Nucleon Properties from Modified Sigma Model

خصائص النيوكليون الناتجة من تعديل نموذج سيجما

Rashdan, M.; Abu-Shady, M.; Ali, T. S. T.

تم توسعة نموذج Birse ليتضمن رتب اعلى للتفاعلات الميزونية. تم حل معادلات المجال في تقريب متوسط المجال ووجد اتفاق جيد مع بيانات خواص النيوكلون. هذا الاتفاق افضل من ما تم الحصول عليه من النموذج الاصلي لـ Birse وBanerjee وهذا يشير إلى اهمية تضمين ارتباطات الميزون ذات الرتب العالية.

1. مقدمة Introduction

تعتبر الديناميكا اللونية الكمومية Quantum chromodynamics (QCD) نقطة بداية مقبولة لنظرية التفاعلات القوية. تأتي التجربة الرئيسية الداعمة لهذا من الظاهرة المعروفة بخط التقارب الحر والذي يعطي وصف نوعي صحيح للتشتت الغير مرن العميق deep-inelastic scattering (DIS) والمتزايد. ولكن زيادة الازدواج عند طاقة منخفضة يعمل على معالجة الـ nonperturbation ويجعل من الصعب توضيح حسابات الطاقة المنخفضة. جوانب الديناميكا اللونية الكمومية المحفوظة عند طاقة منخفضة هي المتماثلات.

ومن المعروف جيدا ان تماثل تشيرال chiral symmetry يكون في الغالب مضبوط وعلاوة على ذلك، يحدث انكسار تلقائي عند طاقة منخفضة، وهذه حقيقة سبقت الديناميكا اللونية الكمومية. هذا يعطي نظرية المجال تميز من خلال فعاليتها ولكن اعادة توحيد نظريات المجال مثل Gell-Mann ونموذج Levy chiral مع البيون ككونه بوزون Goldstone. من خلال PCAC فانه سوف يزودنا بنموذج بمختلف الاختبارات لنظريات الطاقة المنخفضة، على سبيل المثال، علاقة Goldberger-Treimann، وعلاقة Adler-Weisberger إلى اخ. وضعت نماذج Hadron لفهم تركيب النيوكليون الذي يحقق القيود المفروضة بواسطة تماثل chiral. كسر تماثل chiral الواضح والتلقائي يتطلب وجود البيون pion الذي يتلاشى كتلته في حدود كتلة صفرية (zero current mass). اقترحت حلول قليلة للجرانج نماذج موجة chiral المنعزلة الخطية عندما تطبق على النيوكلون والدلتا.

اول من قدم نموذج نيوكليون في حالة مرتبطة لثلاثة كواركات متفاعلة من خلال ρ- وميونات π هما Birse وBanerjee [1]. لقد اعتبرنا نموذج يعتمد على فكرة قوى الديناميكا اللونية الكمومية القوية. وقمنا بدراسة نموذج سيجما الخطي لوصف تفاعلات الكواركات وميزون-π في تقريب المجال المتوسط والذي يمتلك خواص القنفذ (hedgehog): $\pi(r) = \hat{r}\pi(r)$. نموذج مشابه استخدم بواسطة Kalbermann وEisenberg [2]. قام Birse [3] بتعميم هذا المجال المتوسط ليشمل العزم الزاوي ومسقط العدد الكمي ازوسبين isospin وKahana وRipka [4] استخدما تأُثير بحر الكواركات واستقطاب الفراغ. ومن جانب اخر قام Rashdan بحساب جهد النيكليون-نيوكليون باستخدام نموذج NJL وتأُير كتلة الميزون على الطاقة لكل باريون baryon في مادة الكوارك. استخدم Sahu وOhnishi حدود رتب اعلى للتفاعلات الميزونية في نموذج سيجما الخطي. استخدموا نظرية متوسط المجال للحصول على وصف افضل لخواص المادة النووية.

الهدف من هذا البحث هو للتحقق من تأُثير التفاعلات الميزونية ذات الرتب العالية في نموذج سيجما الخطي. وتعميم جهد ميزون chiral الى القوة (n+1). الحالة n=1 تعطي نموذج سيجما الاصلي لـ Birse وBanerjee [1] وGell-Mann و Levy [7]. وصف النموذج معطى في الجزء 2 وحل معادلات المجال تم مناقشتها في الجزء 3. قمنا بتقدير خواص النيوكليون في الجزء 4. النتائج العددية والمناقشة موضح في الجزء 5.

