

مطالعه دینامیکی حالت‌های چند کوارکی

علیرضا حق پیمان و محسن سربیشه‌ای

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه فردوسی مشهد

(دریافت مقاله: ۸۷/۶/۶؛ پذیرش: ۸۷/۱۰/۱)

چکیده

دو کوارک‌ها ممکن است نقش مهمی را در فیزیک هادرونی به خصوص در نزدیکی گذارهای فاز (نقاط کایرال و نقاط غیرمحبوس‌شدگی) بازی کنند. ما با استفاده از ایده‌های مربوط به دو کوارکی برداری در حد همبستگی‌های دو کوارکی کایرال در ناحیه نسبیتی و با اعمال نمودن برهم‌کنش‌های فوق ریز بین کوارک‌ها در دو کوارکیهای برداری، جرم حالت پنج کوارکی θ^+ را محاسبه می‌کنیم، همچنین با استفاده از روش تونل‌زنی به طور هم‌زمان پهنای واپاشی آن را به دست می‌آوریم. نتایج در توافق خوبی با حدود تجربی می‌باشند.

واژه‌های کلیدی: دو کوارکی، پنج کوارکی، فیزیک هادرونی، مدل کوارکی

۱. مقدمه

دینامیک کوانتومی رنگ (QCD) به‌عنوان نظریه زیربنایی برهم‌کنش‌های قوی شناخته شده است و دارای سه خاصیت بنیادی است که عبارتند از: آزادی مجانبی، محبوس‌شدگی رنگی، تقارن کایرال تقریبی و شکست خودبه‌خودی آن. رفتار QCD در انرژی‌های پایین غیر اختلالی و ساختار گروه رنگی $SU_c(3)$ آن غیر آبلی است. بنابراین QCD نظریه پیمان‌های غیر آبلی کوارک‌ها و گلوئون‌های در حال برهم‌کنش با یکدیگر است که در آن گلوئون‌ها میدان‌های پیمان‌های نظریه‌اند. QCD در انرژی‌های بالا تا مرتبه 10^{-1} آزموده شده است و به‌خاطر آزادی مجانبی، دقت زیاد محاسبات نظری آن را تا مرتبه بالایی از درستی و در تطابق خوبی با حدود تجربی تأیید می‌کند. به دلیل بی‌اعتباری محاسبات QCD در انرژی‌های پایین رهیافت‌های مدلی متعددی در این ناحیه مورد استفاده قرار گرفته‌اند.

محاسبه طیف‌های هادرونی با استفاده از اصول بنیادی در QCD بسیار مشکل است [۱]. در چنین وضعیتی مدل‌های مختلفی که یا بر مبنای QCD پایه‌گذاری شده‌اند و یا اینکه بعضی از خواص مهم QCD را در بر دارند برای توضیح طیف هادرونی و خواص آن ارائه شده‌اند. هرچند QCD علاوه بر باریونها و مزون‌های مرسوم با ساختارهای کوارکی به ترتیب $3q$ و $q\bar{q}$ ، به خودی خود وجود حالت‌های غیر مرسوم مانند گلوبال‌ها (gg, ggg, \dots)، مزون‌های هیبریدی ($q\bar{q}g$) و سایر حالت‌های چند کوارکی ($qqqq, qq\bar{q}\bar{q}$) را نفی نمی‌کند [۲]. آیا چند کوارکی‌های دیگر مانند $4q, 6q, 7q, \dots, Nq$ وجود دارند؟ آیا حد بالایی برای N وجود دارد؟ مطالعه این مطالب به درک ما از ناحیه انرژی‌های پایین در QCD عمق زیادتری می‌بخشد. بنابراین ما به درک دینامیک زیربنایی این حالت‌ها و شناخت مفاهیمی مانند جرم محبوس شده یا کوارک محبوس شده یا پهنای واپاشی هادرونی نیازمندیم.

۲. رهیافت دوکوارکی

نظریه‌های میدان مؤثر [۶] (EFT) فقط مدل‌های فیزیکی به شمار نمی‌روند، آنها بیان‌کننده اصولی بسیار کلی مانند تحلیلی بودن، یکانی بودن و تجزیه پذیری خوشه‌ای^۲ نظریه‌های میدانهای کوانتومی و تقارنهای سیستم هستند. EFT روشی برای توصیف مسائلی شامل نواحی انرژی چندگانه است و در وضعیتهایی که می‌خواهیم فیزیک را در انرژی پایین به شکل حدی آن از یک وضعیت کلی‌تر در انرژی بالا درک کنیم مناسب است. می‌توانیم تقریباً هر نظریه‌ای را به جز نظریه‌ای که سعی می‌کند همه چیز را توصیف کند (TOE) نظریه‌ای از نوع نظریه میدان مؤثر بدانیم. به عنوان مثال نظریه اختلالی کایرال (χ PT) رفتار QCD را در انرژیهای پایین، حداقل در بخش مزونی، در قالب یک نظریه مؤثر توصیف می‌کند [۷،۸].

ما نیازمند رهیافتهای غیر وابسته به مدل در ناحیه غیر اختلالی QCD هستیم که یا توسط شبیه‌سازیهای شبکه‌ای (LQCD) یا به وسیله نظریه اختلالی کایرال [۹] فراهم می‌آیند، نظریه‌ای که در واقع نظریه میدان مؤثر مربوط به QCD است.

بنابراین مناسب به نظر می‌رسد که لاگرانژی QCD را در ناحیه انرژیهای پایین با یک لاگرانژی مؤثر که بر حسب درجات آزادی مؤثر، به عنوان مثال پایونها، کائونها و غیره فرمولبندی شده است عوض کنیم. به عنوان مثال در برهم‌کنشهای طعم-اسپین و رنگ-اسپین در این ناحیه به ترتیب مبادله بوزونهای گلدستون و گلوئونهای روی می‌دهد و بین این بوزونها، میدانهای میانی^۳، و کوارکها برهم‌کنشهای قوی وجود دارد. تعداد این بوزونها یا $q\bar{q}$ ها برابر با N_c و بی‌نهایت است و ما در ناحیه N_c های بزرگ QCD هستیم. بنابراین در حد N_c های بزرگ باریونها در نظریه اختلالی کایرال، با تعداد بسیار نامحدودی عملگر، ظاهر می‌شوند ولی می‌توان نتایج را به طور منظم نسبت به اندازه حرکت خطی ذرات برهم‌کنش‌کننده p بسط داد و در انرژیهای پایین تعداد اندکی از عملگرها را نگه داشت. در یک مدل نوعی، باریونها با کوارکهای ظرفیتشان به شکل فرمیونهای نسبیته $\psi(x)$ که در یک میدان خارجی (پتانسیل استاتیک،

یک سؤال اساسی وجود دارد: آیا QCD در ناحیه انرژیهای پایین می‌تواند نیروهای دینامیکی زیربنایی بین کوارکها و گلوئونهای حالتها را توصیف کند و جرم و پهنای واپاشی آنها را به درستی به دست دهد؟

در نواحی مربوط به دماهای بالا، اعتقاد بر این است که ماده‌ای که دارای برهم‌کنش قوی است به شکل پلاسمای کوارک - گلوئونی وجود دارد. در دماهای پایین جایی که چگالی باریونی زیاد است، حالتها بوزونی، دو کوارکها و حتی خوشه‌های چند کوارکی ممکن است نقش مهمی را بازی کنند. در این ناحیه از انرژی، دو کوارکها تراکمی بوزونی^۱ را شکل می‌دهند و احتمال وجود حالتها پنج کوارکی نیز وجود دارد.

مدلهای چندی که بر مبنای دو کوارکهای نرده‌ای یا برداری بنا شده‌اند و بسیاری از خواص هادرونها را به خوبی توصیف می‌کنند وجود دارند. بعضی از این مدلها برای پیدا کردن خواص پنج کوارکی اخیراً کشف شده θ^+ مورد استفاده قرار گرفته‌اند [۳] اما تاکنون به هیچ نتیجه معینی برای محاسبه هم‌زمان جرم و پهنای واپاشی این پنج کوارکی نرسیده‌اند.

پنج کوارکی θ^+ [۴] موجب تلاش نظری و تجربی وافر به منظور درک ساختار آن و آنچه که QCD درباره این حالت چند کوارکی بیان می‌کند شده است و این کشف ممکن است یکی از مهمترین وقایع در فیزیک هادرونی باشد.

