объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р4-85-396

А.Н.Антонов, Л.П.Каптарь, В.А.Николаев

D/S-ОТНОШЕНИЕ В ДЕЙТРОНЕ В МОДЕЛИ ВИБРИРУЮЩЕГО КВАРКОВОГО МЕШКА

Направлено в "Z fur Phys"

1985

Отношение асимптотических значений D– и S -волн в дейтроне является одной из дейтронных постоянных, измеряемых экспериментально. Такие постоянные, как энергия связи дейтрона, магнитный момент, квадрупольный момент, "дейтронный радиус", асимптотическое значение S -волновой функции, асимптотическое отношение D/S являются ограничениями на любую теоретическую модель нуклон-нуклонных сил [1-3].

Модели нуклон-нуклонных сил тесно связаны с принимаемыми моделями самих нуклонов. Так, например, модель статистического кирального кваркового мешка [4] приводит к пион-нуклонному формфактору, определяемому исключительно размером кваркового мешка. Такой формфактор не зависит от внутренней динамики нуклона. К динамической модели πNN-формфактора приводит модель [5,6]. В такой модели размер кваркового мешка выступает в роли коллективной динамической переменной. И хотя эта модель, основанная на методе генераторной координаты [7], является существенно нерелятивистской /в отличие от [8]/, она является хорошей эвристической ступенью для учета внутренней динамики нуклонов в ядерных системах.

В настоящей работе мы покажем, что модель [5] приводит к значению асимптотического D/S -отношения в дейтроне, близкому к экспериментально наблюдаемому.

Обычные дейтронные уравнения для взаимодействия S- и D-волн u и w в дейтроне суть

$$u'' = [\alpha^2 + V_{00}]u + V_{02}w\ , \qquad /1/$$

$$w'' = [\alpha^2 + 6/r^2 + V_{22}]w + V_{20}u\ . \qquad /2/$$

В уравнениях /1/, /2/ S -волновой потенциал V_{00} и D-волновой потенциал V_{22} и потенциал связи каналов V_{02} умножены на массу нуклона M_n. Собственное значение $\alpha = \sqrt{BM_n}$, где B - энергия связи дейтрона.

Потенциалы, входящие в дейтронные уравнения, задаются центральным V_c и тензорным V_T потенциалами нуклон-нуклонных сил:

$$V_{00} = M_n V_c\ , \qquad /3/$$

$$V_{22} = M_n(V_c - V_T)\ , \qquad /4/$$

$$V_{02} = V_{20} = M_n\sqrt{8}\,V_T\ . \qquad /5/$$

Интересующее нас асимптотическое отношение η определяется заданием следующих асимптотик

$$u(r) = N e^{-\alpha r}\ , \qquad /6/$$

$$w(r) = \eta N e^{-\alpha r}\left[1 + \frac{3}{\alpha r} + \frac{3}{(\alpha r)^2}\right] \qquad /7/$$

при $r \to \infty$. Анализ, проведенный в [2], показал, что η определяется тензорной частью потенциала. Более того, вклад в асимптотическое отношение η исчерпывается тензорной частью однопионного потенциала. Было показано, что эффекты, отличные от OPE, например, ρ - обмены, некоррелированные 2π - обмены, возбуждения Δ в промежуточных состояниях, короткодействующие вклады, могут уменьшить η не более, чем на 5%. Это обусловлено тем, что сильное отталкивание в D-волне подавляет вклады от внутренней области. Это же обстоятельство определяет тот факт, что сама D -волна, обязана своим происхождением тензорной части NN-сил:

$$w(r) = \int_0^\infty G_{22}(r,r')\, V_T(r')\, u(r')\, dr', \qquad /8/$$

где G_{22} - функция Грина, выражающаяся через регулярное и нерегулярное решение однородной части уравнения /2/. Здесь уместно привести точное формальное решение для η [1,2]:

$$\eta = M_n \sqrt{8}\int_0^\infty r\, J_2(r)\, V_T(r)\, \tilde{u}(r)\, dr, \qquad /9/$$

