

تعیین جرم و پهنای $\Lambda(1405)$ با استفاده از طیف جرم ناوردای $(\Sigma\pi)$ ناشی از جذب کائون در هسته های سبک

جعفر اسماعیلی*^۱، سید ظفراله کلانتری^۱، میثیبری آکائیشی^۲ و توشیماتسو یامازاکی^۳

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

۴- ژاپن، توکیو، دانشگاه توکیو، دانشکده فیزیک

چکیده

طیف جرم ناوردای $\Sigma\pi$ را در گیراندازی تشدید کائون منفی متوقف شده در هسته های ${}^4\text{He}$ ، ${}^3\text{He}$ و d با استفاده از رهیافت کانالهای جفت شده برای یک حالت شبه مقید K^-p با جرم و پهنایی مشخص محاسبه کرده ایم. با استفاده از روش آنالیز χ^2 و مقایسه طیف جرم ناوردای تئوری با داده های تجربی حاصل از توقف K^- بر روی ${}^4\text{He}$ در اتاقک حباب، جرم و پهنای $\Lambda(1405)$ به ترتیب $M = 1405.5^{+1.4}_{-1.4} \text{ MeV}/c^2$ و $\Gamma = 24^{+4}_{-3} \text{ MeV}$ به دست آمده است که در آنالیز مذکور سهم کوچکی برای جذب از طریق اربیتالهای p منظور و همچنین اثرات ناشی از $\Sigma^*(1385)$ در طیف تئوری لحاظ شده است.

کلمات کلیدی: $\Lambda(1405)$ ، هسته های کائونی، گیراندازی تشدید کائون منفی متوقف شده

۱. مقدمه :

ساختار تشدید $\Lambda(1405)$ به طور گسترده ای در فیزیک هسته ای و هادرونی شگفت مورد بحث و بررسی قرار گرفته است. در حالی که به خاطر خصوصیات این حالت تشدید انتساب آن به یک حالت معمولی 3 کوارکی مشکل است، از دیدگاه اسپکتروسکوپی هادرونی، $\Lambda(1405)$ یک مولکول مزون-باریون در نظر گرفته می شود. همچنین امکان انتساب این حالت تشدید به حالت های چند کوارکی مورد بررسی قرار گرفته است. مقدار فعلی جدول داده های ذرات (PDG) [۱] برای $\Lambda(1405)$ کلاً به بحث های انجام شده توسط دالیتز (Dalitz) و دلف (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، $\Lambda(1405)$ را به صورت یک حالت بسیار مقید K^-p توصیف کرد. با توجه به نتایج آزمایش فوق الذکر یامازاکی (Yamazaki) و آکائیشی (Akaiishi) (YA)، $\Lambda(1405)$ را به صورت یک حالت مقید $\bar{K}N$ با ایزواسپین $I=0$ فرض کردند و برهم کنش $\bar{K}N$ را به نحوی ساختند که، جرم و پهنای $\Lambda(1405)$ و دیگر داده های پراکندگی $\bar{K}N$ در انرژی های پایین از تئوری حاصل شوند. علاوه بر این YA با استفاده از رهیافت جفت شدگی کانالهای $\bar{K}N$ و $\Sigma\pi$ حالت های بسیار مقید هسته ای را پیش بینی، و ساختار

و شکل گیری سیستم های چند نوکلئونی را مطالعه کردند. YA نشان دادند که، با شروع از حالت تشدید $\Lambda(1405)$ ، رژیم بستگی قوی ای حاصل می گردد که به پیش بینی حالت های بسیار مقید K^-pp و نهایتاً به چگالش کائونی (Kaon condensation) در ماده منجر می گردد [۴].