اگر وجود θ^+ تأیید شود و انتشار یابد [۵] افقی جدید از هادرونها را چند کوارکی فراروی ما در حال گشوده شدن است. ما باید به این سؤال که دینامیک زیربنایی‌ای که منجر به جرم پایین و پهنای کم و نحوه تولید منحصر به فرد این پنج کوارکی شده است چیست؟ پاسخ دهیم.

ما در این مقاله به طور هم‌زمان جرم و پهنای واپاشی این حالت چند کوارکی جالب، پنج کوارکی θ^+ ، را محاسبه می‌کنیم و برای این منظور از رهیافت دو کوارکهای برداری استفاده می‌کنیم که ممکن است برای سایر حالتها پنج کوارکی نیز قابل تعمیم باشد.

۲. Cluster decomposition

۳. Mean field

۱. Bose condensate

است.

نظریه اختلال توسط بسط نسبت به $\hat{\Phi}(x)/F \approx 1/\sqrt{N_c}$ فرمولبندی شده و تمام محاسبات تا مرتبه حلقه اول و تقریب $(1/F^2, \hat{m}, m_s)$ انجام شده است که در آن $\hat{m} = m_u = m_d$ حد تقارن ایزواسپین و N_c تعداد رنگها است.

شکل صریح تابع موج کوارکی در حالت پایه به شکل زیر است.

$$u_0(\vec{r}) = \begin{pmatrix} g(r) \\ -if(r)\vec{\sigma}\cdot\vec{r} \end{pmatrix} Y_0^0(\hat{r}) \chi_s \chi_f \chi_c. \quad (3)$$

و برای حالت پایه پادکوارک داریم

$$u_0(\vec{r}) = \begin{pmatrix} -l(r)\vec{\sigma}\cdot\vec{r} \\ iik(r) \end{pmatrix} Y_0^0(\hat{r}) \chi_s \chi_f \chi_c. \quad (4)$$

که در آن $Y_0^0(\hat{r})$ ، χ_s ، χ_f و χ_c به ترتیب توابع موج مداری، اسپینی، طعمی و رنگی و $g(r)$ ، $f(r)$ ، $k(r)$ و $l(r)$ توابع شعاعی اند که می‌توان آنها را با استفاده از شکل پتانسیل مؤثر تعیین کرد. با استفاده از قضیه ویک^۳ شامل عملگرهای مناسب برای

کوارکها، مزونها و گلوئونها می‌توان تأثیرات مربوط به ابر مزونی و تصحیحات گلوئونی را روی میدانهای باریونی در لاگرانژی برهم‌کنشی وارد کرد. با استفاده از معادله زیر می‌توان انتقال انرژی باریون را که در آن کوارکهای ظرفیت پنج کوارکی با مزونهای شبه نرده‌ای و میدانهای کوانتومی گلوئونی برهم‌کنش می‌کنند محاسبه کرد.

$$\Delta m_B = B \langle \Phi |. \quad (5)$$

$$\left| \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^n}{n!} \int d^4x_1 \dots d^4x_n T[L_I(x_1) \dots L_I(x_n)] \right| \langle \Phi_0 \rangle_C^B,$$

که در آن C به معنی "فقط نمودارهای متصل" است.

بر اساس این معادلات سهم مربوط به برهم‌کنش تبادل پایونی طعم - اسپین (FS) بین دو کوارک یا یک کوارک و یک پادکوارک در انتقال انرژی باریون متناسب است با

$$\langle B | \sum_{i < j} \sum_{a=1}^3 \lambda_i^{(a)} \lambda_j^{(a)} \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j | B \rangle, \quad (6)$$

$$\langle B | \sum_{i=1}^3 \sum_{a=1}^3 \lambda_i^{(a)} \lambda_{\bar{i}}^{(a)} \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_{\bar{i}} | B \rangle, \quad (7)$$

$(V_{eff}(r))$ در حال حرکت هستند معرفی می‌شوند [۱۰].

تقارن کایرال الزام می‌کند که هسته کوارک ظرفیت در نوع $SU_f(3)$ طعم از این مدل توسط ابری از بوزونهای گلدستون $\Phi_i(x)(\pi, k, \eta)$ احاطه شود، همچنین این هسته توسط افت و خیزهای کوانتومی از میدانهای گلوئونی $A_{\mu}^a(x)$ نیز احاطه می‌شود.

حال اگر میدانهای گلدستونی را نیز به شکل افت و خیزهای کوچکی حول هسته کوارک ظرفیت در نظر بگیریم می‌توانیم لاگرانژی مؤثر خطی شده را به شکل زیر در نظر بگیریم.

$$L_{eff}(x) = \bar{\psi}(x) [i\partial - V_{eff}(r)] \psi(x) + \frac{1}{4} \sum_{i=1}^8 [\partial_{\mu} \Phi_i(x)]^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} - \bar{\psi}(x) \left\{ V(r) i\gamma^5 \frac{\Phi(x)}{F} + g_s \gamma^{\mu} A_{\mu}^a(x) \frac{\lambda^a}{2} \right\} \psi(x) + L_{\chi SB}(x), \quad (1)$$

که در آن $F = 88 \text{ MeV}$ [۱۱] ثابت واپاشی پایون در حد کایرال، g_s ثابت کوپلاژ کوارک - گلوئون، $A_{\mu}^a(x)$ مؤلفه کوانتومی میدان گلوئونی و $F_{\mu\nu}^a$ تانسور میدان مربوطه است و λ^a ماتریسهای گلیمان^۱ می‌باشند. همچنین $V(r)$ پتانسیل، برهم‌کنشی مزون - فرمیون است و $\hat{\Phi} = \sum_{i=1}^8 \Phi_i \lambda_i = \sum_p \Phi_p \lambda_p$ شبه نرده‌ای اند که در آنها $P = \pi^{\pm}, \pi^0, K^{\pm}, K^0, \bar{K}^0, \eta$ می‌باشد. ارتباط بین مجموعه‌های $\{\Phi_i, \lambda_i\}$ و $\{\Phi_p, \lambda_p\}$ در مرجع [۱۱] توضیح داده شده است.

جمله $L_{\chi SB}(x)$ شامل جملات جرمی برای مزونها و کوارکها است که به صراحت تقارن کایرال را می‌شکند.

$$L_{\chi SB}(x) = -\bar{\psi}(x) M \psi(x) - \frac{B}{4} \text{Tr} [\hat{\Phi}^{\dagger}(x) M], \quad (2)$$

در اینجا $M = \text{diag}\{m_u, m_d, m_s\}$ ماتریس جرم جاری کوارکها است و $B = -\langle 0 | \bar{u}u | 0 \rangle / F^3$ ثابت تراکم کوارکها^۲

۱. Gell-Mann

۲. Quark condensate constant

۳. Wicks theorem

می‌کنیم، در سه کواریکیا و غیره، همچنین از نوعی خاص از پتانسیل محبوس‌شدگی نیز باید استفاده شود.

۱.۲. حالت‌های پنج کواریکی

ما حالت‌های پنج کواریکی را در قالب مدل کواریکی اختلالی کایرال همبسته مطالعه می‌کنیم و در این مقاله پیشنهاد می‌کنیم که باریون θ^+ از دو دو کواریکی برداری (ud) و یک پادکواریک (\bar{s}) ترکیب شده باشد. در این مدل تابع موج فضایی این دو کواریکیا دارای اندازه حرکت زاویه‌ای $l=0$ و در حالت موج s، (s-wave) است.

تقارن طعمی هر کدام از دو کواریکیا به شکل $[2]^f$ است که منجر به تقارن طعمی $\frac{f}{6}$ [۲۲] برای q^f می‌شود به علاوه تقارن اسپینی هر کدام از دو کواریکیا $[2]^s$ است که منجر به تقارن اسپینی $[31]^s$ برای q^f در این مدل می‌شود. تقارن رنگی و مداری هر دو دو کواریکیا به ترتیب $[11]^c$ و $[2]^o$ است که منجر به تقارن‌های به ترتیب $[211]^c$ و $[4]^o$ برای q^f در مدل می‌شوند.

در نتیجه این ملاحظات ما برای ترکیب q^f از کواریکیای تقارن‌های $[211]^o$ ، $[31]^s$ و $[1111]^{ocfs}$ را خواهیم داشت که منجر به یک تابع موج کاملاً پادمقارن برای q^f منطبق بر اصل طرد پائولی می‌گردد.

