چهاردهمین کنفرانس هسته‌ای ایران
انجمن هسته‌ای ایران
۱ و ۲ اسفند ماه ۱۳۸۶ ، یزد
دانشگاه یزد

محاسبه انرژي بستگي ^{4}He با در نظر گرفتن نيروي چهارنوكلئوني

صادقی ،حسین؛ موسوی خوانساری، محسن
گروه فیزیک دانشگاه اراک
E-mail:H-Sadeghi@araku.ac.ir

چکیده

در فیزیک هسته ای بررسی سیستمهای سه نوکلئونی و چهار نوکلئونی به درک درستی از بر هم کنشهای هسته ای منجر خواهد شد. برای این منظور باید پتانسیل مربوط به چنین سیستمهایی را تعریف نمود. چنین پتانسیلهایی را می توان بر اساس پدیده شناختی توصیف و تعریف نموده و برای حل دقیق طیف انرژی این سیستمها نیروهای چند جسمی را نیز اضافه نمود. برای افزودن برهمکنشهای سه جسمی به این سیستمها، در چند سال اخیر نظریه های مختلفی مطرح گردیده است. یکی از این نظریه ها، نظریه میدان موثر است. این نظریه مستقل از مدل و چارچوب انتخابی برای محاسبات در سیستمهای فیزیکی است که بتوان در آنها مقیاسهای مختلف را جداسازی نمود. در این مقاله ما با استفاده از این نظریه تصحیح انرژی بستگی کل ^{4}He را با در نظر گرفتن نیروهای سه و چهار جسمی تا مرتبه اول تصحیح نموده و نتایج نشان دهنده سیر قدرت و میزان اهمیت نیروهای چند ذره ای در محاسبات خواهد بود.

واژه های کلیدی: نیروهای چهار جسمی ، جداسازی مقیاس، تبادل پایونی و پتانسیل چهار جسمی

مقدمه

بررسی انرژی بستگی هسته ها در فیزیک هسته ای همواره قابل توجه بوده است. مقادیر دقیق این انرژیها تنها با بررسی و در نظر گرفتن نیروهای دو، سه و چهار نوکلئونی در مراتب مختلف محاسبات به دست خواهند آمد. در قبل محاسبات مربوط به سیستمهای دوترون و ترایتون یعنی سیستم های شامل دو و سه نوکلئون با استفاده از روش های مختلف بررسی شده اند[1-9]. بررسی ها نشان دهنده تصحیح قابل توجهی در طیف انرژی با در نظر گرفتن نیروهای سه ذره ای می باشند[10,11].

اخیرا" سعی شده است تا با استفاده از روش نظریهٔ میدان مؤثر نیروی چهار نوکلئونی را وارد محاسبات نموده و در تصحیح طیف انرژی ^{4}He با در نظر گرفتن این نیروها تحقیق شود[12-15]. باید توجه داشت که نیروهای چهار نوکلئونی به مراتب از نیروهای دو و سه نوکلئونی کوچکتر و داری سهم کمتری در تصحیح طیف انرژی خواهد بود. در بررسی سیستم چهار نوکلئونی باید توجه داشت که این سیستمها از سیستم های دو و سه نوکلئونی پیچیده تر و محاسبات مربوط به آن مشکل تر است.

امروزه با استفاده از نظریه میدان موثر کایرال می توان به بررسی سیستم های کوتاه برد که درآنها بتوان مقیاس های مختلف را جدا سازی نمود، پرداخت. در این مقاله ما به مطالعۀ انرژی سیستم های چهار نوکلئونی با استفاده از روش نظریۀ میدان مؤثر کایرال و تصحیح انرژی بستگی ^4He با استفاده از سهم توزیع نیروهای دو، سه و چهار نوکلئونی، خواهیم پرداخت. بدین منظور ابتدا مختصری در رابطه با فرمولبندی نیروهای چهار نوکلئونی در فصل بعد پرداخته و سپس در فصل آخر نتایج مورد تجزیه و تحلیل قرار خواهند گرفت.