где $J_2(r)$ - упомянутое выше точное регулярное решение, а $\tilde{u} \to e^{-\alpha r}$ при $r \to \infty$. В борновском приближении $J_2(r)$ переходит в функцию Бесселя второго порядка с комплексным аргументом. Выпишем получающееся при этом выражение для η.

$$\eta = \lim_{r\to\infty}\frac{M_n\sqrt{8}}{N(r)}\left[1+\frac{3}{\alpha r}+\frac{3}{(\alpha r)^2}\right]\cdot \int dr'\, r'\left\{\frac{3}{(\alpha r')^2}\operatorname{ch}(\alpha r') -\right.$$

$$\left. - \left(\frac{3}{(\alpha r')^3}+\frac{1}{\alpha r'}\right)\operatorname{sh}(\alpha r')\right\} V_T(r')\, u(r'), \qquad /10/$$

где $N(r)$ - асимптотический нормировочный коэффициент S -волновой функции.

В силу слабой зависимости ответа от выбранной функции S -состояния [2], мы используем хорошо известную аппроксимацию парижской S -функции [9]. Решающим моментом при вычислении η является выбор модели тензорной части потенциала, или, точнее, πNN -формфактора.

Статическая киральная модель мешков в ее линеаризованном варианте с лагранжианом [4,10,11]

$$\mathcal{L}_{CBM}(x) = (i\bar{q}\,\partial\!\!\!/\, q - B)\,\theta_V - \frac{1}{2}\bar{q}q\,\delta_S + \frac{1}{2}(\partial_\mu \underset{\sim}{\Phi})^2 - \frac{1}{2} m_\pi^2 \underset{\sim}{\Phi}^2$$

$$- \frac{i}{2f_\pi}\bar{q}\gamma_5\, \underset{\sim}{\tau}\, q\, \underset{\sim}{\Phi}\,\delta_S\ , \qquad /11/$$

где q, Φ - кварковое и пионное поля, θ_V - объемная θ-функция, определяющая радиус мешка, δ_S - поверхностная δ-функция, f_π - постоянная пионного распада, приводит к стандартному нерелятивистскому выражению для однопионного NN-потенциала

$$V(\vec{q}) = -\frac{f^2}{m_\pi^2}\left(\frac{3j_1(qR)}{qR}\right)^2 \frac{\vec{\sigma}_1\cdot\vec{q}\;\vec{\sigma}_2\cdot\vec{q}}{m_\pi^2+\vec{q}^{\,2}}\,(\vec{\tau}_1\cdot\vec{\tau}_2)\,. \qquad /12/$$

πNN - формфактор в /12/.

$$F(q) = \frac{3j_1(qR)}{qR} \qquad /13/$$

не зависит от внутренних кварковых волновых фукнций и определяется исключительно радиусом кваркового мешка R. Тензорная часть потенциала в координатном представлении имеет вид

$$V_T(r) = -\frac{f^2}{m_\pi^2}\,4\pi\int\frac{dq}{(2\pi)^3}\cdot\frac{q^4}{m_\pi^2+q^2}\, j_2(qr)\left(\frac{3j_1(qR)}{qR}\right)^2 \qquad /14/$$

с постоянной связи $f^2/4\pi = 0{,}08$. Нам осталось перейти от статического формфактора модели статического мешка к динамическому формфактору модели [5], задаваемой уравнениями

$$-\frac{1}{2M_{eff}}\cdot\frac{d^2\psi(R)}{dR^2} + U(R)\,\psi(R) = \epsilon\,\psi(R), \qquad /15/$$

$$U(R) = \frac{3\Omega}{R} + \frac{4\pi}{3}R^3 B - \frac{z_0}{R} - \frac{1.71}{M_n^2}\left(\frac{g_{\pi NN}^2}{4\pi}\right)\frac{1}{R^3+R_0^3}. \qquad /16/$$

