ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р4 - 6913

В.Н.Ефимов, Э.Г.Ткаченко

КВАРТЕТНАЯ S -ФАЗА nd -РАССЕЯНИЯ НИЖЕ ПОРОГА В ЛИНЕЙНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ ПО РАДИУСУ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

P4 - 6913

В.Н.Ефимов, Э.Г.Ткаченко*

КВАРТЕТНАЯ S -ФАЗА nd -РАССЕЯНИЯ НИЖЕ ПОРОГА В ЛИНЕЙНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ ПО РАДИУСУ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Направлено в ЯФ

* Радиевый институт им. В.Г. Хлопина, Ленинград

1. Рассеяние нейтрона на дейтроне в нулевом приближении по радиусу взаимодействия было рассмотрено Г.В.Скорняковым и К.А.Тер-Мартиросяном /СТМ/ [1]. Ими были получены одномерные интегральные уравнения для амплитуд nd-рассеяния, ядра которых имеют очень простую структуру и вместе с тем отражают наиболее существенные аспекты, присущие трехчастичному рассеянию. Однако для дублетного состояния /полный спин $S=1/2$, изотопспин $T=1/2$/ уравнения СТМ не имеют однозначного решения, так как в случае двухчастичных сил нулевого радиуса возникает бесконечное число связанных состояний для системы трех нуклонов с $S=1/2$ и $T=1/2$. Были предложены методы [2-4], позволяющие получать однозначные решения уравнений СТМ, описывающих nd-рассеяние в дублетном состоянии. Эти методы основаны на введении в задачу кроме двухчастичных параметров дополнительного трехчастичного параметра - экспериментального значения энергии связи тритона. Таким путем для дублетной длины рассеяния нейтрона на дейтроне были получены значения $a_2=$ $=0,48$ ф [3] и $a_2=0,49$ ф [4], близкие к экспериментальному значению $a_2=0,65\pm0,04$ ф [5].

Для квартетного состояния / $S=3/2$/ уравнения СТМ однозначны, и их непосредственное решение дает для квартетной длины nd-рассеяния значение $a_4=5,09$ ф [1,4], которое значительно отличается от экспериментального значения $a_4=$ $=6,35\pm0,02$ ф [5]. Это отличие, очевидно, связано с исходным приближением нулевого радиуса взаимодействия. Поэтому определенный интерес представляет учет следующего /линейного/ приближения по радиусу взаимодействия.

2. При получении уравнений, описывающих nd-рассеяние в линейном приближении по радиусу взаимодействия, будем исходить из общих уравнений Фаддеева [6], причем будем учитывать только s-компоненты внемассовых двухчастичных t-матриц. Тогда рассеяние нейтрона на дейтроне с полным спином

$S=3/2$ будет описываться одним уравнением, в которое войдет s-компонента триплетной двухнуклонной t-матрицы. Для s-компоненты двухнуклонной t-матрицы примем выражение, получающееся в модели граничных условий /7/:

$$t(p,k,Z) = -(p^2 - Z)\frac{1}{pk}\int_0^c dr \sin pr \sin kr +$$

$$+\frac{c}{f_0 - ic\sqrt{Z}}\left(\cos pc - f_0\frac{\sin pc}{pc}\right)\left(\cos kc - i\frac{\sqrt{Z}}{k}\sin kc\right), \qquad /1/$$

где c-радиус граничных условий, f_0 - значение логарифмической производной s-компоненты двухчастичной волновой функции при $r=c$. Для триплетного состояния параметр f_0 непосредственно выражается через энергию связи дейтрона a^2:

$$f_0 = -ac, \qquad /2/$$

причем волновая функция дейтрона $\phi_d(p)$ определяется как вычет t-матрицы /1/ при $Z=-a^2$:

$$\phi_d(p) = 2(2\pi a)^{1/2}\frac{1}{p^2+a^2}\left(\cos pc + \frac{a}{p}\sin pc\right). \qquad /3/$$

