ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-4-2929

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

И.Ш. Вашакидзе, Г.А. Чилашвили

ИССЛЕДОВАНИЕ РОЛИ ТРЕХЧАСТИЧНЫХ СИЛ В ПРОБЛЕМЕ ТРИТИЯ ПРИМЕНЕНИЕМ НЕЛОКАЛЬНОГО ФАКТОРИЗУЮЩЕГОСЯ ПОТЕНЦИАЛА

1966

P-4-2829

И.Ш. Вашакидзе, Г.А. Чилашвили

ИССЛЕДОВАНИЕ РОЛИ ТРЕХЧАСТИЧНЫХ СИЛ В ПРОБЛЕМЕ ТРИТИЯ ПРИМЕНЕНИЕМ НЕЛОКАЛЬНОГО ФАКТОРИЗУЮЩЕГОСЯ ПОТЕНЦИАЛА

Введение

Как известно, для объяснения насыщения ядерным силам помимо обменного характера необходимо приписать также и отталкивание на очень малых расстояниях, т.е. надо ввести так называемую твердую сердцевину. Но в расчетах с твердой сердцевиной возникают большие математические трудности.

Кроме того, как выяснилось, радиус твердой сердцевины приблизительно равен 0,4 fm , а на таких малых расстояниях должны сказываться релятивистские эффекты, которые вносят дополнительные трудности.

С другой стороны, эффект твердой сердцевины можно описать ядерными силами, зависящими от скорости[/1/] или, что эквивалентно, – нелокальными потенциалами. Хотя с нелокальными потенциалами связаны еще большие трудности, однако существует один класс потенциалов, допускающий простое математическое решение проблемы. Это класс нелокальных, но факторизующихся потенциалов, введенный Вигнером[/2/] и впоследствии примененный Ямагучи[/3/] к задаче двух тел.

Эти потенциалы в настоящее время успешно применяются и для исследования свойств ядра[/4-10/].

Применение нелокального, факторизующегося потенциала для различных задач на основе уравнений Фаддева было обосновано Лавлесом[/11/]. Он показал, что если в системе двух частиц преобладают резонансы и связанные состояния, то матрица рассеяния вблизи резонансов или связанных состояний вне энергетической поверхности факторизуется относительно конечных и начальных импульсов. В окрестности полюсов она имеет такой же вид, как и матрица, найденная с помощью нелокального факторизующегося потенциала.

Таким образом, нелокальные факторизующиеся потенциалы успешно можно применить в том случае, когда в подсистеме из двух частиц преобладает ограниченное число резонансов и связанных состояний. Такое положение как раз и встречается в малонуклонных системах.

Применение нелокальных факторизующихся потенциалов оправдано и в том отношении, что более или менее разумный локальный потенциал всегда можно аппроксимировать суммой нелокальных факторизующихся потенциалов. В таком случае факторизующийся потенциал обуславливает больше чем одно связанное состояние. Число связанных состояний определяется количеством отрицательных членов суммы /12-13/. Кроме того, представление потенциала в виде суммы факторизующихся членов дает возможность естественного включения отталкивания на малых расстояниях.

Весьма плодотворным оказалось применение нелокального факторизующегося потенциала в задаче трех тел. Этой задаче посвящено много работ /14-21/.

В задаче для трех тождественных частиц уравнение Шредингера приводится к одномерному интегральному уравнению, которое легко решается численно. При этом число уравнений равно количеству членов, содержащихся в потенциале. Интересно отметить, что в случае нелокального факторизующегося потенциала задача трех тел точно сводится к так называемой эквивалентной задаче двух тел Финберга, что не имеет места для локальных сил. В этом и заключается упрощение задачи трех тел в случае факторизующихся потенциалов.

Применение уравнений Фаддеева для факторизующегося потенциала привело к удивительно хорошему согласию с экспериментальными данными по нуклон-дейтронному рассеянию. Более того, можно считать устраненной хорошо известную неоднозначность в выборе длин рассеяния.

Цель настоящей работы - показать принципиальную возможность учета трехчастичных факторизующихся потенциалов в задаче трех тел. Как известно, для энергии связи трития, вычисленной с помощью факторизующегося потенциала юкавского вида, получается завышенное значение (ϵ = 11 Мэв) /15,17/.

Для уменьшения этого значения были предприняты попытки учета тензорных сил. Ниже показывается, что близкое к экспериментальному значение энергии связи можно получить введением трехчастичных отталкивающих сил без учета тензорных или каких-либо других сил.

Однако свойства трехчастичных сил и их роль в системе многих тел до сих пор почти не исследованы. Успешное развитие формализма нелокальных факторизующихся потенциалов позволяет думать, что появилась возможность их подробного изучения.

