



محاسبه جفت شدگی های نوکلئون- مزون در پتانسیل هسته ای تبادل تک بوزونی با استفاده از روش هولوگرافی

محمد رضا پهلوانی*، جعفر صادقی، راضیه مراد

دانشگاه مازندران، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

چکیده: در این مقاله جفت شدگی نوکلئون- مزون در پتانسیل هسته ای تبادل تک بوزونی با استفاده از تناظر AdS/CFT مورد مطالعه قرار گرفته است. در این روش تمام جفت شدگی های نوکلئون به مزون ها محاسبه شده است و نتایج حاصل با مقادیر بدست آمده از تطبیق داده های تجربی مقایسه شده است. لازم به ذکر است که تناظر گرانش- پیمانه تنها روش تحلیلی در دسترس برای محاسبه تمام این جفت شدگی ها می باشد.

مقدمه:

اولین بار یوکاوا تلاش های زیادی برای ساختن یک پتانسیل نوکلئون-نوکلئون بر حسب مدل تبادل مزونی در فیزیک هسته ای انجام داد. هر چند که روش به کار گرفته شده توسط یوکاوا، دستاوردهای مهمی با دقت بالا در پدیده شناسی بدست آورد، اما دارای نقص هایی نیز می باشد. در حقیقت پارامترهای مورد استفاده در مدل یوکاوا، مانند ثابت های جفت شدگی و جرم ها همگی با استفاده از نتایج تجربی بدست آمده از پراکندگی الاستیک نوکلئون-نوکلئون مشخص می شوند [۱]. پتانسیل نوکلئون-نوکلئون را می توان توسط تناظر AdS/CFT که بیانگر وجود یک دوگانگی بین نظریه ریسمان از یک سو و نظریه پیمانه ای همدیس از سوی دیگر است، بررسی کرد. از مزایای این روش این است که ثابت های جفت شدگی بین نوکلئون ها و مزون ها محاسبه می شود. ما در این پژوهش با استفاده از یک مدل هولوگرافی در تئوری ریسمان غیر بحرانی، ثابت های جفت شدگی نوکلئون- مزون را محاسبه کرده ایم. نتایج بدست آمده با داده های تجربی در توافق خوبی هستند.

پتانسیل نوکلئون-نوکلئون هولوگرافی



اخیراً مدل های هولوگرافی زیادی توسط تناظر AdS/CFT برای بررسی مسائل QCD معرفی شده است. مطالعات نشان داده است که شکستن ابر تقارن در این مدل ها برای رسیدن به فیزیک چهار بعدی موجب تولید برخی مدهای ناخواسته می شود که به مدهای هادرونی جفت می شوند و قابل جداسازی نیستند. ما برای جلوگیری از این مشکل یک مدل هولوگرافی در پس زمینه تئوری ریسمان غیر بحرانی در نظر گرفته ایم. مطالعات نشان داده است که نتایج حاصل از مدل های غیربحرانی برای بسیاری از خواص QCD انرژی پایین با داده های حاصل از شبکه در توافق است [۲-۴]. یکی از این مدل های غیربحرانی مدل AdS_7 است که توسط یک دسته از D^4 -brane های $near-extremal$ پیچیده روی یک دایره با شرایط مرزی پادتناوبی ایجاد می شود که N_f تا D^4 -brane و N_f تا $\overline{D^4}$ -brane در آن قرار می گیرند. $Brane$ های رنگ در طول مختصات t, X_1, X_2, X_3, τ گسترده شده اند، در حالیکه $brane$ های طعم در جهت های t, X_1, X_2, X_3, u قرار دارند. تئوری مؤثر روی ترکیب $brane$ ها، یک تئوری مؤثر شبه QCD چهاربعدی با تقارن گلوبال $U(N_f)_L \times U(N_f)_R$ می باشد که توسط جفت $brane$ های طعم $D^4/\overline{D^4}$ القا شده است. هندسه نزدیک افق D^4 - $brane$ های رنگ در تئوری ریسمان غیربحرانی به شکل زیر نوشته می شود [۵]:

$$ds^2 = \left(\frac{U}{R}\right)^2 (-dt^2 + dx_i dx_i + f(U) d\tau^2) + \left(\frac{R}{U}\right)^2 \frac{dU^2}{f(U)} \quad (1)$$

که در آن $R^2 = 15/2$ و $f(U) = 1 - (U_{KK}/U)^5$ می باشد. همچنین این پس زمینه شامل یک دیلاتون ثابت $e^\phi = 2\sqrt{2}/\sqrt{3}Q_c$ و یک قدرت میدان شش-فرم راموند-راموند است. پارامتر Q_c با تعداد $brane$ های رنگ N_c متناسب است. مختصه τ نیز باید شرط تناوبی $\tau \sim \tau + \delta\tau$ با $\delta\tau = 4\pi R^2 / 5U_{KK}$ را ارضاء کند. همچنین مقیاس جرم $Kaluza-Klein$ این بعد فشرده برابر $M_{KK} = 5U_{KK} / 2R^2$ است [۵]

