیگر حضور  $\bar{K}$  منجر به افزایش قید نوکلئون‌ها می‌شود که این امر بر تراکم‌ناپذیری هسته‌ای غلبه می‌کند. برای توضیحات تفصیلی این ویژگی به مرجع [۱۲] مراجعه شود.

تاکنون حالت‌های مقید کائونی مختلفی بررسی شده است [۵]. قید قوی به وجود آمده توسط یک  $\bar{K}$  می‌تواند برای مقید نگه داشتن سه تا چهار نوکلئون کافی باشد. هم‌چنین خوشه‌های دو کائونی توسط  $AY$  پیش‌بینی شده‌اند [۶] که در مراجع [۱۴، ۱۳] به تفصیل مورد بررسی و مطالعه قرار گرفته‌اند.

در این مقاله سعی شده است که تا حد امکان تشکیل  $\Lambda^*$  در فرآیند برخورد دو پروتون پرنرژی و واپاشی آن به کانال  $(\Sigma\pi)^*$  توضیح داده شود. این فرآیند به صورت زیر نشان داده می‌شود:

$$p + p \rightarrow p + K^+ + \bar{K}^- p$$

$$\Lambda(1405) \rightarrow p + K^+ + \Sigma^\pm + \pi^\mp$$

در نظر گرفتن کانال ورودی در این واکنش برای نخستین بار صورت گرفته است. پیش از این، مطالعه حالت  $\Lambda^*$  در فرآیند جذب  $K^-$  توسط  ${}^3\text{He}$  و  ${}^4\text{He}$  [۱۵] و دوترون [۱۶] توسط اسماعیلی و همکاران صورت گرفته است. نتایج آنها،  $\Lambda^*$  را

و

$$Q^\nu = k_o^\nu + k_\nu^\nu - 2k_o k_\nu \cos \theta_{1\nu}, \quad (12)$$

که  $E_\nu$ ،  $E_1$ ،  $k_1$  و  $k_\nu$  به ترتیب انرژی و تکانه پروتون و  $K^+$  خروجی و  $E_\nu$  و  $k_\nu$  انرژی و تکانه  $\Lambda^*$  در فرایند تشکیل هستند.  $\theta_{1\nu}$  زاویه بین  $K^+$  و  $p$  خروجی و  $b$  برد برهم کنش دو پروتون است.

حال بایستی آهنگ واپاشی فرایند  $\Lambda(1405) \rightarrow \Sigma^\pm + \pi^\mp$

$\Gamma(Y)$ ، محاسبه شود: با استفاده از روش T-ماتریس، و نیز شکل ۲ دامنه گذار این فرآیند عبارت است از:

$$T_{fi}^{(n)} = \frac{\hbar c}{\sqrt{2E_i}} \frac{\hbar c}{\sqrt{2E_f}} \sum_n [\vec{k}_\pi, \vec{k}_\Sigma | T | \vec{k}_o, -\vec{k}_o], \quad (13)$$

که با استفاده از مختصات ژاکوبی آن را بازنویسی می کنیم:

$$T_{fi}^{(n)} = [\vec{k}' | T | \vec{k}_o'] [\vec{k}_\pi + \vec{k}_\Sigma | o], \quad (14)$$

که

$$\vec{k}' = \frac{M_\Sigma \vec{k}_\pi - m_\pi \vec{k}_\Sigma}{M_\Sigma + m_\pi}, \quad (15)$$

$$\vec{k}_o' = \frac{M_p \vec{k}_o - m_K (-\vec{k}_o)}{M_p + m_K} = \vec{k}_o, \quad (16)$$

بنابراین، در فضای تکانه داریم:

$$T_{fi}^{(n)} = \frac{\sqrt{2} \pi}{L} \delta(\vec{k}_\pi + \vec{k}_\Sigma) \langle \vec{k}' | T | \vec{k}_o \rangle. \quad (17)$$

برای محاسبه آهنگ واپاشی رابطه کلی زیر را داریم:

$$d^6 R = \frac{\sqrt{2} \pi}{\hbar} \delta(E_i - E_f) \left( \frac{L}{\sqrt{2} \pi} \right)^6 d\vec{k}_\Sigma d\vec{k}_\pi |T_{if}|^2, \quad (18)$$

$$= \frac{\sqrt{2} \pi}{\hbar} \delta(E_i - E_f) \left( \frac{\sqrt{2} \pi}{L} \right)^2 \left| \langle \vec{k}' | T | \vec{k}_o \rangle \right|^2 \delta(\vec{k}_\pi + \vec{k}_\Sigma) d\vec{k}_\Sigma d\vec{k}_\pi,$$