اخیراً در مقابل تفسیر YA از $\Lambda(1405)$ ، در چارچوب تئوری کاملاً متفاوتی براساس نظریه دینامیکی کایرال $SU(3)$ ، ساختار دو قطبی ای برای توصیف حالت تشدید $\Lambda(1405)$ ارائه شده است [۷-۵]. توصیف دو قطبی ساختار $\Lambda(1405)$ براساس نظریه دینامیکی کایرال $SU(3)$ ، اولین بار توسط جیدو (Jido) و همکاران ارائه گردید [۷]. در این نظریه، اساساً اولین قطب با کانال $\bar{K}N$ جفت شده که، با قله ای در اطراف $1420 \text{ MeV}/c^2$ متناظر است (محل اولین قطب حتی بالاتر از $1430 \text{ MeV}/c^2$ رخ می دهد، اما به خاطر اثرات آستانه $\bar{K}N$ ، محل آن به جرم های پایین تر سوق داده می شود). در این مدل، دومین قطب $\Lambda(1405)$ ، به کانال $\Sigma\pi$ جفت شده و به صورت یک قله پهن در حوالی $1400 \text{ MeV}/c^2$ توزیع شده است که در حقیقت می تواند در کانال $T_{\pi\pi} = T_{\Sigma\pi \leftarrow \Sigma\pi}$ مشاهده گردد. اما این قطب ادعا شده، قابل آشکارسازی مستقیم نیست. بر این اساس طیف جرم ناوردای $\Sigma\pi$ دارای قله ای در اطراف $1405 \text{ MeV}/c^2$ می باشد که ممکن است با برهم نهی دامنه های دو تشدید که قطب های بالا را دارند توصیف شود. بر این اساس ادعا می شود که، K^-p ، حالت مقید کم عمقی با انرژی ای در حدود $1420 \text{ MeV}/c^2$ است. این حالت مقید کم عمق K^-p به پیش بینی حالت های مقید کائونی کم عمق منجر می گردد [۸].

از آنجا که $\Lambda(1405)$ قویاً برهمکنش $\bar{K}N$ را در زیر آستانه دیکته می کند، این حالت تشدید اهمیت ویژه ای بر رفتار کائون در هسته ها دارد، پس قبل از پرداختن به مسئله حالت های مقید کائونی در هسته ها، سوالی مهم مطرح می گردد که، حالت مقید K^-p کجاست؟

به نظر می رسد که طیف جرم ناوردای $\Sigma^+\pi^+$ حاصل از توقف K^- بر روی ${}^4\text{He}$ ($K^-{}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + \Sigma^+\pi^+$) [۹] برای تعیین محل تشدید $\Lambda(1405)$ بسیار ارزشمند است. از آنجا که شکل داده ها شبیه طیف شبه آزاد (Quasi free) به نظر می رسد، تاکنون از آنها به منظور به دست آوردن اطلاعات در مورد $\Lambda(1405)$ استفاده نشده است. از آنجا که داده های تجربی جرم ناوردای $\Sigma^+\pi^+$ به همراه ${}^3\text{H}$ آشکار شده اند، می توان ${}^3\text{H}$ را به صورت ذره ناظر در برهمکنش در نظر گرفت. به نظر می رسد که اساساً طیف تجربی از تشکیل تشدید $\Lambda(1405)$ حاصل شده است. ولی این طیف، یک طیف جرم ناوردای تصویر شده است که توزیع تکانه ناظر برهمکنش (${}^3\text{H}$)، در فرآیند $K^-p \rightarrow (\Sigma\pi)$ بر آن حاکم شده است [۱۰].

یکی از مزایای طیف جرم ناوردای $\Sigma\pi$ ناشی از جذب کائون در اتم های کائونی چند ذره ای آن است که کانال ورودی آنها به صورت یکتایی مشخص است. از مزایای دیگر آنالیز این دسته داده ها آن است که، ویژگی های تشدید Λ^* در کانال $\bar{K}N$ به خوبی در طیف منعکس شده است. در صورتی که در مقابل، در

مورد طیف $|T_{\Sigma\pi, \Sigma\pi}|^2$ تداخلی غیر قابل چشم‌پوشی بین طیف حالت پیوسته و حالت تشدید صوری می‌پذیرد [۱۱].

اساس مقاله حاضر بر آن است که، جذب K^- به وسیله 4He و دیگر هسته‌های سبک را به صورت گیراندازی تشدید K^- ، توسط پروتونهای مقید در هسته فرمول‌بندی کند و نهایتاً مقایسه‌ای بین طیف جرم ناوردای $\Sigma\pi$ 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 گردد.