2. نموذج سيجما-شيرال كوارك مع رتب تفعالات ميزونية عالية

Chiral Quark-Sigma Model with Higher-Order Mesonic Interactions

1.2 نموذج سيجما الخطي The linear sigma model

نموذج سيجما الخطي الاصلي لـ Gell-Mann و Levy [7] و Birse و Banerjee [1] ملخص في هذا الجزء الفرعي وتفاعلات الميزونية ذات الرتبة العالية موضحة في الجزء الفرعي القادم.

كثافة لاجرانج لنموذج سيجما الخطي الذي يصف التفاعلات بين الكواركات من خلال تبادل ميزونات-π و-σ تكون [1]

$$L(r) = i\bar{\Psi}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\Psi + \frac{1}{2}\left(\partial_{\mu}\sigma\partial^{\mu}\sigma + \partial_{\mu}\boldsymbol{\pi}\cdot\partial^{\mu}\boldsymbol{\pi}\right) + g\bar{\Psi}(\sigma + i\gamma_5\boldsymbol{\tau}\cdot\boldsymbol{\pi})\Psi - U_1(\sigma,\boldsymbol{\pi})\,, \quad (1)$$

مع تفاعل جهد الميزون-ميزون

$$U_1(\sigma,\boldsymbol{\pi}) = \frac{\lambda^2}{4}\left(\sigma^2 + \boldsymbol{\pi}^2 - \nu^2\right)^2 + m_{\pi}^2 f_{\pi}\sigma\,, \quad (2)$$

حيث Ψ و σ و π هي مجال كوارك ومجال سيجما ومجال بيون على التوالي. في تقريب المجال المتوسط فان مجالات الميزون تعامل على انها مجالات كلاسيكية مستقلة زمنية time-independent. وهذا يعني اننا نستبدل القوة الاسية ونواتج مجالات الميزون بالقوة الاسية المقابلة والنواتج لقيمها المتوقعة expectation value. تفاعلات الميزون-ميزون في المعادلة (2) تؤدي إلى شيرال خفي بتماثل SU(2) × SU(2) مع التعويض عن $\sigma(r)$ على قيمة التوقع للفراغ

$$\langle\sigma\rangle = -f_{\pi}\,, \quad (3)$$

حيث f_{π} = 93 MeV هو ثابت اضمحلال البيون. الحد الأخير في المعادلة (2) متضمن لكي يكسر تماثل الشيرال. وهذا يؤدي إلى حفاظ جزئي للمتجه المحوري لتيار الايزوبين isospin (PCAC).

المعاملات λ^2و ν^2 يمكن ان تشتق بدلالة f_π وكتل ميزونات -σ و-π. ويمكن زيادة قيم مجال فراغ التوقع الذي يقلل الجهد حول $\sigma = - f_\pi$ و $\pi=0$:

$$0 = \left.\frac{\partial U_1}{\partial \sigma}\right|_{\sigma=-f_\pi,\pi=0} = -\lambda^2 f_\pi (f_\pi^2 - \nu^2) + m_\pi^2 f_\pi \Rightarrow m_\pi^2 = \lambda^2 (f_\pi^2 - \nu^2), \quad \nu^2 = f_\pi^2 - \frac{m_\pi^2}{\lambda^2}. \tag{4}$$

وبالمثل،

$$m_\sigma^2 = \left.\frac{\partial^2 U_1}{\partial \sigma^2}\right|_{\sigma=-f_\pi,\pi=0} = \lambda^2 [3 f_\pi^2 - \nu^2]$$

بادراج المعادلة (4)، نحصل على

$$\lambda^2 = \frac{m_\sigma^2 - m_\pi^2}{2 f_\pi^2}. \tag{5}$$

2.2. التفاعلات الميزونية ذات الرتبة العالية Higher-order mesonic interactions

لنشمل التفاعلات الميزونية ذات الرتبة العالية، افترضنا شكل جهد الميزون التالي كما في المرجع [6]:

$$U_n(\sigma, \pi) = \frac{\lambda_1^2}{4} (\sigma^2 + \pi^2 - \nu_1^2)^{n+1} + m_\pi^2 f_\pi \sigma. \tag{6}$$