Уравнение Шредингера /15/ определяет амплитуду вероятности того, что кварковый мешок имеет размер R. В качестве потенциала U(R) выступает энергия мешка. Последний член в /16/ определяет вклад взаимодействия с пионным полем [12]. Постоянные потенциала $\Omega_0 = 2{,}04$; $z_0 = 0{,}75$; $B^{1/4} = 0{,}137\cdot$ГэВ. $g_{\pi NN}^2/4\pi = 14{,}6$; $R_0 = 1{,}685$ ГэВ. В этой модели вместо формфактора F(q) статического мешка /13/ будем иметь [5]

$$F(q) = \int_0^\infty dR\,\psi^*(R)\,\frac{3j_1(qR)}{qR}\,\psi(R). \qquad /17/$$

Для интеграла /17/ можно взять аппроксимацию [13]

$$F(q) = a_1\frac{\Lambda_1^2 - m_\pi^2}{\Lambda_1^2 + q^2} + a_2\frac{\Lambda_2^2 - m_\pi^2}{\Lambda_2^2 + q^2} \qquad /18/$$

с постоянными $a_1 = 2{,}965$, $a_2 = -1{,}938$, $\Lambda_1 = 1{,}15$ ГэВ, $\Lambda_2 = 1{,}45$ГэВ. Таким образом, заменяя $3j_1/qR$ в /14/ на F(q) из /18/, воспользовавшись выражением /10/, получим в борновском приближении $\eta = 0{,}0317$. Как известно, борновское приближение переоценивает вклад внутренней области. Это и объясняет отличие полученной величины от среднего экспериментального значения 0, 271 [1]. Полученная нами величина соответствует расчету [14] при R =0,75фм.

В заключение следует подчеркнуть, что модель вибирирующего мешка, очевидно, будет хорошим инструментом для расчета других дейтронных констант.

Авторы благодарят проф.В.К.Лукьянова за интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ericson T.E.O. Ref.TH. 3719-CERN, 1983.
2. Ericson T.E.O., Rosa-Clot M. Phys.Lett., 1982, B110,p.193.
3. Ericson T.E.O., Rosa-Clot M. Nucl.Phys., A405, p.497(183).
4. Thomas A.W. TRI-PP-82-29 - TH. 3368-CERN, 1982;
Adv. in Nucl.Phys., 1983, 13, p.1.
5. Brown G.E., Durso J.W., Johnon M.B. Nucl.Phys., 1983, A397, p.447.
6. Meissner U.G., Durso J.W. Nucl.Phys.,1984, A430, p.670.
7. Griffin J.J., Wheeler J.A. Phys.Rev., 1957, 108, p.311.
8. Дорохов A.E. Теор.Мат.Физ.,1984, 61, p.64.
9. Lacombe M. et al. Phys.Lett., 1981, B101,p.139.
10. Theberge S., Thomas A.W., Miller G.A. Phys.Rev., 1980, D22, p.2838.
11. De Tar C. Phys.Rev., 1981, D24, p.752.
12. De Kam J., Pirner H.J.: Nucl.Phys., 1982, A398, p.640.
13. Mathiot J.F., Barghaltz Chr., Brown G.E.: Nucl.Phys., 1983, A397, p.365.
14. De Kam J. Z.Phys., 1983, 310, p.113.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 мая 1985 года

Антонов А.Н., Каптарь Л.П., Николаев В.А. P4-85-396

D/S-отношение в дейтроне в модели вибрирующего кваркового мешка

Вычислено значение так называемого асимптотического отношения в дейтроне. Тензорная часть однопионного потенциала нуклон-нуклонных сил вычислялась с пион-нуклонным формфактором модели вибирующего кваркового мешка. Расчет асимптотического отношения проведен в борновском приближении. Полученное значение близко к экспериментальному. Делается вывод, что модель вибрирующего кваркового мешка является удобным подходом для учета внутренней нуклонной динамики в ядерной теории.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Antonov A.N., Kaptar L.P., Nikolaev V.A. P4-85-396

D/S Asymptotic Ratio in the Vibrating Quark Bag Model

The asimptotic D/S ratio in deuteron is calculated in Born approximation. The tensor part of the OPE nucleon-nucleon potential is determined using πNN form factor obtained in the vibrating quark bag model. The calculated D/S value is close to the experimental one. It is concluded that the vibraiting quark bag model is a relevant tool for taking into account the internal nucleon dynamics in nuclear rheory.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985