با انتگرال گیری روی  $d\vec{k}_\Sigma$  می توان نوشت:

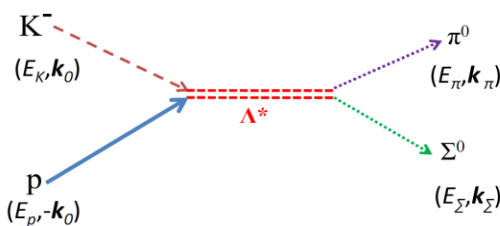
$$d^3 R = \frac{\sqrt{2} \pi}{\hbar} \delta(E_i - E_f) \left( \frac{\sqrt{2} \pi}{L} \right)^2 \left| \langle \vec{k}_\pi | T | \vec{k}_o \rangle \right|^2 d\vec{k}_\pi, \quad (19)$$

چون  $\vec{k}_\pi = \vec{k}_o$ ، بنابراین

$$d^3 \Gamma = \hbar L^3 d^3 R = (\sqrt{2} \pi)^2 \delta(E_i - E_f) \left| \langle \vec{k}_\pi | T | \vec{k}_o \rangle \right|^2 d\vec{k}_\pi. \quad (20)$$

حال پایستگی انرژی را در نظر گرفته و روابط را کمی ساده تر و برحسب جرم ناوردا می نویسیم:

$$E_i = E_K + E_p = \sqrt{(m_K c^2)^2 + (\hbar c \vec{k}_o')^2} + \sqrt{(M_p c^2)^2 + (\hbar c \vec{k}_o')^2}, \quad (21)$$



شکل ۲. سینماتیک واپاشی ساختار  $\Lambda^*$  به کانال  $\Sigma\pi$  در مختصات مرکز جرم.

و  $\vec{k}' = \frac{m_\Sigma \vec{k}_\pi - m_\pi \vec{k}_\Sigma}{m_\Sigma + m_\pi}$  تکانه نسبی سیستم  $\Sigma\pi$  است.

احتمال تولید حالت  $\Lambda^*$  در این فرآیند، با استفاده از سینماتیک مسئله (شکل ۱ ب) و با استفاده از محاسبات T-ماتریس به دست می آید. رابطه تکانه پروتون های فرودی در مرکز جرم،  $k_o$ ، با انرژی جنبشی پروتون فرودی در چارچوب آزمایشگاه به صورت زیر به دست می آید:

$$k_o = \frac{\lambda}{\hbar c} \sqrt{\frac{\lambda}{2} M_p T_p^{lab}} \quad (4)$$

رابطه انرژی حالت  $\Lambda^*$  و تکانه آن نیز به صورت زیر نوشته می شود:

$$E_\nu = \sqrt{(M_{\Lambda^*} c^2)^2 + (\hbar c k_\nu)^2}. \quad (5)$$

با محاسبه عناصر T-ماتریس،

$$\frac{\sqrt{2} E_i}{\hbar c} T_{fi} = [\vec{k}_1, \vec{k}_\nu, \vec{k}_\nu | T | \vec{k}_o, -\vec{k}_o], \quad (6)$$

که بر حسب مختصات ژاکوبی بازنویسی می شود:

$$\frac{\sqrt{2} E_i}{\hbar c} T_{fi} = [\vec{k}_1 + \vec{k}_\nu + \vec{k}_\nu | o] [\vec{k}, \vec{k}_K | t | \vec{k}_o], \quad (7)$$