فرمول بندی

توصیف نیروهای چهار نوکلئونی در چارچوب نظریه میدان مؤثر کایرال را می توان با تعریف چگالی لاگرانژی مؤثر در اولین مرتبه، شامل[12]:

۱- تنها کمترین مرتبۀ جملات تماسی نوکلئون- نوکلئون

$$\mathcal{L}_{NN}^{(0)} = -\frac{1}{2}C_S(N^\dagger N)(N^\dagger N) - \frac{1}{2}C_T(N^\dagger\vec{\sigma}N)\cdot(N^\dagger\vec{\sigma}N).$$

۲- برهم کنش مرتبۀ اول نوکلئون- پایون

$$\mathcal{L}_{\pi N}^{(1)} = N^\dagger\left(iD_0 - \frac{g_A}{2}\vec{\sigma}\cdot\vec{u}\right)N$$

۳- بر همکنش پایونها همراه تقارن کایرال(QCD)

$$\mathcal{L}_{\pi\pi}^{(2)} = \frac{F_\pi^2}{4}\,\mathrm{tr}\left[\partial_\mu U\partial^\mu U^\dagger + M_\pi^2(U+U^\dagger)\right]$$

را می توان به صورتهای بالا نوشت. که در آن $F_\pi = 92.4$ MeV ثابت تلاشی پایونی، $g_A = 1.267$ ضریب جفت شدگی برداری نوکلئون و بسط $U(\pi)$ مربوط به میدان پایونی به شکل زیر خواهد بود:

$$U(\pi) = 1+\frac{i}{F_\pi}\tau\cdot\pi-\frac{1}{2F_\pi^2}\pi^2-\frac{i\alpha}{F_\pi^3}(\tau\cdot\pi)^3+\frac{8\alpha-1}{8F_\pi^4}\pi^4+\ldots,$$

مقادیر ثابت دیگر با توجه به نتایج تجربی و مقایسه با آن تعیین خواهند شد. در شکل(۱) برهمکنشها در یک سیستم چار نوکلئونی بصورت دیاگرامهای متصل همراه با دیاگرامهای شامل توزیعهای صفر نشان داده شده است.

پتانسیل های مرتبط با دیاگرامهای غیر صفر شکل(۱) را می توان به صورت زیر محاسبه خواهند شد[12]:

$$V^a = -\frac{2g_A^6}{(2F_\pi)^6}\frac{\vec{\sigma}_1\cdot\vec{q}_1\,\vec{\sigma}_4\cdot\vec{q}_4}{[\vec{q}_1^{\,2}+M_\pi^2]\,[\vec{q}_{12}^{\,2}+M_\pi^2]^2\,[\vec{q}_4^{\,2}+M_\pi^2]}$$
$$\times\Big[(\boldsymbol{\tau}_1\cdot\boldsymbol{\tau}_4\,\boldsymbol{\tau}_2\cdot\boldsymbol{\tau}_3-\boldsymbol{\tau}_1\cdot\boldsymbol{\tau}_3\,\boldsymbol{\tau}_2\cdot\boldsymbol{\tau}_4)\,\vec{q}_1\cdot\vec{q}_{12}\,\vec{q}_4\cdot\vec{q}_{12}$$
$$+\boldsymbol{\tau}_1\times\boldsymbol{\tau}_2\cdot\boldsymbol{\tau}_4\,\vec{q}_1\cdot\vec{q}_{12}\,\vec{q}_{12}\times\vec{q}_4\cdot\vec{\sigma}_3$$
$$+\boldsymbol{\tau}_1\times\boldsymbol{\tau}_3\cdot\boldsymbol{\tau}_4\,\vec{q}_4\cdot\vec{q}_{12}\,\vec{q}_1\times\vec{q}_{12}\cdot\vec{\sigma}_2$$
$$+\boldsymbol{\tau}_1\cdot\boldsymbol{\tau}_4\,\vec{q}_{12}\times\vec{q}_1\cdot\vec{\sigma}_2\,\vec{q}_{12}\times\vec{q}_4\cdot\vec{\sigma}_3\Big]+\text{all perm.},$$