در مدل هولوگرافی غیربحرانی AdS_7 ، می توان یک D^0 -brane غیر پیچیده را به عنوان رأس باریونی در نظر گرفت که یک جمله $Chern-Simon$ روی جهان حجم آن وجود دارد و N_c واحد بار الکتریکی را روی آن القا می کند. بنابراین لازم است تا N_c ریسمان بنیادی به رأس باریونی متصل باشد. انتهای دیگر این ریسمان ها باید به D^4 -brane طعم متصل شود. نشان داده می شود که D^0 -brane همانند یک شی با بار الکتریکی نسبت به میدان پیمانه ای روی D^4 -brane طعم عمل می کند و می توان گفت که D^0 -brane در کنار D^4 -brane همانند یک اینستانتون گسترده شده است. ما با استفاده از کنش مؤثر باریون در حد تعداد رنگ زیاد نشان داده



ایم که باریون یک شی کوچک در پنج بعد است و می توان آن را به عنوان یک میدان کوانتومی شبه نقطه ای پنج بعدی در نظر گرفت. در نتیجه می توان کنش را برای باریون به شکل مجموع سه جمله شامل جمله جنبشی استاندارد دیراک، جمله جرمی وابسته به مکان و جمله ای که نشان دهنده جفت شدگی بین میدان باریون و میدان پیمانه ای پنج بعدی است، در نظر گرفت. این کنش به شکل زیر نوشته می شود:

$$\int d^4x du \left[-i \bar{\mathcal{B}} \gamma^m D_m \mathcal{B} - im_b(u) \bar{\mathcal{B}} \mathcal{B} + g_s(u) \frac{\rho_{baryon}^2}{e^2(u)} \bar{\mathcal{B}} \gamma^{mn} F_{mn} \mathcal{B} \right] \quad (2)$$

از آنجایی که فیزیک انرژی پایین چهار بعدی از محدود کردن مدهای نزدیک مبدأ پنجمین جهت بدست می آید، لازم است تا برای رسیدن به نوکلئون چهار بعدی فیزیکی، پایین ترین ویژه مدهای این نوکلئون پنج بعدی را در نظر بگیریم. در نتیجه کنش پنج بعدی (رابطه (۲)) باید به چهار بعد کاهش یابد. این عمل می تواند با اعمال بسط مدی میدان پیمانه ای و میدان باریون انجام شود. میدان پیمانه ای A_μ در پیمانه $A_u=0$ بسط مدی ای به شکل زیر دارد،

$$A_\mu(x, u) = i \alpha_\mu(x) \psi_0(u) + i \beta_\mu(x) + \sum_n \alpha_\mu^{(n)}(x) \psi_n(u) \quad (3)$$

به این نکته اشاره می کنیم که $\psi_{(2k+1)}(u)$ تحت تبدیل $u \rightarrow -u$ زوج است در حالی که $\psi_{(2k)}(u)$ تحت این تبدیل فرد می باشد که این دو به ترتیب با مزون های برداری و مزون های بردار محوری متناظرند. توابع $\psi_{(n)}(u)$ به روش عددی قابل حل اند.

از سوی دیگر میدان نوکلئون می تواند به شکل $\mathcal{B}_{L,R}(x^\mu, u) = B_{L,R}(x^\mu) f_{L,R}(u)$ بسط داده شود که در آن $\gamma^5 B_{L,R} = \pm B_{L,R}$ مؤلفه های کایرال چهار بعدی هستند. $f_{L,R}(u)$ از شرایط زیر پیروی می کنند.

$$\begin{aligned} \partial_u f_L(u) + m_b(u) f_L(u) &= m_b f_R(u) \\ -\partial_u f_R(u) + m_b(u) f_R(u) &= m_b f_L(u) \end{aligned} \quad (4)$$

ویژه مقدار m_B جرم مد نوکلئونی $B(x)$ است. همچنین توابع $f_{L,R}(u)$ از شرط تعامد نیز پیروی می کنند. با جایگذاری این دو بسط در رابطه کنش نوکلئون پنج بعدی (۲) کنش مؤثر چهار بعدی برای نوکلئون به شکل زیر بدست می آید.

$$\int d x^4 \left(-i \bar{B} \gamma^\mu \partial_\mu B - i m_B \bar{B} B + \mathcal{L}_{vector} + \mathcal{L}_{axial} \right) \quad (5)$$

که در آن لاگرانژی جفت شدگی نوکلئون به مزون های برداری و مزون های بردار محوری با استفاده از رابطه زیر محاسبه می شوند،

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{vector} &= -i \bar{B} \gamma^\mu \beta_\mu B - \sum_{k \geq 0} g_V^{(k)} \bar{B} \gamma^\mu a_\mu^{(2k+1)} B + \sum_{k \geq 0} g_{dV}^{(k)} \bar{B} \gamma^{\mu\nu} \partial_\mu a_\nu^{(2k+1)} B \\ \mathcal{L}_{axial} &= -\frac{i g_A}{2} \bar{B} \gamma^\mu \gamma^5 \alpha_\mu B - \sum_{k \geq 1} g_A^{(k)} \bar{B} \gamma^\mu \gamma^5 a_\mu^{(2k)} B + \sum_{k \geq 1} g_{dA}^{(k)} \bar{B} \gamma^{\mu\nu} \partial_\mu a_\nu^{(2k)} B \end{aligned} \quad (6)$$