که

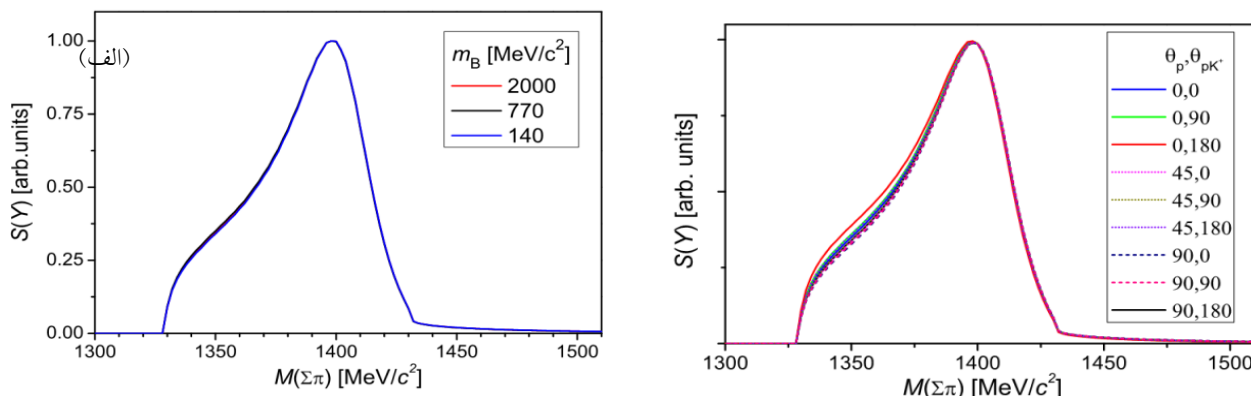
$$\vec{k}_o = \vec{k}_o, \quad (8)$$

$$\vec{k} = \frac{M_{\Lambda^*} \vec{k}_\nu - M_p \vec{k}_\nu}{M_{\Lambda^*} + M_p}, \quad (9)$$

$$\vec{k}_K = \vec{k}_1, \quad (10)$$

و از پایستگی انرژی، تابع احتمال تشکیل حالت  $\Lambda^*$  به دست می آید:

$$W_{form}(Y) \propto \frac{E_o}{k_o} k_1 k_\nu E_\nu E_\nu \left\{ 1 + \frac{E_\nu}{E_\nu} \left( 1 + \frac{k_1}{k_\nu} \cos \theta_{1\nu} \right) \right\}^{-1} \times \left( \frac{\lambda}{1 + b^2 Q^2} \right) \int dE_\nu \int d\Omega_\nu \int d\Omega_\nu, \quad (11)$$



شکل ۳. (الف) وابستگی به زاویه و (ب) وابستگی به جرم مزون واسطه، برای تابع طیفی  $S(Y)$  که هر دو به ۱ بهنجار شده‌اند.

سپس معنای فیزیکی آنها را توضیح داد.

اهمیت این کار در این است که در محاسبات پیشین برای تعیین جرم و پهنای  $\Lambda^*$  محاسبات برای جذب کائون در هسته انجام شده است [۱۶، ۱۵]، ولی در کار حاضر برای این منظور برخورد پروتون-پروتون که نتایج تجربی آن در دسترس است، بررسی شده است. علاوه بر این قبلاً تنها تابع  $\Gamma(Y)$  در نظر گرفته می‌شد [۱۶، ۱۵] در حالی که در اینجا هر دو فرآیند تولید  $\Lambda^*$  و سپس واپاشی آن به کانال  $(\Sigma\pi)^0$  مد نظر قرار گرفته است.

تابع طیفی طبق رابطه (۱۱) وابسته به زاویه بین  $K^+$  و پروتون خروجی،  $\theta_p$ ، است. به همین منظور توزیع زاویه‌ای بهنجار شده تابع طیفی را در شکل ۳ (الف) نشان داده‌ایم. انرژی جنبشی پروتون فرودی در این شکل  $T_p = 3/5 \text{ GeV}$  می‌باشد. این نمودارها نشان می‌دهند که شکل تابع طیفی تقریباً برای همه زوایا یکسان و مستقل از زاویه خروجی است. همچنین محل قله در اطراف  $M_{\Lambda^*} = 1400 \text{ MeV}/c^2$  است. بنابراین برای آشکارسازی طیف جرم گمشده یا طیف جرم ناورداد محل آشکارسازها اهمیت چندانی ندارد. با توجه به یکسان بودن شکل نمودارهای تابع توزیع زاویه‌ای،  $(\theta_p, \theta_{pK^+}) = (90, 180)$  را به عنوان استاندارد برای رسم سایر نمودارها در نظر می‌گیریم.