برای تقارن طعم - اسپین q^f نمایش $[31]^s$ را در نظر گرفته‌ایم که منجر به تقارن $[42111]_{1134}$ برای ترکیب $q^f \bar{q}$ پنج کواریکی θ^+ ، می‌شود. درباره تقارن‌های تابع موج پنج کواریکی در این مدل، لطفاً به پیوست ۱ و مرجع [۱۴] نگاه کنید. در واقع در مدل کواریکی چیزی وجود ندارد که مانع ساخت چندگانه‌هایی که در آنها دو کواریکیای برداری وجود دارند باشد. به طور خلاصه اسپین، طعم، رنگ و پاریته پنج کواریکی در این مدل به شکل زیر است [۱۵].

$$j^{\Pi} = \left(\frac{1}{2} \oplus \frac{1}{2} \right)_{1,c}, (1_f \oplus 1_o) \left(\left\{ QQ \right\}^{l=0, 3_c, \bar{6}_f} \frac{j=1}{2}, \bar{3}_c, \bar{3}_f \right) \quad (9)$$

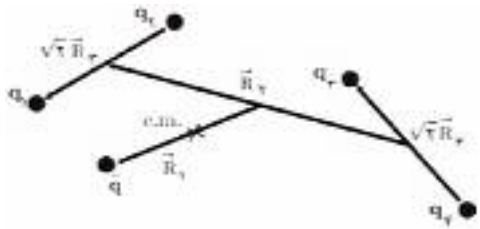
که در آن $\lambda_i^{(a)}$ و $\bar{\sigma}_i$ به ترتیب ماتریسهای طعم و اسپین هستند. همچنین سهم مربوط به برهم‌کنش تبادل گلوئونی رنگ - اسپین (CS) بین دو کواریک در انتقال انرژی باریون متناسب است با

$$\langle B | \sum_{i < j}^4 \bar{\lambda}_i^c \bar{\lambda}_j^c \bar{\sigma}_i \cdot \bar{\sigma}_j | B \rangle, \quad (8)$$

که در آن $\bar{\lambda}_i^c$ و $\bar{\sigma}_i$ به ترتیب ماتریسهای رنگ و اسپین هستند. مدل پیشنهادی ما برای محاسبه جرم پنج کواریکی θ^+ بر مبنای نظریه کواریکی اختلالی کایرال که شامل تقارن‌های صریحی روی ترکیب کواریکیای موجود در پنج کواریکی است ارائه می‌شود که در آن برهم‌کنشهای فوق ریز طعم - اسپین و رنگ اسپین (FS و CS) در زیر سیستم‌های چهار کواریک از این پنج کواریکی در نظر گرفته شده‌اند. به علاوه شکل خاصی از پتانسیل محبوس‌شدگی را به کار می‌بریم. پارامترهای مدل، به عنوان مثال پارامترهای پتانسیل محبوس‌شدگی و برهم‌کنشهای فوق ریز، به طوری در نظر گرفته شده‌اند که تطابق خوبی را با جرم باریونی به دست دهند.

در هنگام کار با یک نظریه اختلالی کایرال نوعی اگر خوشه‌بندی نظریه گروه [۱۲] را به همراه برهم‌کنشهای فوق ریز بین کواریکیا در نظر بگیریم در واقع یک نظریه اختلالی کایرال همبسته یا یک مدل کواریکی اختلالی کایرال همبسته $(CP \not\sim QM)$ [۱۳] خواهیم داشت.

این موضوع که چند کواریکیا نمی‌توانند ذرات ساده N کواریکی در حالت پایه باشند به خوبی مشخص شده است و این بدان دلیل است که در آن حالت فرو می‌پاشند و با پهنای عریضی به باریونها و مزونها واپاشی می‌کنند. حال هنگامی که از مدل‌های کواریکی اختلالی کایرال که دارای تقارن‌های صریحی روی ترکیب کواریکیای موجود در مدل هستند صحبت می‌کنیم برهم‌کنشهای فوق ریز، طعم - اسپین و رنگ - اسپین، می‌باید در داخل زیرمجموعه‌های N کواریکی در نظر گرفته شوند. به عنوان مثال در دو کواریکیای برداری که ما در مدل پیشنهادی استفاده

شکل ۲. مرجع در حال سکون $q^+ \bar{q}$.

$$\bar{r}_4 = -\frac{\mu}{4m} \bar{R}_1 - \frac{1}{2} \bar{R}_2 - \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{R}_3,$$

$$\bar{r}_q = \frac{\mu}{m_q} \bar{R}_1, \quad \mu = \frac{m_q 4m}{4m + m_q},$$

که در آن $\bar{R}_1, \dots, \bar{R}_4$ در شکل ۲ مشخص شده‌اند، $m = m_u \approx m_d$ و μ جرم کاهش یافته سیستم $q^+ \bar{q}$ است.

بنابراین برای انرژی جنبشی داریم

$$T(q^+ \bar{q}) \approx \frac{\bar{V}^2 R_q}{2m} \quad (13)$$

و برای برهم‌کنش فوق ریز بین کوارکها در هر دو کوارکی برداری داریم

$$\Delta E^{HF} = \left\langle Q[11]^c, [2]^f [2]^s \left| V^{HF} \right| [2]^s [2]^f, [11]^c Q \right\rangle. \quad (14)$$

برای جرم پنج کوارکی θ^+ داریم:

$$M_{\theta^+} = 2(m_u + m_d + \Delta E^{HF}) + m_s + T(q^+ \bar{q}), \quad (15)$$

که در آن $M_{ud} = m_u + m_d + \Delta E^{HF}$ ، جرم دو کوارکهای برداری ما است.

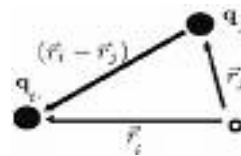
برای عناصر ماتریسی داریم:

$$\left\langle Q[11]^c \left| \lambda_i^c \lambda_j^c \right| [11]^c Q \right\rangle = \frac{4}{3},$$

$$\left\langle Q[2]^s \left| \bar{\sigma}_i^s \bar{\sigma}_j^s \right| [2]^s Q \right\rangle = \frac{1}{4}, \quad \left\langle Q[2]^f \left| \lambda_i^f \lambda_j^f \right| [2]^f Q \right\rangle = \frac{4}{3} \quad (16)$$

با وارد کردن آنها در معادله (۱۴) خواهیم داشت $\Delta E^{HF} = -140 \text{ MeV}$

با فرض این‌که $m_u \approx m_d \approx 330 \text{ MeV}$ و $m_s \approx 450 \text{ MeV}$ باشد [۱۸]. برای جرم دو کوارکی برداری داریم $M_{ud} \approx 520 \text{ MeV}$ که 200 MeV از جرم دو کوارکی



شکل ۱. ساختار دوکوارکی در فضای مختصات.

که در آن Q دو کوارکی برداری (ud) است.

مدل کوارکهای تشکیل دهنده از دینامیک کوانتومی رنگ حاصل نشده است، بنابراین مفید است که از رهیافت هامیلتونی مؤثر استفاده کنیم. در این حالت با استفاده از ایده دو کوارکهای برداری و در نظر گرفتن برهم‌کنشهای فوق ریز فقط بین کوارکهای موجود در دو کوارکها، شکل ۱، هامیلتونی زیر را برای پنج کوارکی معرفی می‌کنیم.

$$H(q^+ \bar{q}) = T(q^+ \bar{q}) + V^{HF}(q^+ \bar{q}), \quad (10)$$

$$V^{HF}(q_i q_j) = a \lambda_i^F \lambda_j^F \bar{\sigma}_i \cdot \bar{\sigma}_j + b \lambda_i^C \lambda_j^C \bar{\sigma}_i \cdot \bar{\sigma}_j. \quad (11)$$

که در آن T انرژی جنبشی و V^{HF} برهم‌کنش فوق ریز [۱۶]، معادلات (۸-۶)، می‌باشند. a و b ثابتهای برهم‌کنش هستند که $a \approx 30 \text{ MeV}$ و $b \approx 18/75 \text{ MeV}$ است. [۱۷]

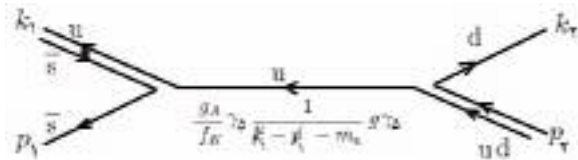
ما از برهم‌کنش محبوس‌شدگی صرف نظر کرده‌ایم و V^{HF} را به‌عنوان یک برهم‌کنش غیرتماسی در نظر گرفته‌ایم. به‌علاوه فرض کرده‌ایم که سهم انرژی جنبشی در هامیلتونی H به‌خاطر جرم بیشتر دو کوارکهای برداری در مقایسه با جرم پادکوارک شگفت فقط بین دو دوکوارکی برداری وجود داشته باشد و لذا برهم‌کنش فوق ریز نیز به‌خاطر فاصله بیشتر بین پادکوارک شگفت با دو کوارکها در مقایسه با فاصله بین کوارکها در یک دو کوارکی فقط بین کوارکها در دو کوارکهای برداری باشد. این فرضها در مدل‌های دیگری نیز به‌کار رفته‌اند [۱۲].