ثابت های جفت شدگی مختلف، مجموع جفت شدگی های کمینه و مغناطیسی برآمده از کنش (۲) می باشند و توسط توابع موج داخل انتگرال ها محاسبه می شوند. ما با استفاده از حل انتگرال های مربوط به این جفت شدگی ها، می توانیم جفت شدگی نوکلئون به مزون های مختلف را محاسبه کنیم. به عنوان مثال برای مزون های شبه اسکالر مانند π, η' داریم،

$$\frac{g_{\pi NN}}{2m_N} M_{KK} \equiv \frac{g_A^{triplet}}{2f_\pi} M_{KK}, \quad \frac{g_{\eta' NN}}{2m_N} M_{KK} \equiv \frac{N_c g_A^{\sin glet}}{2f_\pi} M_{KK} \quad (7)$$

همچنین برای مزون های برداری $\rho^{(k)}, \omega^{(k)}$ و مزون های بردار محوری $a^{(k)}, f^{(k)}$ داریم،

$$\begin{aligned} g_{\rho^{(k)} NN} &\equiv \frac{g_V^{(k) triplet}}{2}, \quad g_{\omega^{(k)} NN} \equiv \frac{N_c g_V^{(k) \sin glet}}{2} \\ g_{a^{(k)} NN} &\equiv \frac{g_A^{(k) triplet}}{2}, \quad g_{f^{(k)} NN} \equiv \frac{N_c g_A^{(k) \sin glet}}{2} \end{aligned} \quad (8)$$

این جفت شدگی ها در پتانسیل نوکلئون- نوکلئون هولوگرافی وارد می شوند. ما با استفاده از معادلات بدست آمده برای جفت شدگی های تک تابه و سه تابه، جفت شدگی نوکلئون به مزون ها را محاسبه کرده ایم. در این محاسبات N_c را برابر سه فرض کرده ایم. همچنین مقیاس جرم مدل را برای سازگاری مدل با طیف مزون ها برابر 835 MeV بدست آورده ایم.

نتیجه گیری

ما در این مقاله با استفاده از یک مدل هولوگرافی برای QCD ثابت های جفت شدگی نوکلئون-مزون در پتانسیل تبادل تک بوزونی را محاسبه کرده ایم. برخی از نتایج بدست آمده در جدول ۱ ارائه شده است. همانطور که ملاحظه می شود این مقادیر با داده های تجربی در توافق خوبی می باشند. مزیت استفاده از مدل های هولوگرافی در این است که می توان این ثابت ها را به صورت تحلیلی محاسبه کرد. در صورتی که در فیزیک هسته ای پارامترهای مدل مانند ثابت های جفت شدگی از انطباق با داده های تجربی تعیین می شوند.

جدول ۱- ثابت های جفت شدگی نوکلئون- مزون در $OBEP$ با استفاده از روش هولوگرافی

Couplings	$g_{\pi NN}$	$g_{\eta' NN}$	$g_{\omega NN}$	$g_{\rho NN}$
Holography model	۱۱, ۴۱	۱۰, ۱	۱۲, ۶	۳, ۶
Experimental [۶]	۱۳, ۱- ۱۳, ۵	۱۰, ۵- ۱۵, ۳	۱۲, ۲- ۱۵, ۹	۳, ۱- ۶, ۵

مراجع:

- [۱] Kim Y, Lee S and Yi P, "Nucleon-Nucleon Potential in Holographic QCD", Nuclear Physics A ۸۴۴ ۲۲۴c-۲۲۸c (۲۰۱۰).
- [۲] R. Casero, A. Paredes and J. Sonnenschein, "Fundamental matter, meson spectroscopy and non-critical string / gauge", JHEP ۰۶۰۱, ۱۲۷ (۲۰۰۶).
- [۳] M. R. Pahlavani, J. Sadeghi and R. Morad, The Holographic Description of Baryon in Non-Critical String Theory, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. ۳۹, ۰۶۵۰۰۴ (۲۰۱۲).
- [۴] Pahlavani M. R, Sadeghi J. and Morad. R, "Binding Energy of a Holographic Deuteron and Tritium in Anti-de-Sitter Space/Conformal Field Theory (AdS/CFT)", Phys. Rev. C ۸۲, ۰۲۵۲۰۱ (۲۰۱۰).
- [۵] S. Kuperstein, J. Sonnenschein, "Non-critical, near extremal AdS(۶) background as a holographic laboratory of four dimensional YM theory", JHEP ۰۴۱۱, ۰۲۶ (۲۰۰۴).
- [۶] C. Downum, T. Barnes, J. R. Stone, E. S. Swanson "Nucleon-Meson Coupling Constants and Form Factors in the Quark Model", Phys.Lett.B, ۶۳۸: ۴۵۵-۴۶۰, (۲۰۰۶).