$$V^c = -\frac{2g_A^4}{(2F_\pi)^6}\frac{\vec{\sigma}_1\cdot\vec{q}_1\,\vec{\sigma}_4\cdot\vec{q}_4}{[\vec{q}_1^{\,2}+M_\pi^2]\,[\vec{q}_{12}^{\,2}+M_\pi^2]\,[\vec{q}_4^{\,2}+M_\pi^2]}$$
$$\times\Big[(\boldsymbol{\tau}_1\cdot\boldsymbol{\tau}_4\,\boldsymbol{\tau}_2\cdot\boldsymbol{\tau}_3-\boldsymbol{\tau}_1\cdot\boldsymbol{\tau}_3\,\boldsymbol{\tau}_2\cdot\boldsymbol{\tau}_4)\,\vec{q}_{12}\cdot\vec{q}_4$$
$$+\boldsymbol{\tau}_1\times\boldsymbol{\tau}_2\cdot\boldsymbol{\tau}_4\,\vec{q}_{12}\times\vec{q}_4\cdot\vec{\sigma}_3\Big]+\text{all perm.},$$

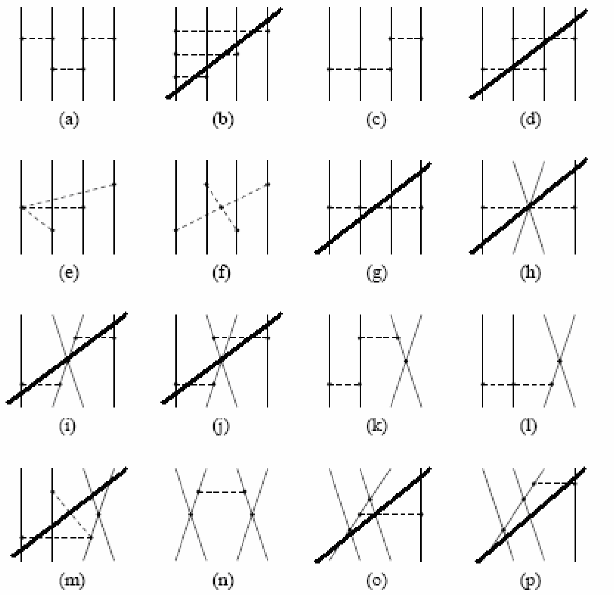
$$V^n = 2C_T^2\frac{g_A^2}{(2F_\pi)^2}\frac{\vec{\sigma}_1\times\vec{\sigma}_2\cdot\vec{q}_{12}\,\vec{\sigma}_3\times\vec{\sigma}_4\cdot\vec{q}_{12}}{[\vec{q}_{12}^{\,2}+M_\pi^2]^2}\,\boldsymbol{\tau}_2\cdot\boldsymbol{\tau}_3$$
$$+\text{all perm.}.$$

$$V^e = \frac{g_A^4}{(2F_\pi)^6}\frac{\vec{\sigma}_2\cdot\vec{q}_2\,\vec{\sigma}_3\cdot\vec{q}_3\,\vec{\sigma}_4\cdot\vec{q}_4}{[\vec{q}_2^{\,2}+M_\pi^2]\,[\vec{q}_3^{\,2}+M_\pi^2]\,[\vec{q}_4^{\,2}+M_\pi^2]}$$
$$\times\boldsymbol{\tau}_1\cdot\boldsymbol{\tau}_2\,\boldsymbol{\tau}_3\cdot\boldsymbol{\tau}_4\,\vec{\sigma}_1\cdot(\vec{q}_3+\vec{q}_4)+\text{all perm.},$$

$$V^f = \frac{g_A^4}{2(2F_\pi)^6}\Big[(\vec{q}_1+\vec{q}_2)^2+M_\pi^2\Big]$$
$$\times\frac{\vec{\sigma}_1\cdot\vec{q}_1\,\vec{\sigma}_2\cdot\vec{q}_2\,\vec{\sigma}_3\cdot\vec{q}_3\,\vec{\sigma}_4\cdot\vec{q}_4}{[\vec{q}_1^{\,2}+M_\pi^2]\,[\vec{q}_2^{\,2}+M_\pi^2]\,[\vec{q}_3^{\,2}+M_\pi^2]\,[\vec{q}_4^{\,2}+M_\pi^2]}$$
$$\times\boldsymbol{\tau}_1\cdot\boldsymbol{\tau}_2\,\boldsymbol{\tau}_3\cdot\boldsymbol{\tau}_4+\text{all perm.},$$