Если в уравнении Фаддеева учитывается только s-компонента /1/ внемассовой t-матрицы, то, строго говоря, в /1/ следует опустить первый член, так как он имеет такую же малость по pc, как и главные члены отбрасываемой p-компоненты полной t-матрицы. В таком случае s-компонента /1/ двухчастичной t-матрицы приобретает факторизованный вид, что существенно упрощает уравнения Фаддеева. В частности, s-рассеяние нейтрона с импульсом p_0 на дейтроне при полном спине $S=3/2$ будет описываться одной функцией $\psi(p,p_0)$, удовлетворяющей следующему интегральному уравнению /8/

$$\frac{\psi(p,p_0)}{p^2-p_0^2-i0} = -U(p,p_0) - \frac{2}{\pi}\int_0^\infty p'^2\,dp'\,U(p,p')\frac{\psi(p',p_0)}{p'^2-p_0^2-i0}, \qquad /4/$$

где

$$U(p,p') = \frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} dx\,\frac{f(Q,Z_p)\,g(Q')}{p^2+p'^2+pp'x-Z},$$

$$f(p,Z) = \frac{c}{f_0 - ic\sqrt{Z}}\left(\cos pc - i\frac{\sqrt{Z}}{p}\sin pc\right), \qquad /5/$$

$$g(p) = \cos pc - f_0\frac{\sin pc}{pc}, \qquad /6/$$

$$Q^2 = \frac{1}{4}p^2 + p'^2 + pp'x, \quad Q'^2 = p^2 + \frac{1}{4}p'^2 + pp'x,$$

$$Z = E + i0, \quad Z_p = Z - \frac{3}{4}p^2,$$

$E = -a^2 + \frac{3}{4}p_0^2$ - полная энергия.

В уравнении /4/ функция $\psi(p,p_0)$ нормирована с учетом /3/ так, что для амплитуды s-рассеяния нейтрона на дейтроне имеет место соотношение:

$$A(p_0) = \frac{1}{2ip_0}(e^{2i\delta} - 1) = \psi(p_0, p_0), \qquad /7/$$

где δ – s - фаза nd-рассеяния.

Уравнения в линейном приближении по радиусу взаимодействия непосредственно следуют из /4/, если предположить, что в /4/ существенны импульсы $p \lesssim 1/c$ и ограничиться в /5/ и /6/ нулевыми и линейными членами по c. Тогда с точностью до членов, линейных по c, уравнение /4/ будет иметь вид:

$$\frac{3}{4}\Delta(p)\psi(p,p_0) = -\frac{G(p,p_0)}{2pp_0} - \frac{2}{\pi}\int_0^\infty p'^2 dp'\,\frac{G(p,p')}{2pp'}\,\frac{\psi(p',p_0)}{p'^2-p_0^2-i0}, \qquad /8/$$

где

$$\frac{G(p,p')}{pp'} = \int_{-1}^{+1}\frac{dx}{p^2+p'^2+pp'x-Z},$$

$$\Delta(p) = \frac{1}{(a+\gamma_p)[1+c(a+\gamma_p)]}, \qquad /9/$$

$$\gamma_p^2 = a^2 - \frac{3}{4}p_0^2 + \frac{3}{4}p^2 - i0.$$

Параметр c определим из значения t -матрицы /1/ на массовой поверхности $p=k$, $Z=k^2+i0$ с учетом только нулевых и линейных членов по c:

$$t(k,k,k^2+i0)=\frac{1}{2ik}(e^{2i\delta}-1)=-\frac{1+ac-ikc}{a+ik}, \qquad /10/$$

где δ - триплетная s -фаза нуклон-нуклонного рассеяния. Сопоставляя выражение /10/ с известным разложением

$$k\, ctg\delta=-\frac{1}{a}+\frac{1}{2}r_0 k^2,$$

где a и r_0 соответственно длина рассеяния и эффективный радиус в триплетном состоянии, получим:

$$c=\frac{1}{2}r_0\,. \qquad /11/$$

При переходе от уравнения /4/ к уравнению /8/ было сделано пренебрежение членами порядка $(pc)^2$. В рамках этого приближения для функции $\Delta(p)$ /9/ с учетом /11/ имеет место следующее выражение:

$$\Delta(p)=\frac{1}{a+\gamma_p}-\frac{1}{2}r_0\,. \qquad /12/$$

В соответствии с этим функция $\psi(p,p_0)$ может быть представлена в виде

$$\psi(p,p_0)=\psi_0(p,p_0)+\psi_1(p,p_0), \qquad /13/$$

где $\psi_0(p,p_0)$- решение уравнения /8/ при $r_0=0$, $\psi_1(p,p_0)$ - поправка на конечность радиуса взаимодействия, $\psi_1/\psi_0\approx\bar{p}r_0<1$, где $\bar{p}$ - характерный импульс задачи. В линейном приближении по r_0 уравнение /8/ с помощью /12/ и /13/ можно привести к виду, полученному в работе /2/:

$$\frac{3}{4}\frac{1}{a+\gamma_p}\psi_0(p,p_0)=-\frac{G(p,p_0)}{2pp_0}-\frac{2}{\pi}\int_0^\infty p'^2dp'\,\frac{G(p,p')}{2pp'}\,\frac{\psi_0(p',p_0)}{p'^2-p_0^2-i0},$$

/14/

$$\frac{3}{4}\frac{1}{a+\gamma_p}\psi_1(p,p_0)=\frac{3}{8}r_0\psi_0(p,p_0)-\frac{2}{\pi}\int_0^\infty p'^2dp'\,\frac{G(p,p')}{2pp'}\,\frac{\psi_1(p',p_0)}{p'^2-p_0^2-i0}.$$

3. Уравнения /8/ и /14/ были решены для нескольких значений энергии нейтрона ниже порога развала дейтрона $(E=-\alpha^2+\frac{3}{4}p_0^2<0)$, причем были использованы следующие значения параметров:

$$a=0{,}2316\ \text{ф}^{-1},\quad r_0=1{,}75\ \text{ф}\ .$$

На рис. 1 приведены зависимости $k\,ctg\delta$ от k^2 для квартетной s -фазы nd -рассеяния в нулевом и линейном приближениях по r_0. Для линейного приближения изображены две кривые, получающиеся согласно /7/ из решений уравнений /8/ и /14/.

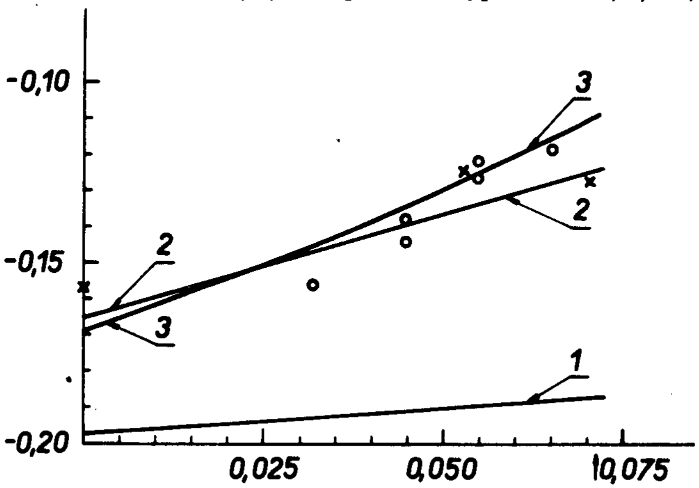

Рис. 1. Зависимость $k\,ctg\,\delta$ от k^2 / δ - квартетная s -фаза nd -рассеяния, k - волновое число нейтрона/. По оси ординат отложены значения $k\,ctg\,\delta$ /ф^{-1}/, по оси абсцисс - значения k^2/ф^{-2}/. Кривая 1 - нулевое приближение по радиусу взаимодействия r_0, кривые 2,3 - линейные приближения по r_0, вычисленные соответственно из уравнений /14/ и /8/. Крестики и кружки - экспериментальные данные /9/, полученные соответственно из nd и pd -рассеяния.

Для квартетной длины nd -рассеяния уравнения /8/ и /14/ приводят соответственно к следующим значениям:

$$a_4=5{,}93\ \text{ф}\ ,\quad a_4=6{,}06\ \text{ф}\ ,$$

которые близки к экспериментальному значению /5/ $a_4=6{,}35\pm0{,}02$ ф.