من الواضح ان هذا الجهد ايضا يحقق تماثل تشيرال. بتطبيقة فرضية ACAC وبالشروط الدنيا للجهد المعتاد في حالة n=2 نحصل على،

$$U_2(\sigma, \boldsymbol{\pi}) = \frac{(\lambda^2)^2}{24m_\pi^2}(\sigma^2 + \boldsymbol{\pi}^2 - \nu_1^2)^3 + m_\pi^2 f_\pi \sigma\,, \qquad (7)$$

حيث

$$\nu_1^2 = f_\pi^2 - \frac{2m_\pi^2}{\lambda^2}\,. \qquad (8)$$

الان سوف نقوم بتوسيع القيم الدنيا والعظمى بواسطة المجال المزاح المعرف على النحو التالي

$$\sigma = \sigma' - f_\pi\,, \qquad (9)$$

بادخال المعادلة (9) والمعادلة (6) في المعادلة (1) نحصل على

$$\begin{aligned} L(r) = {} & i\bar{\Psi}\gamma^\mu \partial_\mu \Psi + \frac{1}{2}(\partial_\mu \sigma' \partial^\mu \sigma' + \partial_\mu \boldsymbol{\pi} \cdot \partial^\mu \boldsymbol{\pi}) \\ & - g\bar{\Psi} f_\pi \Psi + g\bar{\Psi}\sigma'\Psi + ig\bar{\Psi}\gamma_5 \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\pi}\Psi - U_2(\sigma', \boldsymbol{\pi})\,, \end{aligned} \qquad (10)$$

مع

$$U_2(\sigma', \boldsymbol{\pi}) = \frac{\lambda_1^2}{4}((\sigma' - f_\pi)^2 + \boldsymbol{\pi}^2 - \nu_1^2)^3 + m_\pi^2 f_\pi \sigma' - m_\pi^2 f_\pi^2\,. \qquad (11)$$

المجالات الغير معتمدة على الزمن $\sigma'(r)$ و$\pi(r)$ تحقق معادلة لجرانج ايولر Euler-Lagrangian ودالة الكوارك الموجية تحقق معادلة قيم ايجن لديراك Dirac eigenvalue. معادلات مجالات الميزون تكتب على النحو التالي

$$\Box\sigma' = g\bar{\Psi}\Psi - \frac{3}{2}\lambda_1^2(\sigma' - f_\pi)((\sigma' - f_\pi)^2 + \boldsymbol{\pi}^2 - \nu_1^2)^2 - m_\pi^2 f_\pi\,, \qquad (12)$$

$$\Box\boldsymbol{\pi} = ig\bar{\Psi}\gamma_5 \cdot \boldsymbol{\tau}\Psi - \frac{3}{2}\lambda_1^2 \boldsymbol{\pi}((\sigma' - f_\pi)^2 + \boldsymbol{\pi}^2 - \nu_1^2)^2\,, \qquad (13)$$

حيث ان τ تشير إلى مصفوفة ايزوسبين باولي $\gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$.

نحن استخدمنا طريقة hedgehog (القنفذ) لمجال البيون [1]

$$\pi(r) = \hat{r}\pi(r) \qquad (14)$$

الان، الايزوسبين للبيون والعزم الزاوي الفراغي مرتبطين لان حدود مصدر الكوارك هي نفسها مرتبطة طبقا للدوال الموجية $SU_{spin}(2) \times SU_{isospin}(2)$. وهذا سوف يتأسس باستخدام طريقة القنفذ، والتي تكسر تماثل I وتكسر تماثل J، ولكن تحافظ على غزل جراند G:

$$G = J + I = L + S + I \qquad (15)$$

معادلات ديراك للكواركات هي

$$\frac{du}{dr} = -P(r)u + (W + m_q - S(r))w\,, \qquad (16)$$

$$\frac{dw}{dr} = -(W - m_q + S(r))u - \left(\frac{2}{r} - P(r)\right)w\,, \qquad (17)$$