۱-۲. فرمول‌بندی تشدید K^-p ، در کانالهای جفت شده:

حالت شبه‌مقید K^-p را می‌توان به صورت یک تشدید فشباخ [۱۲] در نظر گرفت، که این تشدید در ناحیه حالت‌های پیوسته $\Sigma\pi$ قرار گرفته است. برای سادگی می‌توان تنها دو کانال از برهمکنش‌های هسته‌ای کائون ($\bar{K}N$ و $\Sigma\pi$) را در نظر گرفت [۱۳]، و برای توصیف برهمکنش در و یا بین کانالهای مذکور از پتانسیل‌های جداپذیر با توابع ساختار یوکاوا [۱۴] استفاده می‌شود.

$$\langle \bar{k} | v_{ij} | \bar{k} \rangle = g(\bar{k}) U_{ij} g(\bar{k}), \quad g(\bar{k}) = \frac{\Lambda^\tau}{\Lambda^\tau + k^2} \quad (1)$$

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

که i (j) برای کانالهای $\bar{K}N$ یا $\Sigma\pi$ به ترتیب، ۱ یا ۲ در نظر گرفته می‌شود. μ_i (μ_j) جرم کاهش یافته در کانال i (j)، و s_{ij} پارامتر بدون بعد شدت پتانسیل می‌باشد. پتانسیل تحلیلی (مختلط) توصیف کننده برهمکنش‌های کانالهای مختلف را می‌توان با توجه به روابط حاکم بر پارامترهای شدت، مشخص کرد

$$(3) s_i^{opt}(E) = s_{i1} - s_{i2} \frac{\Lambda^\tau}{(\Lambda - i\kappa_i)^\tau + s_{i2}\Lambda^\tau} s_{i1}$$

$$(4) \frac{\hbar^\tau}{2\mu_i} \kappa_i^\tau = E + \Delta M c^2$$

که $\Delta M = m_{K^-} + M_p - m_{\pi^\pm} - M_{\Sigma^\mp} = 99 \text{ MeV} / c^2$ اختلاف جرم آستانه، و κ_i تکانه (مختلط) در کانال $\Sigma\pi$ می‌باشد. انرژی (مختلط) حالت قطب (E_{pol})، برای سه پارامتر برهمکنش (s_{i1} ، s_{i2} و s_{i3}) با حل

معادله $E_{pol} = \Xi(E_{pol})$ حاصل می‌شود، که

$$(5) \Xi(z) \equiv -\frac{\hbar^\tau}{2\mu_i} \Lambda^\tau (\sqrt{-s_i^{opt}(z)} - 1)^\tau$$

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

۲-۲. طیف جرم ناوردای $\Sigma\pi$ ، حاصل از توقف K^- در هسته ${}^4\text{He}$:

در این رهیافت، دامنه پراکندگی کانالهای جفت شده برای فرآیندهای برهم کنش دو ذره ای به صورت 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 [۱۵]. 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

$$(7) \frac{d^2\Gamma}{dk_\Sigma dk_S} = \frac{2(2\pi)^2}{\hbar^2 c^2} |\psi_{nlm}^{atom}(\cdot)|^2 \left| g(k') T_{\nu_1}(E_\nu) g\left(\frac{1}{\nu} k_S\right) \right|^2 k_\Sigma k_S E_\pi |F(k_S)|^2$$

$$(8) E_\nu = \sqrt{(E_i - E_S)^2 - \hbar^2 c^2 k_S^2} - M_\Sigma c^2 - m_\pi c^2$$

که $\psi_{nlm}^{atom}(\cdot)$ تابع موج اتمی K^- ، و k_Σ ، k_π ، k_S به ترتیب تکانه Σ ، π و S می باشند. $T_{\nu_1} = T_{\Sigma\pi \leftarrow \bar{K}N}$ اثر تشدید Λ^* را در بر می گیرد.