حال در مرجع در حال سکون $q^+ \bar{q}$ متغیرهای داخلی را به شکل زیر معرفی می‌کنیم، شکل ۲.

$$\bar{r}_1 = -\frac{\mu}{4m} \bar{R}_1 + \frac{1}{2} \bar{R}_2 + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{R}_3,$$

$$\bar{r}_2 = -\frac{\mu}{4m} \bar{R}_1 + \frac{1}{2} \bar{R}_2 - \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{R}_3, \quad (12)$$

$$\bar{r}_3 = -\frac{\mu}{4m} \bar{R}_1 - \frac{1}{2} \bar{R}_2 + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{R}_3,$$



شکل ۳. فرایند واپاشی $\theta^+ \rightarrow K^+N$.

کوارک- دو کوارکی و ترکیب دو کوارکی برداری موجود در پنج کوارکی‌اند و U سرعت پادکوارک شگفت در مرجع در حال سکون دو کوارکی هدف است.

سطح مقطع دیفرانسیلی واپاشی به شکل زیر است.

$$d\sigma = \frac{(\pi)^4 |M|^2}{4\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_s^2 M_{ud}^2}} e^{-\gamma s_0} d\varphi(p_1 + p_2; k_1, k_2), \quad (21)$$

که در آن $e^{-\gamma s_0}$ احتمال تونل‌زنی است و فضای فاز $d\varphi$ به شکل زیر است:

$$d\varphi(p_1 + p_2; k_1, k_2) = \delta^4(p_1 + p_2 - k_1 - k_2) \frac{d^3 k_1}{(2\pi)^3 2E_{k_1}} \frac{d^3 k_2}{(2\pi)^3 2E_{k_2}}. \quad (22)$$

که در آن p_1, p_2 و k_1, k_2 به ترتیب اندازه حرکت‌های پادکوارک شگفت، دو کوارکی اولیه و کائون نهایی و کوارک (d) هستند. همچنین E_{k_1} و E_{k_2} انرژی‌های ذرات در حالت نهایی‌اند.

در این رهیافت گلوئون‌ها به‌طور صریح در نظر گرفته نشده‌اند و ما با توصیف کوارک گلوئونی QCD و در نظر گرفتن افت و خیزهای کوانتومی میدان گلوئونی و سپس جمع کردن روی تمام این افت و خیزها کار را شروع نکرده‌ایم. همچنین از میدان گلدستون به‌عنوان افت و خیزهای کوچک در اطراف هسته کوارک ظرفیت صرف نظر کرده‌ایم.

این تصحیحات QCD کوچکند، بنابراین برای دامه واپاشی θ^+ داریم.

$$M = \frac{g_A g}{\sqrt{2} f_K} \bar{v}_S(p_1) \not{k}_1 \gamma_5 \frac{1}{\not{k}_1 - \not{p}_1 - m_u} \gamma_5 v_d(k_2). \quad (23)$$

که در آن $v_{s,d}$ به ترتیب توابع موج \bar{s} و d می‌باشند. حال با انتگرال‌گیری روی $d\varphi$ و در نظر گرفتن $v \rightarrow 0$ داریم

نرده‌ای زیادتر است. [۱۹]. حال اگر برای انرژی جنبشی بین دو دوکوارکی برداری مقدار $T = 50 \text{ MeV}$ را در نظر بگیریم می‌توانیم جرم تجربی پنج کوارکی θ^+ را از فرمول جرم زیر بازسازی کنیم [۲۰].

$$M_{\theta^+} = 2M_{ud} + m_{\bar{s}} + T \cong 1540 \text{ MeV}. \quad (17)$$

همچنین با استفاده از تابع موج

$$\psi_{\theta^+} = N \begin{bmatrix} Y_{00}(\hat{R}_2) e^{-a \frac{R_2^2}{2}} \\ Y_{00}(\hat{R}_1) e^{-\beta \frac{R_1^2}{2}} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} Y_{00}(\hat{R}_2) e^{-\beta' \frac{R_2^2}{2}} \\ Y_{00}(\hat{R}_1) e^{-\gamma' \frac{R_1^2}{2}} \end{bmatrix}. \quad (18)$$

برای پنج کوارکی و استفاده از انرژی جنبشی

$$\langle T \rangle_{\psi} \cong \frac{\gamma a^2}{4m} \cong 50 \text{ MeV}$$

مقدار $a \cong 148 \text{ MeV}$ و سپس به

$$r_0 = \langle R_2 \rangle = \sqrt{\frac{5}{2a^2}} \cong 0.011 \text{ MeV}^{-1} \quad (19)$$

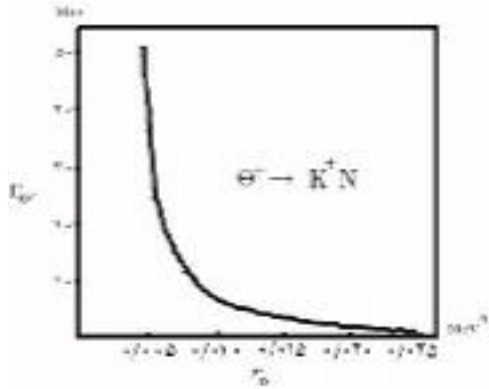
برای فاصله نسبی بین دو دوکوارکی برداری می‌رسیم. در این مدل ما انرژی جنبشی، بین دو کوارکیها و پادکوارک شگفت در نظر نگرفته‌ایم، در این چنین ساختاری دو کوارکیها به یکدیگر نزدیکند و تونل‌زنی یکی از کوارکیها بین دو، دو کوارکی امکان‌پذیر است. تونل‌زنی یکی از کوارکیها بین پادکوارک شگفت و یکی از دو کوارکیها به خاطر فاصله بیشتر بین آنها نسبت به فاصله بین دو، دو کوارکی روی نمی‌دهد لذا تونل‌زنی یکی از کوارکیهای دوکوارکیها بین دو، دو کوارکی فرایند غالب است.

ما فرض می‌کنیم که در فرایند واپاشی $\theta^+ \rightarrow K^+N$ یکی از کوارکیهای (d) از یکی از دو کوارکیهای (ud) به طرف دو کوارکی دیگر تونل می‌زند تا یک نوکلئون (udd) و یک کوارک (u) که توسط پادکوارک شگفت نابود شده است شکل بگیرد (شکل ۳).

پهنای واپاشی عبارت است از

$$\Gamma = \lim_{v \rightarrow 0} \sigma(\psi_{ud} + \psi_{\bar{u}d} + \bar{s} \rightarrow K^+ + N) v |v(0)|^2, \quad (20)$$

که در آن $\psi(0)$ و ψ_{ud} توابع موج به ترتیب حالت 1s ترکیب



شکل ۴. پهنای محاسبه شده پنج کواریکی θ^+ برای واپاشی $\theta^+ \rightarrow K^+ N$ برحسب فاصله بین دو کواریکهای برداری τ نشان داده شده است.

جدول ۱. پهنای واپاشی پنج کواریکی θ^+ به ازای یک مجموعه از جرمها، τ فاصله بین دو دوکواریکی برداری (ud) است.