На рис. 2 в качестве примера приведены зависимости от p функций $\psi_0(p,p_0)$ и $\psi(p,p_0)=\psi_0(p,p_0)+\psi_1(p,p_0)$ при $p_0=0$, получающихся при решении уравнеиий /14/. При $p_0>0$ функции $\psi(p,p_0)$ и $\psi_0(p,p_0)$ имеют аналогичный характер. Из рис. 2

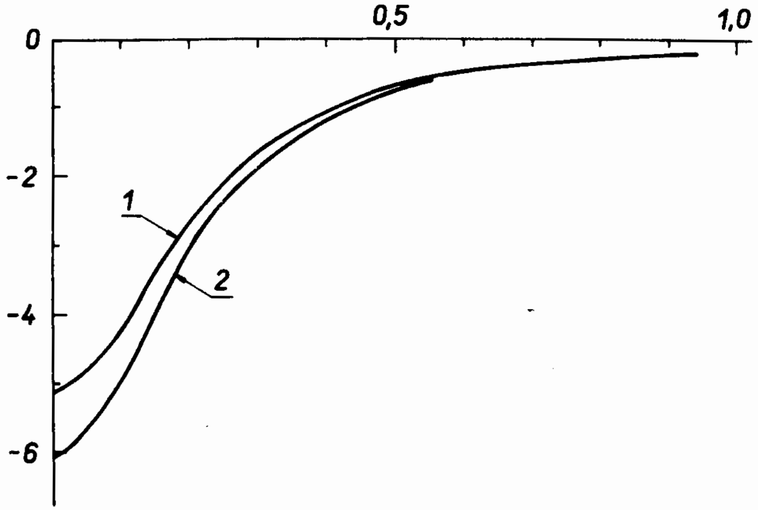

Рис. 2. График функции $\psi(p,p_0)$ /13/ в зависимости от p при $p_0=0$. Кривая 1 - нулевое приближение по радиусу взаимодействия r_0, кривая 2 - линейное приближение по r_0. По оси ординат отложены значения $\psi(p,0)$/ф/, по оси абсцисс - значения p/ф$^{-1}$/.

видно, что в задаче наиболее существенны импульсы $p \lesssim a$, следовательно, линейное приближение по r_0 справедливо с точностью $(a r_0)^2$. В пределах этой точности значения $k\, ctg\, \delta$, полученные согласно /7/ из решений уравнений /8/ и /14/, хорошо согласуются как между собой, так и с экспериментальными данными /9/.

Таким образом, результаты настоящей работы, а также работ /3,4/, показывают, что низкоэнергетические параметры nd-рассеяния, в частности квартетная a_4 и дублетная a_2 длины рассеяиия, хорошо объясияются в рамках простой модели - не зависящие от формы потенциала нулевое и линейное приближеиия по радиусу взаимодействия r_0. При этом для дублетного состояния в работах /3,4/ использовалось нулевое приближение по r_0 с привлечеиием свободиого трехчастичного параметра - эиергии связи тритона. В квартетном состоянии такого параметра нет, однако, как показано выше, учет линейной по r_0 поправки приводит к хорошим результатам.

В заключение один из авторов /Э.Г.Т./ приносит глубокую благодарность проф. Н.А.Перфилову за постоянное внимание и поддержку в процессе выполнения настоящей работы.

Литература

1. Г.В.Скорняков, К.А.Тер-Мартиросян. ЖЭТФ, 31, 775 /1956/.
2. Г.С.Данилов. ЖЭТФ, 40, 498 /1961/.
3. Г.С.Данилов, В.И.Лебедев. ЖЭТФ, 44, 1509 /1963/.
4. В.Ф.Харченко. ЯФ, 16, 310 /1972/.
5. W.Dilg, L.Koester, W.Nistler. Phys.Lett., 36B, 208 (1971).
6. Л.Д.Фаддеев. ЖЭТФ, 39, 1459 /1960/.
7. Y.E.Kim, A.Tubis. Phys.Rev., C1, 414 (1970).
8. А.Г.Ситенко, В.Ф.Харченко. УФН, 103, 469 /1971/.
9. W.T.H. Van Oers, K.W.Brockman. Nucl.Phys. A92, 561 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел 25 января 1973 года.