حيث $S(r) = g\langle\sigma'\rangle, P(r) = \langle\pi.\hat{r}\rangle$ و W هي الجهد القياسي، والجهد pseudoscalar وقيم ايجن لسبينور (spinor) الكوارك Ψ على التوالي. بما فيها درجات حرية الالوان يمكن ان يكون $g\widehat{\Psi}\Psi \rightarrow N_c\widehat{\Psi}\Psi$ حيث Nc تساوي 3 الوان، و g هو ثابت الازدواج. دوال ديراك الموجية $\Psi(r)$ و $\widehat{\Psi}(r)$ تعطى على النحو التالي

$$\Psi(r) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}\begin{bmatrix} u(r) \\ iw(r) \end{bmatrix} \quad \text{and} \quad \bar{\Psi}(r) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}[u(r) \quad iw(r)]\,, \qquad (18)$$

وكثافة السيجما وكثافة البيون وكثافة المتجه تعطى على النحو التالي

$$\rho_s = N_c g \bar{\Psi}\Psi = \frac{3g}{4\pi}(u^2 - w^2)\,, \tag{19}$$

$$\rho_p = iN_c g \bar{\Psi}\gamma_5 \boldsymbol{\tau}\Psi = \frac{3}{4\pi} g(-2uw)\,, \tag{20}$$

$$\rho_v = \frac{3g}{4\pi}(u^2 + w^2)\,. \tag{21}$$

معادلات مجال الميزون معرضة لشروط الحدية المفترضة ان المجالات تؤول لقيمهم الفراغية.

$$\sigma(r) \sim -f_\pi \text{ MeV}\,, \qquad \pi(r) \sim 0 \quad \text{at} \quad r \to \infty\,. \tag{22}$$

3. حل معادلات المجال The Solution of the Field Equations

1.3. المجال القياسي σ'

لحل المعادلة الاولى من (12) نكامل دالة جرين مناسبة على مصدر المجالات [8] وعليه نحصل على

$$\sigma'(\mathbf{r}) = \int d^3\mathbf{r}'\, D_\sigma(\mathbf{r} - \grave{\mathbf{r}}) \Big[g\rho_s(\grave{\mathbf{r}}) - \frac{3}{2}\lambda_1^2(\sigma'(r') - f_\pi) \\ \times \left((\sigma'(r') - f_\pi)^2 + \pi^2(\mathbf{r}') - \nu_1^2 \right)^2 - m_\pi^2 f_\pi \Big]\,, \tag{23}$$

حيث

$$D_\sigma(\mathbf{r} - \grave{\mathbf{r}}) = \frac{1}{4\pi|\mathbf{r} - \grave{\mathbf{r}}|} \exp(-m_\sigma|\mathbf{r} - \grave{\mathbf{r}}|)\,. \tag{24}$$

المجال القياسي كروي في هذا النموذج حيث اننا نحتاج فقط الحد $l = 0$

$$D_\sigma(\mathbf{r}-\mathbf{r}') = \frac{1}{4\pi}\sinh(m_\sigma r_<)\frac{\exp(-m_\sigma r_>)}{r_>}, \tag{25}$$

ولهذا

$$\begin{aligned}\sigma'(\mathbf{r}) = m_\sigma \int_0^\infty r'^2\, dr' &\left(\frac{\sinh(m_\sigma r_>)}{m_\sigma r_>}\frac{\exp(-m_\sigma r_>)}{m_\sigma r_>}\right)\\ &\times\left[g\rho_s(\hat{\mathbf{r}}) - \frac{3}{2}\lambda_1^2(\sigma'(r')-f_\pi)\right.\\ &\left.\times\left((\sigma'(r')-f_\pi)^2+\pi^2(\hat{r})-\nu_1^2\right)^2 - m_\pi^2 f_\pi\right].\end{aligned} \tag{26}$$

لاحظ ان هذا الشكل متضمن لحل σ' الذي يشمل تكاملات على σ' الغير معروفة. سوف نقوم بحل هذه المعادلات التكاملية بواسطة التكرار للتطابق الذاتي.