M_{θ^+}	T_{θ^+}	τ	Γ_{θ^+}
1200	10	0.000000	0.000000
1210	10	0.000000	0.000000
1220	10	0.000000	0.000000
1230	10	0.000000	0.000000
1240	10	0.000000	0.000000
1250	10	0.000000	0.000000
1260	10	0.000000	0.000000
1270	10	0.000000	0.000000
1280	10	0.000000	0.000000
1290	10	0.000000	0.000000
1300	10	0.000000	0.000000
1310	10	0.000000	0.000000
1320	10	0.000000	0.000000
1330	10	0.000000	0.000000
1340	10	0.000000	0.000000
1350	10	0.000000	0.000000
1360	10	0.000000	0.000000
1370	10	0.000000	0.000000
1380	10	0.000000	0.000000
1390	10	0.000000	0.000000
1400	10	0.000000	0.000000

کرده‌ایم. مدلهای زیادی که در آنها از دو کواریکهای نرده‌ای استفاده شده است و به خوبی خواص پنج کواریکی را توصیف می‌کنند وجود دارند [۱۲] اما هیچ کدام از آنها جرم و پهنای آن را به طور هم‌زمان محاسبه نکرده‌اند. دو کواریکی نرده‌ای دارای جرم کمتری از دو کواریکی برداری است و در مقابل تونل‌زنی یکی از کواریکها از یک دو کواریکی به طرف دو کواریکی دیگر از دو کواریکی برداری پایدارتر است. لذا فرایند تونل‌زنی، پهنای در مدل ما در مقایسه با مدلهایی که در آنها دو کواریکهای نرده‌ای وجود دارند کاهش می‌دهد و آن را به حد تجربی

$$\Gamma_{\theta^+} \cong \delta / \omega e^{-\gamma \delta} \frac{g^2 g_A^2}{8\pi f_K^2} |\psi(0)|^2, \quad (24)$$

که در آن f_K ثابت واپاشی کائون و $f_K \cong 115 \text{ MeV}$ است. [۲۱] $\psi(0)$ می‌تواند به شکل زیر نوشته شود. پیوست ۲ را مشاهده کنید.

$$\psi(0) = \frac{\gamma}{a_0^2} \frac{1}{\sqrt{4\pi}}, \quad (25)$$

که در آن a_0 شعاع بوهر حالت مقید کواریک - دوکواریکی است.

برای دامنه تونل‌زنی داریم:

$$e^{-S_0} = \left\langle \eta \left| T e^{i \int d^4x \mathcal{L}_{int}} \right| d, \psi_{ud} \right\rangle \approx e^{-\Delta E \tau}, \quad (26)$$

که در آن از تقریب WKB استفاده کرده‌ایم، همچنین انرژی بستگی دو دو کواریکی $\Delta E = (m_u + m_d - M_{ud})$ است و r_0 فاصله متوسط بین دو کواریکی برداری است. با استفاده از مدل کواریکی مقادیر $g \cong 3/03$ و $g_A \cong 0/87$ به دست می‌آید [۲۱] و در این مدل مقادیر $\Delta E = 140 \text{ MeV}$ و $a_0 \cong 0/007 \text{ MeV}^{-1}$ محاسبه می‌شوند. پیوست ۲ را مشاهده کنید.

با جایگذاری مقادیر فوق در معادله (۲۴) برای پهنای

واپاشی خواهیم داشت:

$$\Gamma_{\theta^+} \cong 1/30 \text{ MeV}$$

که به‌طور غیر معمولی باریک و قابل مقایسه با حد تجربی [۲۲، ۲۳]

$$\Gamma_{\theta^+} \cong 1 \text{ MeV}, \quad (27)$$

می‌باشد.

ما پهنای واپاشی پنج کواریکی θ^+ را به ازای یک مجموعه از جرمها $1700 \text{ MeV} < M_{\theta^+} < 1500 \text{ MeV}$ محاسبه کرده و حدود آن را به دست آورده‌ایم.

۱ و شکل شماره ۴ نگاه کنید. $\Gamma(\theta^+ \rightarrow K^+ n) \cong 0/0003 \sim 53/670 \text{ MeV}$. به جدول شماره

با استفاده از رهیافت دو کواریکی برداری جرم و پهنای واپاشی حالت پنج کواریکی باریونی θ^+ را به‌طور هم‌زمان محاسبه

نزدیک می‌کند.

ما معتقدیم که پهنای باریک باریون پنج کوارکی غیر عادی θ^+ به‌طور طبیعی در تصویر دو کوارکی بردای - دو کوارکی برداری - پاد کوارک مدل ما توضیح داده شده است. در تصویر دو کوارکی نرده‌ای - دو کوارکی نرده‌ای - پادکوارک برای ارتفاع سد پتانسیل بین دو کوارکی داریم [۱۲]

$$\Delta E = (m_u + m_d - M_{ud}) \cong 340 \text{ MeV} \quad (28)$$

که در آن $m_u \cong m_d \cong 330 \text{ MeV}$ و $M_{ud} \cong 320 \text{ MeV}$ جرم دو کوارکی نرده‌ای است [۱۹]. حال در رهیافت دو کوارکی نرده‌ای [۱۲] برای پنج کوارکی باید اندازه حرکت زاویه‌ای بین دو کوارکی را در تطابق با تقارن کلی مدار-رنگ-طعم-اسپین (OCFS) ساختار $q\bar{q}$ کوارکها، $l=1$ در نظر بگیریم تا بتوانیم جرم تجربی را بازسازی کنیم. بنابراین داریم

$$M_{\theta^+} = 2M_{ud} + m_{\bar{s}} + T \cong 1540 \text{ MeV}, \quad (29)$$

که در آن $m_{\bar{s}} \cong 450 \text{ MeV}$ و $T = \frac{2}{M_{ud} r_0^2} \cong 450 \text{ MeV}$ انرژی دورانی دو کوارکیها است و منجر به تخمین زیر برای فاصله متوسط بین دو، دو کوارکی نرده‌ای می‌شود.

$$r_0 \cong 0.003 \text{ MeV}^{-1}, \quad (30)$$

بنابراین دامنه تونل‌زنی برابر با $e^{-\Delta E r_0} = 0/30$ است، در حالی که در مدل ما دامنه تونل‌زنی $e^{-\Delta E r_0} = 0/22$ می‌باشد که در آن $\Delta E \cong 140 \text{ MeV}$ و $r_0 \cong 0.011 \text{ MeV}^{-1}$ هستند و دامنه مزبور کمتر از قبلی است، لذا در اینجا با استفاده از دو کوارکیهای برداری به جای دو کوارکیهای نرده‌ای پهنای کمتری برای واپاشی پنج کوارکی حاصل می‌شود که در توافق با حدود تجربی است. در واقع در حین تشکیل پنج کوارکی و قبل از گروه‌بندی مجدد دو کوارکیها از ساختار برداری به ساختار نرده‌ای در آن، پنج کوارکی به نوکلئون و کائون در طی فرایند تونل‌زنی با پهنای باریکی واپاشی می‌کند. در حین تشکیل باریونهای سه کوارکی و مزونها به‌عنوان هادرونهای معمولی زمان کافی برای گروه‌بندی تمام دو کوارکیهای برداری موجود در سیستم به شکل دو کوارکیهای پایدارتر نرده‌ای وجود دارد و مثلاً هادرون به چند کوارکیهایی که در

آنها تعداد کوارکها کمتر از دو یا سه کوارک باشد واپاشی نمی‌کند. لذا در حالت نهایی ممکن است به جای دو کوارکیهای برداری، در هادرون دو کوارکیهای نرده‌ای داشته باشیم.

میزان زمان دینامیکی لازم برای گروه‌بندی مجدد رنگها، طعمها، اسپینها و موقعیتهای فضایی کوارکها در یک دو کوارکی برداری به سوی تشکیل دو کوارکی نرده‌ای توسط برهم‌کنشهای قوی بین کوارکها تعیین می‌شود. فرمول‌بندی دینامیک مولکولی رنگ [۲۴] (CMD) ساختار مناسبی برای مطالعه فرایندهای گروه‌بندی مجدد به‌نظر می‌رسد که در آن دینامیک وابسته به زمان سیستم‌های چند کوارکی توسط هامیلتونی مرسوم در مدل‌های کوارکهای تشکیل‌دهنده توصیف می‌شود [۲۵].

پهنای واپاشی پنج کوارکی به‌عنوان یک حالت هادرونی عادی کوچک است، این کوچکی به حدی است که اغلب آزمایشها تنها حد بالایی را برای پهنای نشان می‌دهند که مقدار آن $(\Gamma < 10 \text{ MeV})$ و یا از پراکندگی اخیر NK^+ ($\Gamma < 1 \text{ MeV}$) است، [۲۳]. در حالی که پهنای هادرونهای تحریک شده مرسوم که از طریق موج s (s -wave) و یا موج p (p -wave) واپاشی می‌کنند همواره حدود 100 MeV یا زیادتر است [۲۶]، لذا پهنای باریک پنج کوارکی θ^+ یک معما است.