در قسمت بعدی، نتایج وابستگی تابع طیفی به جرم بوزون تبدالی را بررسی کرده‌ایم. با قرار دادن جرم سه بوزون متفاوت و بهنجار کردن آنها، نتیجه در شکل ۳ (ب) مشاهده می‌شود که

$$E_f = E_\pi + E_\Sigma = \sqrt{(m_\pi c^2)^2 + (\hbar c \vec{k}')^2} + \sqrt{(M_\Sigma c^2)^2 + (\hbar c \vec{k}')^2}, \quad (22)$$

که  $Y = E_i = E_f$  را جرم ناورداد نامیدیم.  $\vec{k}'$  و  $\vec{k}'_0$  را بر حسب  $Y$  بازنویسی می‌کنیم:

$$\vec{k}'_0 = \frac{1}{\sqrt{\hbar c Y}} [(Y - m_K c^2 + M_p c^2)(Y - m_K c^2 - M_p c^2) \times (Y + m_K c^2 - M_p c^2)(Y + m_K c^2 + M_p c^2)]^{1/2}, \quad (23)$$

و

$$\vec{k}' = \frac{1}{\sqrt{\hbar c Y}} (Y - m_\pi c^2 + M_\Sigma c^2)(Y - m_\pi c^2 - M_\Sigma c^2) \times (Y + m_\pi c^2 - M_\Sigma c^2)(Y + m_\pi c^2 + M_\Sigma c^2)^{1/2}, \quad (24)$$

بنابراین داریم:

$$d^3\Gamma = (2\pi)^4 \delta(E_i - E_f) \left| \langle \vec{k}' | T | \vec{k}'_0 \rangle \right|^2 d\vec{k}_\pi. \quad (25)$$

شرط پایستگی انرژی را اعمال می‌کنیم و با انتگرال‌گیری روی قسمت زاویه‌ای  $d\vec{k}_\pi$  و جایگزینی برای  $\delta(E_i - E_f)$  داریم:

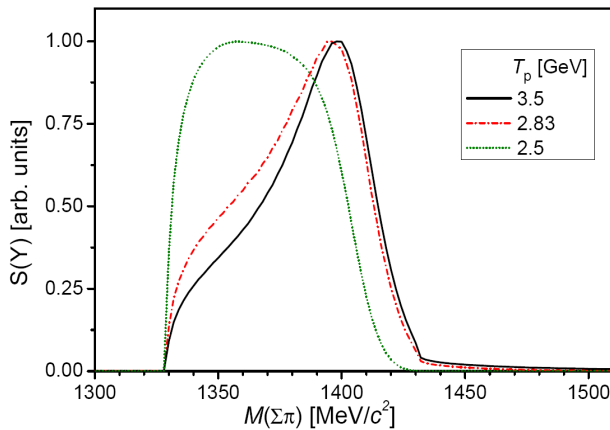
$$\int \frac{d\Gamma}{dk_\pi} dk_\pi = \Gamma(\vec{k}) = \Gamma(Y), \quad (26)$$

و سرانجام آهنگ واپاشی به دست می‌آید:

$$\Gamma(Y) = \frac{2(2\pi)^5}{(\hbar c)^2} \frac{E_\pi E_\Sigma}{E_\pi + E_\Sigma} \left| \langle \vec{k}'(Y) | T | \vec{k}'_0(Y) \rangle \right|^2 \vec{k}(Y), \quad (27)$$

و به این ترتیب از حاصل ضرب دو تابع  $W_{form}(Y)$  و  $\Gamma(Y)$  احتمال کل حاصل می‌شود.

حال می‌توان محاسبات برخورد دو پروتون در مرکز جرم را به طور عددی بر اساس روابط (۱)، (۱۱) و (۲۷) انجام داد و