2.3. مجال البيون π

لحل المعادلة (13) قمنا بتكامل دالة جرين مناسبة على مصدر المجالات. استخدمنا $l = 1$ كمركبة لدالة جرين للبيون وعليه حصلنا على

$$\begin{aligned}\pi(r) = m_\pi \int_0^\infty r'^2\, dr' &\frac{[-\sinh(m_\pi r_<)+m_\pi r_< \cosh(m_\pi r_<)]}{(m_\pi r_>)^2}\\ &\times\left(\left(1+\frac{1}{m_\pi r_>}\right)\frac{\exp(-m_\pi r_>)}{m_\pi r_>}\right)\\ &\times\left(g\rho_p - \frac{3}{2}\lambda_1^2\pi\left((\sigma'(\hat{r})-f_\pi)^2+\pi^2(\hat{r})-\nu_1^2\right)^2\right).\end{aligned} \tag{27}$$

قمنا بحل معادلات ديراك (16) و(17) باستخدام الرتبة الرابعة لـ Runge-Kutta. ونتيجة للعلاقة الغير خطية للمعادلات (12) و(13) فانه من الضروري تكرار الحل حتى نحصل على توافق ذاتي. ولكي نبدأ عملية التكرار استخدمنا دائرة تشيرال لمجالات الميزون:

$$S(r) = m_q(1 - \cos\theta), \qquad P(r) = -m_q \sin\theta, \tag{28}$$

حيث $\theta = \tanh r$ و m_q هي كتلة الكوارك.

4. كتلة النيوكليون The Mass of the Nucleon

كثافة الطاقة ε تعطى بواسطة

$$\varepsilon = T^{00} = \frac{\partial L}{\partial(\partial_0 \Phi_i)} \partial_0 \Phi_i - L, \tag{29}$$

حيث T^{00} يمكن ان تكتب على النحو التالي:

$$\begin{aligned} T^{00} &= i\bar{\Psi}\partial^0\gamma^0\Psi + \partial_0\sigma'\partial^0\sigma' + \partial_0\boldsymbol{\pi}\cdot\partial^0\boldsymbol{\pi} \\ &- \Big[\bar{\Psi}i\gamma^\mu\partial_\mu\Psi - gf_\pi\bar{\Psi}\Psi + igf_\pi\bar{\Psi}\gamma^5\boldsymbol{\tau}\Psi\cdot\boldsymbol{\pi} + g\bar{\Psi}\Psi\sigma' \\ &+ \frac{1}{2}(\partial_\mu\sigma')^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu\boldsymbol{\pi})^2 - U_2(\sigma',\boldsymbol{\pi})\Big] \end{aligned} \tag{30}$$

وكذلك

$$\begin{aligned} \varepsilon &= -\bar{\Psi}(i\boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{\gamma} + m_q)\Psi + \frac{1}{2}(\boldsymbol{\nabla}\sigma')^2 + \frac{1}{2}(\nabla\cdot\boldsymbol{\pi})^2 \\ &- g\bar{\Psi}(i\gamma_5\boldsymbol{\tau}\cdot\boldsymbol{\pi} + \sigma')\Psi + U_2(\sigma',\boldsymbol{\pi}) - U_2(\sigma' = 0, \boldsymbol{\pi} = 0), \end{aligned} \tag{31}$$

والتي تمثل حدود الكوارك وطاقة الحركة لـ σ' و π وتفاعل الكوارك-ميزون وتفاعل الميزون-ميزون على التوالي

حدود طاقة الحركة للكوارك يمكن اعادة التعبير عنها على النحول التالي بواسطة معدلة ديراك لقيم الايجن للحركة:

$$(\mathrm{KE})_{\mathrm{quark}} = -(m_q - S(r))\rho_s(r) + W\rho_v(r) + P(r)\rho_p(r)\,. \qquad (32)$$

نحن نستخدم معادلة الحركة لـ σ' القياسية

$$(\Box + m_\sigma^2)\sigma' = g\bar{\Psi}\Psi - \frac{\partial U_2}{\partial \sigma'}\,, \qquad (33)$$

وعليه

$$(\mathrm{KE})_{\mathrm{sigma}} = \frac{1}{2}\sigma'\left[g\bar{\Psi}\Psi - \frac{\partial U_2}{\partial \sigma'} - m_\sigma^2\sigma'\right]. \qquad (34)$$

بالمثل، لمجال البيون لدينا

$$(\mathrm{KE})_{\mathrm{pion}} = \frac{1}{2}\pi\left[g\bar{\Psi}i\gamma_5\Psi - \frac{\partial U_2}{\partial \pi} - m_\pi^2\pi\right]. \qquad (35)$$

طاقة الميزون الاستاتيكية تعطى بالعلاقة التالية

$$E_{\mathrm{Static}} = U_2(\sigma', \pi) - U_2(\sigma' = 0, \pi = 0)\,. \qquad (36)$$