از آنجا که قاعده انتخاب شناخته شده‌ای وجود ندارد که پهنای را به‌طور طبیعی کوچک کند، پهنای کوچک باید منشأ دینامیکی داشته باشد. اخیراً تلاشهای زیادی برای توضیح پهنای کوچک پنج کوارکی θ^+ انجام شده است [۲۷].

شاید کارآمدترین روش واپاشی برای پنج کوارکی θ^+ گروه‌بندی مجدد پنج کوارک موجود در آن به سمت تشکیل یک باریون سه کوارکی و یک مزون باشد که این فرایند در تطابق با مدل‌های واپاشی هادرونهای مرسوم است [۲۸]. کارل سون^۱ و همکارانش تابع موجی را برای پنج کوارکی ارائه دادند که در بخش طعم - اسپین متقارن کامل و در بخش رنگ - مدار پاد متقارن است [۲۹]. آنها با استفاده از این تابع موج احتمال

۱. Carlson

برابر با $m = 1537 \pm 2 \text{ MeV}$ و حد بالای پهنای آن $\Gamma = 0/26 \pm 0/11 \text{ MeV}$ گزارش شده است که در توافق خوبی با حد پهنای محاسبه شده است. نتایج ضمنی آزمایشگاه JLab نیز با استفاده از تفاسیر مربوط به محاسبات سطح مقطع برهم‌کنش تولید پنیج کوارکی θ^+ قابل انتظار بوده است [۳۳، ۳۲].

نتایج نظری ما درباره جرم و پهنای واپاشی پنیج کوارکی θ^+ در توافق با بسیاری از حدود تجربی این کمیتها است و ممکن است بتوان رهیافت دو کوارکی برداری را برای محاسبه هم‌زمان جرم و پهنای سایر حالت‌های چند کوارکی، با بیش از سه کوارک، نیز به‌کار برد که در مقاله دیگری به آن خواهیم پرداخت.

سپاسگزاری

این پژوهش با حمایت مالی دانشگاه آزاد اسلامی - واحد مشهد به انجام رسیده است که به خاطر آن تشکر و قدردانی می‌نمایم.

پیوست ۱

تابع موج پنیج کوارکی θ^+ شامل جملاتی مربوط به درجات آزادی رنگ، طعم و اسپین است و باید همانند تمام حالت‌های فیزیکی یگانه رنگ بوده و تحت جایگشت چهار کوارک، براساس اصل پائولی، پادمتقارن باشد.

به‌منظور طبقه‌بندی کوارکها و پادکوارکها در گروه‌های تقارنی طعم $SU_f(3)$ و اسپین $SU_s(2)$ ، نمادگذارهای زیر را معرفی می‌کنیم.

$$\begin{array}{cccc}
 SU_{sf}(6) & \supset & SU_f(3) \otimes SU_s(2) & \\
 \text{کوارک } 3: & [1] & \supset [1] \otimes [1] & \\
 & \square & \supset \square \otimes \square & \\
 \text{پادکوارک } \bar{3}: & [1111] & \supset [11] \otimes [1] & \\
 & \begin{array}{|c|} \hline \square \\ \hline \square \\ \hline \square \\ \hline \square \\ \hline \end{array} & \supset \begin{array}{|c|} \hline \square \\ \hline \square \\ \hline \end{array} \otimes \begin{array}{|c|} \hline \square \\ \hline \end{array} &
 \end{array}$$

همپوشانی بین تابع موج پنیج کوارکی و تابع موج سیستم کائون - هسته را $\frac{5}{49}$ به‌دست آورند، به اعتقاد آنان احتمال همپوشانی کوچک بین توابع موج موجب پهنای کوچک پنیج کوارکی θ^+ شده است.

۳. نتایج

ما در قالب یک مدل کوارکی اختلالی کایرال همبسته (CPQM) و با استفاده از یک نظریه میدان مؤثر پیشنهاد کردیم که باریون پنیج کوارکی θ^+ حالتی مقید از دو دوکوارکی برداری و یک پادکوارک باشد، در این مدل تابع موج فضایی این دو کوارکها دارای اندازه حرکت زاویه‌ای $\ell = 0$ و در حالت موج s (s-wave) در نظر گرفته شده است.

ما بعد از بنای تقارن کل اسپین-طعم-رنگ-مداری (OCFS) ترکیب $q^2 \bar{q}$ مربوط به پنیج کوارکی θ^+ ، با استفاده از ایده‌های دوکوارکی در حد کایرال همبستگیهای دوکوارکی در ناحیه نسبیتی و اعمال برهم‌کنشهای فوق ریز بین کوارکها در دو کوارکها، هامیلتونی مرسوم مدل کوارکی را معرفی کردیم و با در نظر گرفتن جواب آن به جرم پنیج کوارکی θ^+ دست یافتیم. همچنین با استفاده از مدل تونل‌زنی برای پهنای واپاشی پنیج کوارکی θ^+ مقداری به‌دست آوردیم که در توافق خوبی با حدود تجربی است.

$$\Gamma_{\theta^+} \approx 1/20 \text{ MeV}, \quad (31)$$

هر چند در آزمایش سال ۲۰۰۵ در آزمایشگاه JLab [۳۰]، هیچ پنیج کوارکی در ناحیه جرمی $1700 \text{ MeV} < m_{\theta^+} < 1480 \text{ MeV}$ پیدا نشده است اما مقاله ما پیش بینی می‌کند که به ازای جرم $m_{\theta^+} > 1700 \text{ MeV}$ پهنای آن $\Gamma_{\theta^+} > 53 \text{ MeV}$ است و لذا امکان وجود حالت‌هایی پنیج کوارکی که بسیار بهتر از آن باشند که بتوان در آزمایشها آنها را آشکار کرد وجود دارد.

به‌علاوه هم اکنون در آزمایشگاه DIANA [۳۱] شواهدی قوی مبنی بر وجود پنیج کوارکی θ^+ با پهنایی بسیار باریک در برهم‌کنش $K^+ n \rightarrow K^0 p$ پیدا شده است. جرم تشدید pK^0

$[211]_p$ باشد. لذا تابع موج کل q^4 پاد متقارن خواهد بود بنابراین بخش مدار- اسپین- طعمی باید در حالت $[31]$ باشد که از بخش رنگی با جا به جایی سطرها و ستونها با یکدیگر حاصل آمده است، حال اگر فرض کنیم که چهار کوارک در حالت اندازه حرکت زاویه ای $l=1$ ، موج $(p-wave)$ ، p باشند چندین نمایش مجاز از گروه تقارنی $SU_{fs}(6)$ وجود دارند که عبارتند از

$$[4], [31], [22], [211].$$

بنابراین تابع موج کلی مدار- رنگ- طعم- اسپین q^4 به شکل $[1111]_{ocfs}$ خواهد بود.

حال ساختار تقارنی خاص مدل پیشنهادی مان را در این مدل کوارکهای تشکیل دهنده اعمال می کنیم و تمام چندگانه های پنج کوارکی را که در آنها دو کوارکهای برداری وجود دارند می یابیم. ما می توانیم در حالتی کلی تر دو طرح برای مدلمان که در آنها اندازه حرکت زاویه ای بین دو کوارکهای برداری موجود در پنج کوارکی θ^+ به ترتیب $l=0$ و $l=1$ برای طرح اول و طرح دوم باشند در نظر بگیریم. هر چند فقط طرح اول در مقاله بررسی شده است و طرح دوم به علت اندازه حرکت زاویه ای زیادتر که منجر به جرم بیشتری نسبت به مقدار تجربی برای پنج کوارکی می شود کنار گذاشته شده است. تقارن مدار- رنگ- طعم- اسپینی کوارکها در مدل ما به شکل زیر هستند.

تقارن طعمی $[2]^f$ هر دو کوارکی برداری منجر به تقارن طعمی $[22]_f$ برای q^4 می شود. تقارن اسپینی $[2]^s$ هر دو کوارکی برداری منجر به تقارن های اسپینی $[22]^s$ و $[31]^s$ به ترتیب برای طرح های اول و دوم مدل می شوند.