$$V^k = 4C_T\frac{g_A^4}{(2F_\pi)^4}\frac{\vec{\sigma}_1\cdot\vec{q}_1\,\vec{\sigma}_3\times\vec{\sigma}_4\cdot\vec{q}_{12}}{[\vec{q}_1^{\,2}+M_\pi^2]\,[\vec{q}_{12}^{\,2}+M_\pi^2]^2}$$
$$\times\Big[\boldsymbol{\tau}_1\cdot\boldsymbol{\tau}_3\,\vec{q}_1\times\vec{q}_{12}\cdot\vec{\sigma}_2-\boldsymbol{\tau}_1\times\boldsymbol{\tau}_2\cdot\boldsymbol{\tau}_3\,\vec{q}_1\cdot\vec{q}_{12}\Big]$$
$$+\text{all perm.},$$

$$V^l = -2C_T\frac{g_A^2}{(2F_\pi)^4}\frac{\vec{\sigma}_1\cdot\vec{q}_1\,\vec{\sigma}_3\times\vec{\sigma}_4\cdot\vec{q}_{12}}{[\vec{q}_1^{\,2}+M_\pi^2]\,[\vec{q}_{12}^{\,2}+M_\pi^2]}\,\boldsymbol{\tau}_1\times\boldsymbol{\tau}_2\cdot\boldsymbol{\tau}_3$$
$$+\text{all perm.}.$$



شکل ۱: دیاگرامهای بر همکنش های چهار نوکلئونی رانشان می دهد. نوکلئون ها با خطوط پر، پایون ها بصورت خط چین و دیاگرامهای با توزیع صفر در شکلها با خطوط پر رنگ مورب بر روی آنها نشان داده می شوند..

که در آن مومنتومهای سه ذره را برحسب مومنتومهای نسبی p، q و t می توان به شکل زیر نوشت:

$$\vec{p}_1 = \frac{6\vec{p}-3\vec{q}-2\vec{t}}{6} \qquad \vec{p}_3 = \frac{3\vec{q}-\vec{t}}{3}$$
$$\vec{p}_2 = \frac{-6\vec{p}-3\vec{q}-2\vec{t}}{6} \qquad \vec{p}_4 = \vec{t}.$$

و با در نظر گرفتن قسمت اسپینی (ایزواسپینی) مربوط به تابع موج به صورت زیر:

$$
\begin{aligned}
&\mid \xi \rangle = \\
&\frac{1}{\sqrt{24}}\ \{ \quad - \mid -+-+\rangle \mid --++\rangle + \mid +--+\rangle \mid --++\rangle + \mid -++-\rangle \mid --++\rangle \\
&\qquad - \mid +-+-\rangle \mid --++\rangle + \mid --++\rangle \mid -+-+\rangle - \mid +--+\rangle \mid -+-+\rangle \\
&\qquad - \mid -++-\rangle \mid -+-+\rangle + \mid ++--\rangle \mid -+-+\rangle - \mid --++\rangle \mid +--+\rangle \\
&\qquad + \mid -+-+\rangle \mid +--+\rangle + \mid +-+-\rangle \mid +--+\rangle - \mid ++--\rangle \mid +--+\rangle \\
&\qquad - \mid --++\rangle \mid -++-\rangle + \mid -+-+\rangle \mid -++-\rangle + \mid +-+-\rangle \mid -++-\rangle \\
&\qquad - \mid ++--\rangle \mid -++-\rangle + \mid --++\rangle \mid +-+-\rangle - \mid +--+\rangle \mid +-+-\rangle \\
&\qquad - \mid -++-\rangle \mid +-+-\rangle + \mid ++--\rangle \mid +-+-\rangle - \mid -+-+\rangle \mid ++--\rangle \\
&\qquad + \mid +--+\rangle \mid ++--\rangle + \mid -++-\rangle \mid ++--\rangle - \mid +-+-\rangle \mid ++--\rangle \ \} \\
&\equiv\ \frac{1}{\sqrt{24}} \sum_{i=1}^{24} s(i) \mid \chi_1(i)\chi_2(i)\chi_3(i)\chi_4(i)\rangle\ \mid \eta_1(i)\eta_2(i)\eta_3(i)\eta_4(i)\rangle,
\end{aligned}
$$