با استفاده از تکانه ذرات دختر ناشی از واپاشی می توان جرم ناوردا را بازسازی کرد. در مورد برهم کنش حاضر، چون تنها سه ذره دختر Σ ، π و S را داریم، طیف جرم ناوردای $\Sigma\pi$ ($M_{\Sigma\pi}$) با طیف جرم گمشده S ($\Delta M(S)$) یکسان می باشند. با انتگرالگیری از رابطه (۷) و استفاده از روابط حاکم بر پارامترهای تکانه و انرژی مسئله، توزیع جرم ناوردای $\Sigma\pi$ را می توان به صورت زیر محاسبه کرد

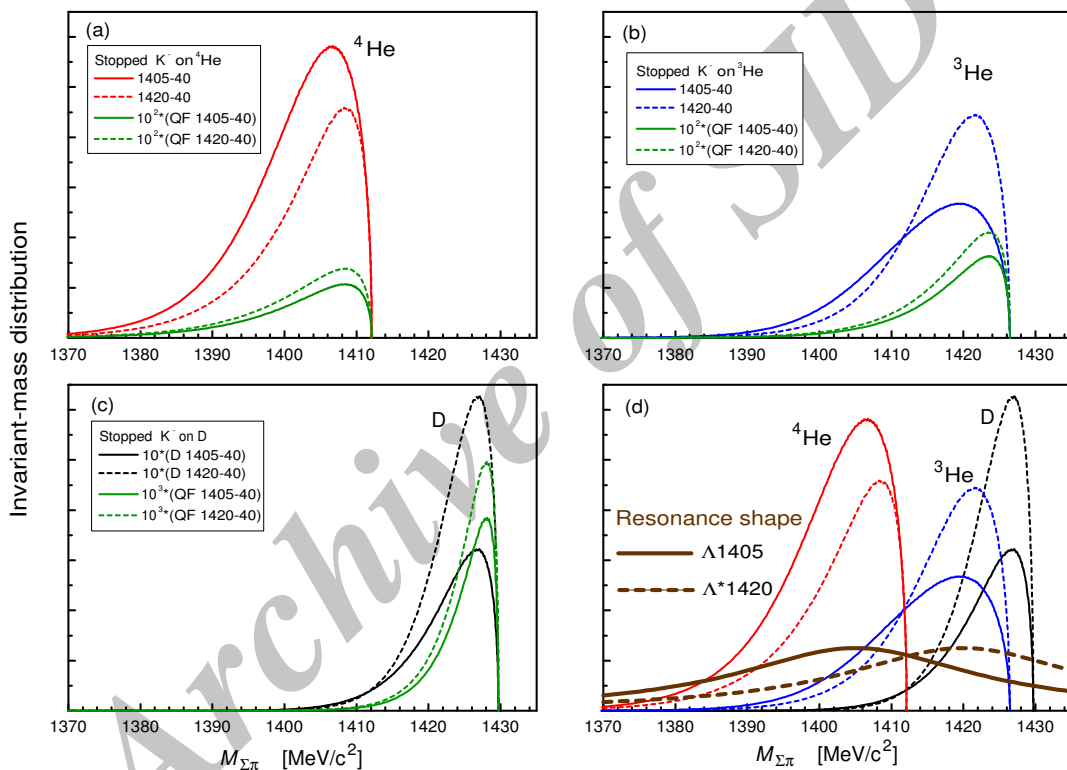
$$(9) \frac{d\Gamma}{d(M_{\Sigma\pi} c^2)} = \frac{E_S}{\hbar^2 c^2 k_S} \frac{\sqrt{E_i^2 + M_S^2 c^4 - 2E_i E_S}}{E_i} \frac{d\Gamma}{dk_S}$$

که در آن M_S ، k_S و E_S به ترتیب جرم، تکانه و انرژی ذره ناظر، و E_i انرژی اولیه اتم کائونی است.

۳. نتایج :

در شکل ۱ طیف های جرم ناوردای $\Sigma\pi$ حاصل از جذب K^- در هسته های ${}^3\text{He}$ ، ${}^4\text{He}$ و d برای گیراندازی تشدید و گیراندازی مستقیم (شبه-آزاد یا غیر تشدید) از اوربیتال اتمی S برای دو مورد $\Lambda(1420)$ (خطوط توپر) و $\Lambda(1405)$ (خطوط خط چین) با پهنای 40 MeV را با استفاده از پتانسیل نوسانگر هماهنگ به صورت پتانسیل برهم کنشی بین پروتون و ناظر در هسته های هدف، نشان داده ایم. مقایسه ای نسبی بین طیف های $M_{\Sigma\pi}$ (شکل های 1a، 1b و 1c) ناشی از گیراندازی تشدید و گیراندازی شبه-آزاد نشان می دهد که گیراندازی تشدید در هسته های سبک به اندازه ۲ مرتبه بزرگی، قوی 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 تشدید است. البته داده های تجربی دیگری حاصل از جذب K^- متوقف شده در ${}^4\text{He}$ [16]، وقوع تشدید در کانال $\Sigma\pi$ را تأیید می کنند. در شکل 1d، مقایسه ای بین طیف های تشدید در هسته-