طاقة تفاعل سيجما-كوارك وطاقة تفاعل سيجما-بيون تعطى على التوالي

$$(m_q - g\sigma')\rho_s\,, \quad -g\pi\rho_p\,. \tag{37}$$

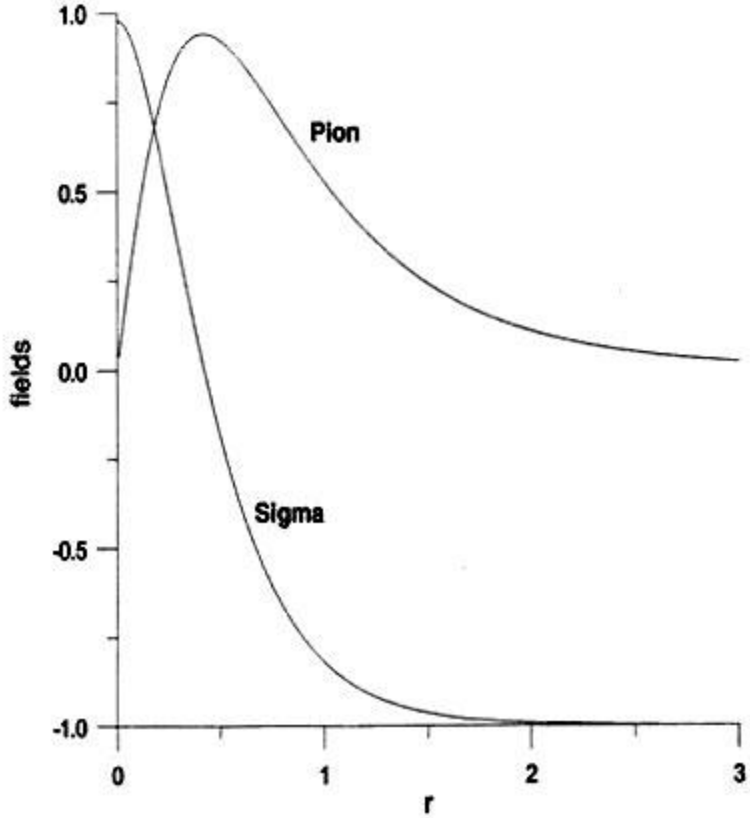
واخيرا،

$$E_{\text{total}} = \int d^3r\,\varepsilon(r) = N_c W + 4\pi\int_0^\infty r^2\,dr\,\varepsilon(r)\,. \tag{38}$$

حسابات الطاقة سوف تعرض في الجدول 1

5. النتائج العددية والمناقشة Numerical Results and Discussion

معادلات المجال (12) – (17) تم حلها بواسطة التكرار لقيم مختلفة لكتل الكوارك والسيجما. الجدول 1 و2 يبينا حسابات النيكلونات لقيم $m_q = 350$ MeV و $m_\sigma \geq 540$ MeV. وكما نلاحظ من هذه الجداول، الزيادة في رتبة تفاعل الميزون تعدل بشكل كبير رصد النيوكليون بالمقارنة مع نموذج سيجما الخطي لـ Gell-Mann و Levy [7]، وBirse و Banerjee [1] حيث كتل الكوارك والسيجما اخذت القيم 500 MeV و 1200 MeV، على التوالي، والتي تعد اكبر من المشار لها في البحوث العلمية [9-13]. وهذا بسبب ان في المرجع 1 الحلول المرتبط تم الحصول عليها فقط لـ $4.55 > g > 3.9$ وكذلك بسبب نقص درجة تفاعل الميزوني والتي اخذت الرتبة الادنى. بزيادة الرتبة فان هذه المشكلة تم التخلص منها، حيث حصلنا على نتائج جيدة بقيم معقولة لكتل الكوارك والسيجما في $m_q = 350$ MeV و $m_\sigma \geq 540$ MeV والتي تتفق مع نماذج الموجة المنعزلة (soliton) مختلفة [14,15]. نتائج افضل تم الحصول عليها لـ m_q=350 MeV و m_σ=560 MeV كما هو موضح في الجدول 2. علاوة على ذلك، ملاحظات النيوكليون كانت افضل من تلك التي حصل عليها Birse و Banerjee [1] الذي استخدما جهد ميزون برتبة n=1 (انظر الشكل 2). بالاخص، ايزو المتجه isovector يشارك في تعديل العزم المغناطيسي للبيون كما هو موضح في الجدول 2. علاوة على ذلك كتلة hedgehog M_B اعيد انتاجها بشكل صحيح.