تقارن رنگی هر دو کوارکی به شکل $[11]^c$ است و برای طرح اول از مدل فرض می کنیم این تقارن برای یکی از دو کوارکها به شکل $[2]^c$ باشد تا منجر به تقارن رنگی $[211]^c$ برای q^4 گردند.

تقارن مداری هر دو کوارکی به شکل $[2]^p$ است و برای طرح اول از مدل فرض می کنیم این تقارن برای یکی از دو

بنابراین با ضرب خارجی نمایشهای کوارکی و پادکوارکی داریم برای $q^4 SU_f(3)$

$$\begin{aligned} (3 \otimes 3 \otimes 3) &= (6 \oplus \bar{3}) \otimes (6 \oplus \bar{3}) = \\ &= (6 \otimes 6) \oplus (6 \otimes \bar{3}) \oplus (\bar{3} \otimes 6) \oplus (\bar{3} \otimes \bar{3}) \\ &= (15_s \oplus 15_p \oplus 6) \oplus (15_p \oplus 3) \oplus (15_s \oplus 3) \\ &\oplus (\bar{6} \oplus \bar{3}). \end{aligned} \quad (1)$$

برای $q^4 \bar{q} SU_f(3)$

$$\begin{aligned} [3 \otimes 3 \otimes 3 \otimes 3] \otimes \bar{3} &= \\ &= ([15_s \oplus 15_p \oplus 6] \oplus [15_p \oplus 3] \oplus [15_s \oplus 3] \oplus [\bar{6} \oplus \bar{3}]) \otimes \bar{3} \\ &= 2(15_s \otimes \bar{3}) \oplus 2(15_p \otimes \bar{3}) \oplus 2(\bar{6} \otimes \bar{3}) \oplus 3(3 \otimes \bar{3}) \\ &= 2(35 \oplus 10) \oplus 2(27 \oplus 10 \oplus 8) \oplus 2(\bar{10} \oplus 8) \oplus 3(8 \oplus 1). \end{aligned} \quad (2)$$

برای $q^4 \bar{q} SU_{fs}(6)$

$$\begin{aligned} [1]_6 \otimes [1]_6 \otimes [1]_6 \otimes [1]_6 &= ([3] \oplus 2[21]_v \oplus [111]_r) \otimes [1]_6 \\ &= ([3]_{56} \otimes [1]_6) \oplus 2([21]_v \otimes [1]_6) \oplus ([111]_r \otimes [1]_6) \\ &= ([4]_{126} \oplus [31]_{210}) \oplus 2([31]_{210} \oplus [22]_{105} \oplus [211]_{105}) \\ &\oplus ([211]_{105} \oplus [1111]_{105}) \\ &= [4]_{126} \oplus 3[31]_{210} \oplus 2[22]_{105} \oplus 2[211]_{105} \oplus [1111]_{105}. \end{aligned} \quad (3)$$

برای $q^4 \bar{q} SU_{fs}(6)$

$$\begin{aligned} [1]_6 \otimes [1]_6 \otimes [1]_6 \otimes [1]_6 \otimes [1111]_6 &= \\ &= [51111]_{70} \oplus 4[41111]_{56} \oplus 3[32111]_{112} \\ &\oplus 8[32111]_{70} \oplus 2[33111]_{56} \oplus 3[32211]_{54} \\ &\oplus 4[22211]_{20} \oplus [22221]_{70}. \end{aligned} \quad (4)$$

برای $q^4 \bar{q} SU_f(3)$

$$\begin{aligned} [1]_3 \otimes [1]_3 \otimes [1]_3 \otimes [1]_3 \otimes [11]_3 &= \\ &= [5]_{35} \oplus 3[42]_{27} \oplus 2[33]_{15} \\ &\oplus 4[41]_{10} \oplus 8[321]_8 \oplus 3[222]_{10}. \end{aligned} \quad (5)$$

و برای $q^4 \bar{q} SU_s(2)$

$$[1]_2 \otimes [1]_2 \otimes [1]_2 \otimes [1]_2 \otimes [1]_2 = [5]_6 \oplus 4[41]_4 \oplus 5[32]_4. \quad (6)$$

بخش طعم- اسپین باید با بخش رنگی و مداری به طوری ترکیب شود که تابع موج کلی پنج کوارکی در حالت یگانه رنگ، $[222]$ ، باشد و چهار کوارک از اصل تردپائولی پیروی کنند، مثلاً تحت جایگشت هر کدام از چهار کوارک پاد متقارن باشد. حال به خاطر تابع موج رنگی پادکوارک که پاد سه گانه $[1]_3$ است تابع موج رنگی ساختار چهار کوارکی باید سه گانه

در معادله (۱)، می‌توانیم مشاهده کنیم که چندگانه‌های ۱۵۱ و ۱۵۲ وجود دارند که از ضربهای نرمال $6 \otimes 6$ حاصل شده‌اند و منجر به دو ۴۵ گانه برای ساختار طعمی $q^2 \bar{q}$ ، معادله (۲)، که در آنها هشت گانه، ده گانه، بیست و هفت گانه و سی و پنج گانه موجودند می‌شوند. ساختارهای طعمی این چندگانه‌ها در گروه تقارنی SU_3 (۳) عبارتند از:

$$[321]_8, [411]_6, [42]_{27}, [51]_{35},$$

و ساختارهای طعم-اسپین این چندگانه‌ها در گروه تقارنی SU_{fs} (۶) به شکل زیر می‌باشند

$$[33111]_{56}, [321111]_{70}, [41111]_{56}, [51111]_{70}.$$

در هر حال مشاهده تجربی سایر حالت‌های پنج کواری در این چنین چندگانه‌های با مرتبه بالایی که در آنها دو کواریهای برداری وجود دارند ما را در درک ساختار باریونهای پنج کواری به‌خصوص در کارایی مدل پیشنهادی دو کواری برداری- دو کواری برداری- پادکواری برای توصیف نظری آنها کمک می‌کند.

پیوست ۲

(۵) تابع موج حالت پایه کواری- دو کواری موجود در پنج کواری است. این تابع موج جوابی برای معادله موج شرودینگر سیستم مزبور است، (شکل ۱).

$$H\psi_{n,l,m} = E_n\psi_{n,l,m},$$

$$H(q^2 q) = T(q^2 q) + V(q^2 q), T(q^2 q) \equiv \frac{\vec{\nabla}_r^2}{2m}, \quad (1)$$

که در آن از رهیافت مکانیک کوانتومی برای توصیف ساختار سه کواری استفاده کرده‌ایم. T و V به ترتیب انرژی جنبشی و پتانسیل برهم‌کنش کولنی، E انرژی بستگی و m جرم کاهش یافته سیستم است. یک تابع موج به ازای هر انرژی معین توسط مجموعه‌ای از سه عدد کوانتومی n, l, m معرفی می‌شود که بعد از حل ریاضی معادله شرودینگر مقادیری معین برای این اعداد کوانتومی به شکل زیر حاصل می‌شود

کواریها به شکل $[11]^0$ باشد تا منجر به تقارنهای مداری $[31]^0$ و $[4]^0$ برای q^2 به ترتیب برای طرحهای اول و دوم مدل شوند.

بر مبنای این ملاحظات برای ترکیب q^2 تقارنهای $([1111]^{oc}, [4]^{fs})$ و $([211]^{oc}, [31]^{fs})$ به ترتیب در طرحهای اول و دوم مدل وجود دارند. لذا تقارن $[1111]^{ocfs}$ برای q^2 که تابع موجی پاد متقارن کامل، مطابق اصل طرد پائولی است در هر دو طرح از مدل یکسان خواهد بود.

بخش تقارنی طعمی q^2 از فرمول تجزیه (۲) برای $q^2 \bar{q}$ حاصل می‌شود که در آن دو $\bar{6}_r$ داریم. دومی در مدل جفی^۱ و ویلچک^[۱۲] و اولی در مدل ما به خاطر برداری بودن دو کواریها به کار رفته است.