های مختلف انجام شده است. این مقایسه نشان می دهد که، طیف تشدید $M_{\Sigma\pi}$ ناشی از حالت میانی ${}^4\text{He}$ در $\Lambda(1405)$ نسبت به حالت $\Lambda(1420)$ دارای قله ای بلندتر است. این نتیجه ای است که پیش بینی آن از قبل امکان پذیر بود، چون می دانیم که شرایط تشدید در $M_{\tau_{\text{He}}} + M_{\Lambda^*} \cong M_{\tau_{\text{He}}} + M_{\Lambda^*}$ برای $\Lambda(1405)$ بهتر ارضاء می شود. به نظر می رسد که، شرایط تشدید در هسته هدف ${}^3\text{He}$ برای حالت میانی $\Lambda(1420)$ بهتر ارضاء شود، محاسبات تئوری این مسئله را تأیید می کند. پس در صورتی که مقدار واقعی جرم حالت میانی (Λ^*) ، $1420 \text{ MeV}/c^2$ باشد، طیف $M_{\Sigma\pi}$ ناشی از جذب K^- در ${}^3\text{He}$ ، باید بیانگر وجود تشدید در ناحیه زیر آستانه $\bar{K} + N$ باشد.



شکل ۱. طیف های $M_{\Sigma\pi}$ تشدید و شبه-آزاد جذب K^- از اوربیتال اتمی s توسط هسته های ${}^4\text{He}$ (a)، ${}^3\text{He}$ (b) و D (c) برای $M_{\Lambda^*} = 1405$ (خطوط توپر) و $M_{\Lambda^*} = 1420$ (خطوط خط چین) با پهنای 40 MeV و استفاده از پتانسیل نوسانگر هماهنگ مقایسه شده اند. در قسمت (d)، طیف های تشدید در هسته های مختلف $({}^4\text{He}$ و ${}^3\text{He})$ ، را با شکل تشدید برای $\Lambda^*(1405)$ و $\Lambda^*(1420)$ مقایسه کرده ایم.

به دلیل وجود حالت های بسیار مقید در سیستم های کائونی، پتانسیل نوسانگر هماهنگ قادر به توصیف دقیق حرکت نسبی سیستم پروتون و ناظر در تکانه های 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 ذره ای دقیق برای ${}^4\text{He}$ انجام شده [۱۷]، به دست آورده ایم.

با استفاده از روش آنالیز χ^2 ، مقایسه‌ای بین طیف جرم ناورادی تئوری با داده‌های تجربی حاصل از توقف K^- بر روی ${}^4\text{He}$ در اتاقک حباب، جرم و پهنای $\Lambda(1405)$ به ترتیب $M = 1405/5_{-1}^{+1/4} \text{ MeV}/c^2$ و $\Gamma = 24_{-3}^{+4} \text{ MeV}$ به دست آمده است که در آنالیز مذکور سهم کوچکی برای جذب از طریق اربیتالهای p منظور و همچنین اثرات ناشی از $\Sigma^+(1385)$ در طیف تئوری لحاظ شده است [۱۸].

در محاسبات تئوری فوق‌الذکر اثرات برهم‌کنش حالت نهایی (Final State Interaction) منظور نشده‌اند. با استفاده از تقریب نوسانگر هماهنگ نشان داده‌ایم که این اثرات در مورد هسته هدف ${}^4\text{He}$ 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 ${}^4\text{He}$)، 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 Λ^* را با مقایسه طیف تئوری با داده‌های تجربی به دست آورد، و کارآمدی این مدل را چک کرد. اما برای تعیین هر چه دقیق‌تر جرم و پهنای Λ^* 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).