می توان عناصر ماتریسی $\langle \xi | V^i | \xi \rangle$ را به صورت:

$$
\begin{aligned}
&\langle \xi \mid V_1^a \mid \xi \rangle \equiv (\vec{q}_1 \cdot \vec{q}_{12})\ (\vec{q}_4 \cdot \vec{q}_{12})\ (\vec{q}_1 \cdot \vec{q}_4) \\
&\langle \xi \mid V_2^a \mid \xi \rangle = 3\ (\vec{q}_1 \cdot \vec{q}_{12})\ (\vec{q}_4 \cdot \vec{q}_{12})\ (\vec{q}_1 \cdot \vec{q}_4) \\
&\langle \xi \mid V_3^a \mid \xi \rangle = -2\ (\vec{q}_1 \cdot \vec{q}_{12})\ (\vec{q}_{12} \times \vec{q}_4) \cdot (\vec{q}_1 \times \vec{q}_4) \\
&\langle \xi \mid V_4^a \mid \xi \rangle = 2\ (\vec{q}_4 \cdot \vec{q}_{12})\ (\vec{q}_1 \times \vec{q}_{12}) \cdot (\vec{q}_4 \times \vec{q}_1) \\
&\langle \xi \mid V_5^a \mid \xi \rangle = \vec{q}_1 \cdot [(\vec{q}_4 \times (\vec{q}_1 \times \vec{q}_{12})) \times (\vec{q}_{12} \times \vec{q}_4)]\ +\ [(\vec{q}_{12} \times \vec{q}_4) \cdot \vec{q}_1]\ [(\vec{q}_1 \times \vec{q}_{12}) \cdot \vec{q}_4] \\
&\langle \xi \mid V_1^c \mid \xi \rangle = (\vec{q}_1 \cdot \vec{q}_4)\ (\vec{q}_{12} \cdot \vec{q}_4) \\
&\langle \xi \mid V_2^c \mid \xi \rangle = 3\ (\vec{q}_1 \cdot \vec{q}_4)\ (\vec{q}_{12} \cdot \vec{q}_4) \\
&\langle \xi \mid V_3^c \mid \xi \rangle = 2\ (\vec{q}_{12} \times \vec{q}_4) \cdot (\vec{q}_4 \times \vec{q}_1) \\
&\langle \xi \mid V_1^e \mid \xi \rangle = (\vec{q}_3 \times \vec{q}_2) \cdot (\vec{q}_{34} \times \vec{q}_4) + 2\ (\vec{q}_{34} \times \vec{q}_2) \cdot (\vec{q}_3 \times \vec{q}_4) + 5\ (\vec{q}_3 \cdot \vec{q}_2)\ (\vec{q}_{34} \cdot \vec{q}_4) \\
&\langle \xi \mid V_1^f \mid \xi \rangle = (\vec{q}_3 \times \vec{q}_1) \cdot (\vec{q}_2 \times \vec{q}_4) + 2\ (\vec{q}_2 \times \vec{q}_1) \cdot (\vec{q}_3 \times \vec{q}_4) + 5\ (\vec{q}_3 \cdot \vec{q}_1)\ (\vec{q}_2 \cdot \vec{q}_4) \\
&\langle \xi \mid V_1^k \mid \xi \rangle = -2\ (\vec{q}_{12} \times \vec{q}_1)^2 \\
&\langle \xi \mid V_2^k \mid \xi \rangle = 4\ (\vec{q}_1 \cdot \vec{q}_{12})^2 \\
&\langle \xi \mid V_1^\iota \mid \xi \rangle = -4\ (\vec{q}_1 \cdot \vec{q}_{12}) \\
&\langle \xi \mid V_1^n \mid \xi \rangle = -4\, \vec{q}_{12}^{\,2}
\end{aligned}
$$

محاسبه نموده و از آن مقادیر چشمداشتی مطلوب $\langle \psi | V_{4N} | \psi \rangle$ را به دست آورد که در جدول(۱) این مقادیر آورده شده اند[12].