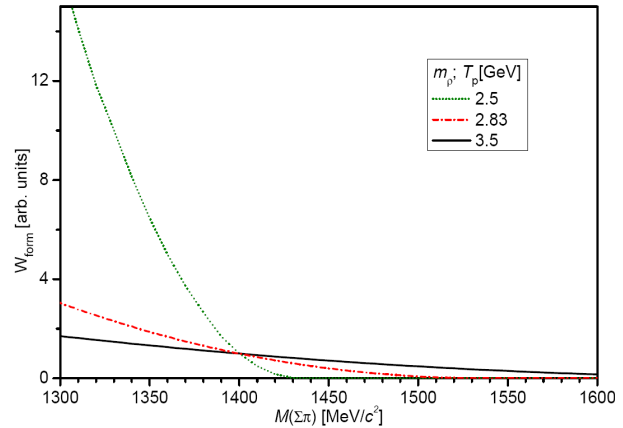
شکل ۵. تابع طیفی بهنجار شده نسبت به جرم ناوردای  $(\Sigma\pi)^0$  در انرژی‌های مختلف پروتون فرودی و برای  $(\theta_p, \theta_{pK^+}) = (90^\circ, 180^\circ)$  و  $m_B = 770 \text{ MeV}/c^2$ .

نظری است که از نظر اطمینان‌بخشی نهایی مزیت بیشتری نسبت به روش‌های دیگر مانند روش کمترین مربعات<sup>۱</sup> دارد، چون در پایان با رسم کردن نمودارهای تراز اطمینان<sup>۲</sup> می‌توان دریافت که آیا برازش به خوبی انجام شده است یا نه.

آزمایش ANKE که برخی داده‌های آن توسط زایهور و همکاران گزارش شده است [۱۷] برای واکنش  $pp \rightarrow pK^+Y^0$  در COSY-Jülich با یک باریکه پروتونی با تکانه  $T_p = 2/83 \text{ GeV}/c^2$  معادل انرژی جنبشی  $2/65 \text{ GeV}/c$  روی هدف هیدروژنی انجام شده است. این داده‌های تجربی شامل  $N_i = 23$  داده است که در شکل ۶ به همراه خطای هر داده،  $\sigma_i$ ، نشان داده شده‌اند. پارامتر  $\chi^2$  که از معادله زیر به دست می‌آید:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_i} \left( \frac{y_{ex,i} - y_{th,i}}{\sigma_i} \right)^2, \quad (28)$$

که در آن  $y_{ex,i}$  مقدار داده تجربی و  $y_{th,i}$  مقدار محاسباتی است که تابعی از پارامترهایی نظیر جرم و پهنای ساختار  $\Lambda^*$  می‌باشد.  $\chi^2$  بایستی به گونه‌ای بر حسب این پارامترها به دست آید که کمترین مقدار را داشته باشد. در نهایت اگر مقدار  $\chi^2$  کمتر از تعداد داده‌ها باشد ( $\chi^2 < N_i$ )، به این معناست که



شکل ۴. تابع بهنجار شده احتمال تشکیل حالت  $\Lambda(1405)$  نسبت به جرم ناوردای  $(\Sigma\pi)^0$  در انرژی‌های مختلف پروتون فرودی و برای زاویه استاندارد  $(\theta_p, \theta_{pK^+}) = (90^\circ, 180^\circ)$  و  $m_B = 770 \text{ MeV}/c^2$ .

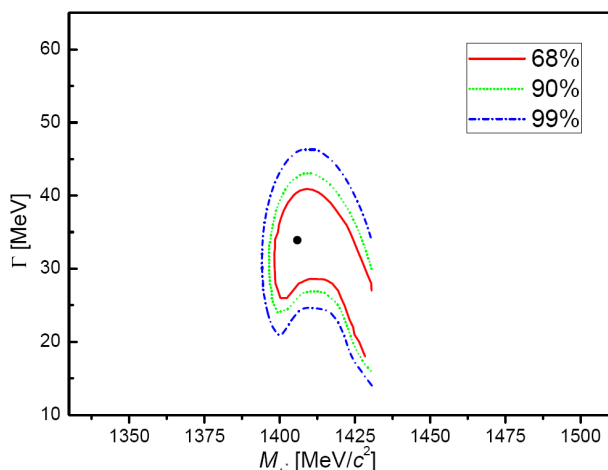
رفتار این تابع و محل قله آن وابستگی به جرم مزون در نظر گرفته شده ندارد. هر سه نمودار برای زاویه استاندارد  $(90^\circ, 180^\circ)$  و انرژی  $T_p = 3/5 \text{ GeV}$  رسم شده‌اند.