در مدل ما دو کواریها در حالت‌های تقارنی طعمی 6_r و رنگی $\bar{3}_c$ هستند و برهم‌کنشهای فوق ریز (رنگ-اسپین و طعم-اسپین) منجر به جرمی برای دو کواری برداری که بزرگتر از جرم دو کواری نرده‌ای است می‌شود. به‌عنوان مثال، دو کواری نرده‌ای در مدل جفی و ویلچک به کار رفته است و آنها به خاطر جرم کمتر این دو کواری نسبت به دو کواری برداری اندازه حرکت زاویه‌ای $l=1$ را بین دو دو کواری نرده‌ای در نظر گرفته‌اند تا به جرم تجربی دست یابند در حالی که در طرح اول از مدل ما $l=0$ است و جرم زیادتر در دو کواریهای برداری، ما را به جرم تجربی می‌رساند.

ما تقارنهای طعم-اسپین $[4]_{26}^{fs}$ و $[31]_{21}^{fs}$ را برای q^2 به ترتیب در طرح اول و طرح دوم از مدل در نظر گرفتیم که منجر به تقارنهای طعم-اسپین $[5111]_{70}$ و $[42111]_{134}$ برای $q^2 \bar{q}$ می‌شوند. حال درحالت اندازه حرکت زاویه‌ای $l=1$ برای q^2 ، نمایشهای مجاز چندی برای $q^2 \bar{q}$ در گروه تقارنی SU_{fs} (۶) حاصل شده‌اند.

اگر ساختار تقارنی طعمی q^2 را در نظر بگیریم،

۱.R. jaffe

۲.F. Wilczek

کوارک-دو کوارکی در اینجا و توصیف بوهر از اتم هیدروژن تشابه وجود دارد. بر اساس توصیف بوهر، شعاع بوهر، شعاع متوسط مدار حرکت یک الکترون حول هسته اتم هیدروژن در حالت پایه (پایینترین سطح انرژی، $1s$) است.

بنابراین a_0 در مدل ما شعاع بوهر حالت مقید سیستم کوارک-دو کوارکی است، با فرض غیر نسبیتی بودن سیستم با استفاده از تجزیه و تحلیل ابعادی داریم

$$a_0 \cong (\hbar m B)$$

که در آن $m \cong 200 \text{ MeV}$ جرم کاهش یافته و $B = 50 \text{ MeV}$ انرژی بستگی حالت مقید کوارک-دو کوارکی است. بعد از

محاسبه مقدار آن داریم

$$a_0 \cong 0.007 \text{ MeV}^{-1}$$



شکل ۱. حالت مقید کوارک-دو کوارک.

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

$$l = n-1, n-2, n-3, \dots, 0$$

$$m = -l, -l+1, -l+2, \dots, 0, \dots, l-2, l-1, l$$

$\psi_{l,0,0}$ جوابی به ازای پایینترین انرژی برای کوارک پایین (d)

می‌باشد.

$$\psi_{l,0,0} = \frac{1}{\sqrt{\pi a_0^3}} e^{-r/a_0} \quad (15)$$

مشاهده می‌شود که بین توصیف مکانیک کوانتومی سیستم

مراجع

- 054026; hep-ph 0009341; *Phys. Rev. C* **64** (2001) 065203; hep-ph/0105043.
11. T Inoue, et al., hep-ph/0311275 v2 9 Feb (2004); J Gasser, et al., *Nucl. Phys. B* **307** (1988) 779.
12. R Jaffe, F Wilczek, *Phys. Rev. Lett* **91** (2003) 232003.
13. S Takeuchi, hep-ph/0411016, H. Mineo, et al., nucl-th/0201082 v1 30 Jun (2002); K Nagata, A Hosaka arXiv 0802.2366 v1 17 Feb (2008); T De Grand, et al. arXiv 0712.254 v13 Dec (2007).
14. A R Haghpayma, hep-ph/0606162 v1 14 Jun (2006).
15. A R Haghpeima arXiv.0708.0763 v1 6 Aug 2007 and hep-ph/0606162 v114 Jun (2006).
16. A R Haghpeima, hep-ph/0606270 v1 26 Jun (2006).
17. V Dmitrasinovic, hep-ph/0402190 v2 26 May (2004).
18. E M Hemley and G Krein, *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989) 2586; R Gupta, *Nuclear Physics B* **83-88** (2000) 295-298.
19. R L Jaffe, *Phys. Rept.* **409** (2005) 1-45; hep-ph/0409065; Constantia Alexandrou, et al., hep-lat/0509113 v1 23 Sep (2005).
20. V V Barmin, et al., *Phys. Atom. Nucl.* **70** (2007); hep-ex/0603017 v2 21 Apr (2006).
21. L S Celenza, et al., *Phys. Rev. C* **60** (1999) 065209
22. L Hannelius and D O Riska, hep-ph/0001325 v1 31 Jan (2000); and hep-ph/9908393 v1 24 Aug (1999).
23. V D Burkert, *Int. J. Mod. Phys. A* **21** (2006) 1764; hep-ph/0510309 v2 7 Nov (2005); A. G. Oganesian, hep-ph/0608031 v1 3 Aug (2006).
24. V V Barmin, et al., [DIANACollaboration], hep-ex/0603017 v2 21 Apr (2006).
25. T Maruyama and T Hatsuda, *Phys. Rev. C* **61** (2000) 062201.
1. A Cabo Montes de Oca, et al., *Eur. Phys. J. C* **47** (2006) 355; hep-ph/0008003 v4 22 May (2002).
2. S Eidelman, et al., *Phys. Lett. B* **592** (2004) 1.
3. O Jahn, et al., *PoS LAT*, 069 (2005); hep-lat/0509102 v1 23 Sep (2005); M Oka, *J Mod. Phys. A* **21** (2006) 807; hep-ph/0509060 v1 7 Sep (2005); V Kolck, et al., nucl-th/0203055, 10 Aug (2001). D. Philips nucl-th/0203040. A R Haghpayma, hep-ph/0606214 v1 20 Jun (2006); hep-ph/0606270 v1 26 Jun (2006); R. Bijker, et al., hep-ph/010281; F1 Staxicu, et al., *Phys. Lett. B* **575** (2003) 242; C E Carlson, et al., *Phys. Lett. B* **573** (2003) 101; *Phys. Lett. B* **579** (2004) 52; J J Dudek, hep-ph/0403235 v1 22 Mar (2004); C Semang, et al., hep-ph/0408225 v2 21 Feb (2005); M Karliner and H J Lipkin, hep-ph/0307243.
4. T Nakano, et al., *Phys. Rev. Lett.* **91** 012002 (2003).
5. M Danilov, R Mizuk., hep-ex/0704.3531 v2 24 Jul (2007); A. S. B. Tariq, hep-lat/0711.0566 v1 5 Nov (2007); T Doi, hep-ph/0704.0959 v1 6 Apr (2007); K Hicks, hep-ph/0703004 v3 14 Mar (2007); hep-ph/0608129 v1 11 Aug (2006).
6. C P Burgess hep-th/0701053 v2 18 Jan (2007); N Brambilla, hep-ph/0012026.
7. V Bernard, et al., hep-ph/0611231.
8. A Ali Khan, hep-lat/0507031 v3 24 Oct (2005).
9. B Kubis, hep-ph/0703274; S Scherer, hep-ph/0210398; A Pich, hep-ph/9308351 v1 (1993). S Scherer and M R Schindler hep-ph/0505265, S. Scherer: *Adv. Nucl. Phys.* **27** (2003) 277, A V Manohar, hep-ph/9606222; H Leutwyler, hep-ph/9406283; hep-ph/0008124; G Ecker, hep-ph/0011026.
10. V E Lyubovitskij, et al., *Phys. Rev. D* **63**, (2001)

- (2006); R De Vita, et al., [CLAS Collaboration], *Phys. Rev. D* **74** (2006); 032001 hep-ex/0606062v1 27 Jun (2006), S Niccolai, et al., [CLAS Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 032001.
31. V V Barmin, et al., [DIANA Collaboration], hep-ex/0603017 v2 21 Apr (2006).
32. D Diakonov, hep-ph/0610166 v1 13 Oct (2006).
33. V Guzey, hep-ph/0608129 v1 11 Aug (2006).
26. M Oka and K Yazaki, in quarks and nuclei, ed. W Weise, World Scientific, Singapore (1984) 489.
27. Particle Data Group, *Phys. Rev. D* **66** 010001 (2002).
28. M Karliner and H J Lipkin, hep-ph/0410072, F Buccella and P Sorba, hep-ph/0401083. A hang, et al., hep-ph/0403210.
29. C E Carison, et al., hep-ph/0312325.
30. CLAS collaboration, B Mckinnon, et al., *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 212001; hep-ex/0603028 v1 14 Mar