جدول شمارهٔ۱: بخش های مختلف پتانسیل های سیستم چهار نوکلئونی و پتانسیل کل

بخش های مختلف پتانسیل های سیستم چهار نوکلئونی و پتانسیل کل	مقادیر پتانسیل های به دست آمده از محاسبات ومجموع آنها برحسب Mev
V^a	-0.069744
V^c	-0.133368
V^e	-0.203088
V^f	0.136608
V^k	0.18486
V^l	0.194269
V^n	-0.186754
V_{4N}	-0.07721748

بحث و نتیجه گیری

مقادیر عددی مربوط به سیستمهای دو و سه جسمی با استفاده از سه پتانسیل مختلف برحسب Mev در جدول شمارهٔ (۲) دیده می شود[16]. با در نظر گرفتن نیروهای چهار جسمی اضافه کردن توزیع مربوط به این نیروها به طیف انرژی سیستم چهار نوکلئونی خواهیم رسید. مقادیر عددی نشان داده شده در جدول نشاندهنده تصحیحات مربوط به این سیستمها مرحله به مرحله و با در نظر گرفتن نیروهای چهار نوکلئونی خواهد بود. ما نتیجه محاسبه توزیعات چهار نوکلئونی را به نتایج سه نوکلئونی اضافه نمودیم.

جدول شمارهٔ ۲ : مقادیر سیستم های دو و سه نوکلئونی با استفاده از سه پتانسیل مختلف و طیف انرژی چهار نوکلئونی و مجموع آنها

پتانسل	$\langle H_0 \rangle$	$\langle V_{pair} \rangle$	$\langle W_{ternary} \rangle$	$\langle V_{4N} \rangle$	$E, \langle H \rangle$
MT-V+EFT	۶۹.۷	-101.0	_	-0.07721748	-31.3772
MT-V+MT3-I +EFT	۷۸.۸	-110.0	-7.5	-0.07721748	-38.7772
MT-V+MT3-II +EFT	۷۶.۱	-107.6	-6.0	-0.07721748	-37.5772

صرفنظر از نتایج مربوط به سیستمهای سه نو کلئونی که تا مرتبه اول محاسبه شده اند، نتایج ما نشان می دهد تصحیح مربوط به نیروهای چهارجسمی از مرتبه چند درصد در محاسبات خواهد بود که ایت مطلب از نتایج نشان داده شده در جدول (۲) به وضوح قابل مشاهده است.

مراجع:

[1] *S.Weinberg*, Phys. Lett. ***B251**, 288 (1990); Nucl. Phys. **B363**, 3 (1991).*
[2] *D.B. Kaplan, M.J. Savage and M.B. Wise,* Phys. Lett. ***B424**, 390 (1998) nucl-th/9801034;* Nucl. Phys. ***B534**, 329 (1998) nucl-th/9802075.*
[3] *D.B. Kaplan, M.J. Savage and M.B. Wise,* Phys. Rev. ***C59,** 617 (1999).*
[4] *P.F. Bedaque, H.–W. Hammer and U. Van Kolck,* Nucl. Phys. ***A646**, 444 (1999); P.F. Bedaque, H.–W. Hammer and U. Van Kolck,* Phys. Rev. Lett. ***82**, 463(1999).*
[5] *P.F. Bedaque and U. van Kolck,* Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. ***52**, 339 (2002) .*
[6] *H.W.Griesshammer,* Nucl. Phys. ***A 760**, 110 (2005).*
[7] *E. Braaten and H.W. Hammer, cond-mat/0410417.*
[8] *M.C. Birse, nucl-th/0509031.*
[9] *H.W. Griesshammer,* Nucl. Phys. ***A 744**, 192 (2004).*
[10] *H. Sadeghi and S. Bayegan,* Nucl. Phys. **A** ***753**, 291(2005).*
[11] *H. Sadeghi, S. Bayegan and Harald W. Griesshammer,* Phys.Lett **B** ***643**, 263(2006).*
[12] *D. Rozpedzik, J. Golak, R. Skibinski, H. Witala, W. Gloeckle, E. Epelbaum, A. Nogga, H. Kamada, Acta Phys.Polon. B37 (2006) 2889-2904*
[13] *E. Epelbaum, W. Glockle, Ulf.-G. Meissner; Nucl. Phys. A 747, 362(2005).*
[14] *A. Nogga, H. Kamada and W. Glockle, Phys .Rev. lett, 85,944(2000).*
[15] *E. Epelbaum et. al.,* Phys .Rev **.C** ***66**,064001(2002).*
[16] *M. R. Hadizadeh , S. Bayegan , nucl-th/0704.2056.*