وابستگی تابع طیفی،  $S(Y)$ ، به انرژی پروتون‌ها از وابستگی تابع  $W_{form}$  به انرژی برخوردی ناشی می‌شود و آهنگ واپاشی،  $\Gamma(Y)$ ، هیچ رابطه‌ای با  $T_p$  ندارد. وابستگی تابع احتمال تشکیل حالت  $\Lambda(1405)$  به انرژی پروتون فرودی،  $T_p$ ، در شکل ۴ بررسی شده است. شکل ۵ نمودار  $S(Y)$  بهنجار شده برای سه انرژی فرودی  $2/5 \text{ GeV}$ ،  $2/83 \text{ GeV}$ ،  $3/5 \text{ GeV}$  را نشان می‌دهد. همان طوری که پیداست نمودار مربوط به انرژی  $2/5 \text{ GeV}$  تفاوت عمده‌ای با دو نمودار دیگر دارد و محل قله و پهنای تابع طیفی آن با دو نمودار دیگر متفاوت است. بنابراین برای تحلیل طیف  $S(Y)$  باید احتمال تشکیل  $\Lambda^*$  در انرژی پروتون فرودی را بررسی کرد. همچنین باید در نظر داشت که مقایسه نتایج تئوری با داده‌های آزمایشگاهی باید در انرژی‌های فرودی یکسان انجام شود.

در این بخش به صورت خلاصه نحوه برازش داده‌های حاصل از محاسبات نظری را با داده‌های تجربی توضیح می‌دهیم. محاسبه پارامتر  $\chi^2$  روشی برای برازش داده‌های تجربی با نتایج

۱. Least squares method

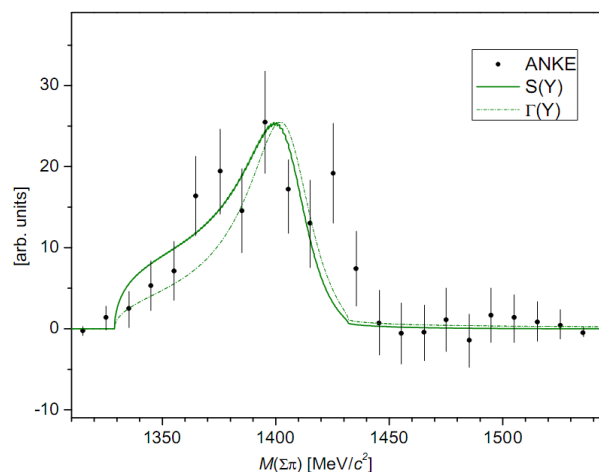
۲. Confidence level



شکل ۷. نمودارهای تراز اطمینان برای محاسبات بر پایه برهم کنش  $\Lambda Y$ . نقطه میانی مقدار پارامترهای جرم و پهنای  $\Lambda^*$  را به ازای کمترین مقدار برای  $\chi^2$  نشان می‌دهد.

حالت مقید با انرژی قیدی کم می‌باشد، به چالش می‌کشد.

در این مقاله با محاسبه احتمال تشکیل  $\Lambda^*$  و واپاشی به کانال  $(\Sigma\pi)^0$  در برهم کنش دو پروتون پر انرژی، طیف جرم ناوردای  $(\Sigma\pi)^0 \rightarrow \Lambda(1405)$  محاسبه و تحلیل شده است. نمودارها یک قله حالت مقید برای  $\Lambda^*$  را نشان می‌دهند که حول جرم  $1405 \text{ MeV}/c^2$  است. نشان داده شد که این طیف وابسته به زاویه و جرم مزون واسطه نیست ولی به انرژی پروتون فرودی بستگی دارد. بنابراین هیچ زاویه خاصی بر دیگری ارجحیت ندارد و برای جمع‌آوری داده‌های تجربی جهت آشکارسازها، زاویه اهمیت چندانی ندارد. هم‌چنین هنگام مقایسه با داده‌های تجربی باید به وابستگی طیف به انرژی فرودی نیز توجه شود. برازش داده‌های تجربی با محاسبات انجام شده با مدل پدیده شناسی  $\Lambda Y$  براساس محاسبات  $\chi^2$  توافق خوبی نشان می‌دهد. به عبارت دیگر برخورد  $pp$  نیز وجود حالت مقید  $\Lambda(1405)$  را به صورت یک سیستم مقید  $K^-p$  تأیید می‌کند.