الشكل 1. مجالي البيون والسيجما بوحدات f_π كدالة في المسافة r.

الجدول 1. تفاصيل حسابات الطاقة من m_σ = 540-580 MeV و m_q = 350 MeV، كل الكميات المدرجة بوحدة MeV.

m_σ (MeV)	540	560	580
Quark eigenvalue W	268	259	245
Quark-sigma interaction energy	428	388	336
Quark-pion interaction energy	−104	−102	−94

الجدول 2. قيم العزوم المغناطيسية، وكتلة Hedgehog (القنفذ!) $g_\pi NN(0) m_\pi / M_B$ و $g_A(0)$، عند m_q=350 MeV.

www.trgma.com

m_σ (MeV)	540	560	580	Ref. 1	Exp.
Hedgehog mass M_B (MeV)	1091	1081	1062	1116	1086
Total moment proton $\left(\frac{2M_B}{e}\mu_p\right)$	2.685	2.768	2.918	2.76	2.79
Total moment neutron $\left(\frac{2M_B}{e}\mu_N\right)$	−1.856	−1.909	−2.00	2.06	−1.91
$g_{\pi NN}(0)\frac{m_\pi}{M_B}$	1.158	1.201	1.281	1.29	1.00
$g_A(0)$	1.611	1.603	1.58	1.86	1.25

من الشكل 1، نرى ان مجال البيون $\cong 0$ ومجال السيجما $\cong f_\pi$ في مركز الموجة المنعزلة (soliton) أي عندما r=0، حيث عندما تكون $r \to \infty$ فان مجال البيون يؤول إلى الصفر ومجال السيجما يؤول إلى $-f_\pi$. يأخذ مجال البيون شكل موجة-P، والتي تولد جاذبية لتفاعل الكوارك-بيون، وتؤول إلى الصفر بشكل خطي لمسافات كبيرة وهذا يشير إلى ان الاثارة تبقى قريبة من الدائرة الاقل جهد. الحسابات الحالية تبين اهمية الترابطات الميزونية والتي من الممكن ان تكون من رتب عالية اكثر من تلك المستخدمة عادة في معظم نماذج الموجة المنعزلة.

شكر

المؤلفون يشكرون البروفيسور David Maker على ملاحظاته وتعليقاته واقتراحاته المفيدة.

المراجع

1. M. C. Birse and M. K. Banerjee, *Phys. Rev. D* **31**, 118 (1985).
2. G. Kälbermann and J. Eisenberg, *Phys. Lett. B* **139**, 337 (1984).
3. M. C. Birse, *Phys. Rev. D* **33**, 1934 (1986).
4. S. Kahana and G. Ripka, *Nucl. Phys. A* **429**, 462 (1984).
5. M. Rashdan, *Chaos, Soliton Fractals* **18**, 107 (2003).
6. P. K. Sahu and A. Ohnishi, *Prog. Theor. Phys.* **104**, 6 (2000).
7. M. Gell-Mann and M. Levy, *Nuovo Cimento* **16**, 705 (1960).
8. E. K. Steven and C. M. Dawn, *Computational Physics* (*Fortran Version*) (Addison Wesley, 1990).
9. V. A. Miransky, V. P. Gusynin and Yu. A. Sitenko, *Phys. Lett. B* **100**, 157 (1981).
10. V. A. Miransky and P. I. Fomin, *Phys. Lett. B* **105**, 387 (1981).
11. J. Finger, D. Horn, J. E. Mandula and J. Weyers, *Phys. Rev. D* **20**, 3253 (1979).
12. J. Finger, J. E. Manula and J. Weyers, *Phys. Lett. B* **96**, 367 (1980).
13. H. Pagels and S. Stoker, *Phys. Rev. D* **20**, 2947 (1979).
14. T. S. T. Ali, J. A. McNeil and S. Pruess, *Phys. Rev. D* **60**, 114022 (1999).
15. M. S. El-Naschie, *Chaos, Solitons Fractals* **14**, 369 (2002).