شکل ۶. نتایج حاصل از برازش داده‌های تجربی ANKE [۱۷] با نمودار حاصل از محاسبات پدیده شناسی  $\Lambda Y$  برای برهم کنش  $pp \rightarrow pK^+\Lambda(1405) \rightarrow pK^+(\Sigma\pi)^0$

برازش خوبی با داده‌های تجربی داشته است. در صورت صفر شدن  $\chi^2$  نمودار نظری از تمام داده‌های تجربی عبور کرده است.  $\chi^2$  برای جرم و پهنای مختلف بر اساس مدل پدیده شناسی  $\Lambda Y$  که در قسمت فرمول‌بندی مسئله بیان شد، محاسبه شده و نتایج آن در شکل ۷ نشان داده شده است. این شکل منحنی‌های تراز اطمینان را برای مقادیر  $0.99$ ،  $0.90$ ،  $0.68$  نشان می‌دهد و به ازای  $M_{\Lambda^*} = 1405/92 \text{ MeV}/c^2$  و  $\Gamma = 33/9 \text{ MeV}$  کمترین مقدار  $\chi^2 = 18/19$  به دست می‌آید. منحنی تابع طیفی برای این مقادیر در شکل ۶ با داده‌های ANKE(Zychor) مقایسه شده است. همان‌گونه که دیده می‌شود بهترین برازش با این داده‌ها حول جرم  $M_{\Lambda^*} = 1405 \text{ MeV}/c^2$  اتفاق می‌افتد. بنابراین مقایسه داده‌های تجربی ANKE با مقادیر محاسبه شده از طریق به کارگیری برهم کنش  $\Lambda Y$ ، نشان داد که قله به دست آمده در نمودار تابع طیفی بر حسب جرم ناوردای  $(\Sigma\pi)^0$  در نزدیکی  $M_{\Lambda^*} = 1405 \text{ MeV}/c^2$  است و این تأییدی است بر این که  $\Lambda^*$  یک حالت بسیار مقید  $K^-p$  است. این مطلب دیدگاه نویسندگان مقالات [۱۹، ۲۰] را، که ادعا می‌کنند  $\Lambda^*$  یک

44005.

4. T Yamazaki and Y Akaishi, *Phys. Lett. B* **535** (2002) 70.

1. C J Batty, *Nucl. Phys. A* **372** (1981) 418.

2. E Oset and A Ramos, *Nucl. Phys. A* **635** (1998) 99.

3. Y Akaishi and T Yamazaki, *Phys. Rev. C* **65** (2002)

13. M Hassanvand, Y Akaishi, and T Yamazaki, *Phys. Rev. C* **84** (2011) 015207.
14. T Yamazaki, Y Akaishi, and M Hassanvand, *Proc. Jap. Acad. Ser. B* **87** (2007) 362.
15. J Esmaili, Y Akaishi, and T Yamazaki, *Phys. Lett. B* **686** (2010) 23.
16. J Esmaili, Y Akaishi, and T Yamazaki, *Phys. Rev. C* **83** (2011) 055207.
17. I Zychor *et al.*, *Phys. Lett. B* **660** (2008) 167.
18. M Hassanvand, Y Akaishi, T Yamazaki, and S Z Kalantari (2012) (submitted).
19. T Hyodo and W Weise, *Phys. Rev. C* **77** (2008) 035204.
20. D Jido, J A. Oller, E Oset, A Ramos, and U-G Meißner, *Nucl. Phys. A* **725** (2003) 181.
5. A Doté, H Horiuchi, Y Akaishi, and T Yamazaki, *Phys. Lett. B* **590** (2004) 51.
6. T Yamazaki, A Doté, and Y Akaishi, *Phys. Lett. B* **587** (2004) 167.
7. Y Akaishi, A Doté, and T Yamazaki, *Phys. Lett. B* **613** (2005) 140.
8. P Kinle, Y Akaishi, and T Yamazaki, *Phys. Lett. B* **632** (2006) 187.
9. R H Dalitz and S F Tuan, *Ann. Phys.* **8** (1959) 8.
10. A Muller-Groeling, K Holinde, and J Speth, *Nucl. Phys. A* **513** (1990) 557.
11. T Waas, N Kaiser, and W Weise, *Phys. Lett. B* **365** (1996) 12.
12. T Yamazaki and Y Akaishi, *Proc. Jap. Acad. Ser. B* **83** (2007) 144.

Archive of SID