1. Интегральное уравнение связанного состояния трития с учетом трехчастичных сил

Рассмотрим задачу связанного состояния трех частиц. Уравнение Шредингера этой системы в случае нелокального взаимодействия записывается в следующей форме:

$$\left(-\frac{h^2}{2m_1}\Delta_1-\frac{h^2}{2m_2}\Delta_2-\frac{h^2}{2m_3}\Delta_3-E\right)\Psi(\vec{r}_1,\vec{r}_2,\vec{r}_3)=-\int W(\vec{r}_1\vec{r}_2\vec{r}_3|\vec{r}\,'_1\vec{r}\,'_2\vec{r}\,'_3)\cdot \Psi(\vec{r}\,'_1\vec{r}\,'_2\vec{r}\,'_3)\cdot d\vec{r}\,'_1\,d\vec{r}\,'_2\,d\vec{r}\,'_3\,, \tag{1}$$

где

$$W(\vec{r}_1\vec{r}_2\vec{r}_3|\vec{r}\,'_1\vec{r}\,'_2\vec{r}\,'_3)=v_{12}(\vec{r}_{12},\vec{r}\,'_{12})+v_{23}(\vec{r}_{23},\vec{r}\,'_{23})+v_{31}(\vec{r}_{31},\vec{r}\,'_{31})+$$

$$+V_{123}(\vec{r}_{12}\vec{r}_{23};\vec{r}\,'_{12}\vec{r}\,'_{23})+V_{231}(\vec{r}_{23}\vec{r}_{31};\vec{r}\,'_{23}\vec{r}\,'_{31})+V_{312}(\vec{r}_{31}\vec{r}_{12};\vec{r}\,'_{31}\vec{r}\,'_{12})- \tag{2}$$

$$\vec{r}_{ik}=\vec{r}_i-\vec{r}_k \qquad (i,k=1,2,3)$$

потенциальная энергия взаимодействия.

В этом выражении первые три члена соответствуют двухчастичным, а последние три – трехчастичным силам.

Задачу проще всего решать в импульсном представлении, переход к которому осуществляется фурье-преобразованием

$$\Psi(\vec{r}_1\vec{r}_2\vec{r}_3)=\frac{1}{(2\pi)^{9/2}}\int e^{i(\vec{k}_1\vec{r}_1+\vec{k}_2\vec{r}_2+\vec{k}_3\vec{r}_3)}\,\Psi(\vec{k}_1\vec{k}_2\vec{k}_3)\,d\vec{k}_1\,d\vec{k}_2\,d\vec{k}_3\,. \tag{3}$$

При наличии трехчастичных сил удобно ввести независимые переменные p_1, p_2, p_3, определяемые соотношениями /22/

$$p_1=\frac{m_1(k_2+k_3)-m_{23}k_1}{M}\,,\quad p_2=\frac{m_2(k_3+k_1)-m_{31}k_2}{M}$$

$$p_3=\frac{m_3(k_1+k_2)-m_{12}k_3}{M}\,, \tag{4}$$

где $M=m_1+m_2+m_3$ – полная масса системы, а $m_{ik}=m_i+m_k$.

Ограничимся рассмотрением тождественных бесспиновых частиц. В этом случае все двухчастичные, а также трехчастичные взаимодействия равны между собой, поэтому в дальнейшем индексы у потенциалов будем опускать.

Задачу удобно решать в системе центра масс, в которой $k_1+k_2+k_3=0$. Из соотношений (4) видим, что в этой системе $p_i=-k_i$ и, следовательно, сумма p-импульсов также равна нулю:

$$\vec{p}_1+\vec{p}_2+\vec{p}_3=0 .$$

Таким образом, из трех импульсов только два являются независимыми.

Из-за тождественности частиц волновая функция основного состояния обладает следующим свойством симметрии:

$$\psi(\vec{p}_1,\vec{p}_2)= \psi(\vec{p}_2,\vec{p}_1)=\psi(\vec{p}_1,-\vec{p}_1-\vec{p}_2). \tag{5}$$

В переменных $\vec{p}_1$ и $\vec{p}_2$ оператор кинетической энергии системы имеет вид:

$$H_0(\vec{p}_1,\vec{p}_2)=\vec{p}_1^{\,2}+\vec{p}_2^{\,2}+(\vec{p}_1\cdot\vec{p}_2) . \tag{6}$$

Вид двухчастичных потенциалов в этих переменных хорошо известен, поэтому ограничимся только приведением трехчастичных взаимодействий.

Учитывая равенства

$$\begin{aligned}\vec{k}_1\vec{r}_1+\vec{k}_2\vec{r}_2+\vec{k}_3\vec{r}_3&=-(\vec{p}_1\vec{r}_{31})+(\vec{p}_2\vec{r}_{23})=(\vec{p}_1\vec{r}_{12})-(\vec{p}_3\vec{r}_{23})=\\&=-(\vec{p}_2\vec{r}_{12})+(\vec{p}_3\vec{r}_{31})\end{aligned} \tag{7}$$

$$(\vec{r}_{12}+\vec{r}_{23}+\vec{r}_{31}=0),$$

получаем

$$\begin{aligned}&\int(-\vec{p}_1\vec{p}_3|V|-\vec{p}\,'_1\vec{p}\,'_3)\psi(\vec{p}\,'_1\vec{p}\,'_2)d\vec{p}\,'_1d\vec{p}\,'_2+\int(-\vec{p}_2\vec{p}_1|V|-\vec{p}\,'_2\vec{p}\,'_1)\psi(\vec{p}\,'_1\vec{p}\,'_2)d\vec{p}\,'_1d\vec{p}\,'_2+\\&+\int(-\vec{p}_3\vec{p}_2|V|-\vec{p}\,'_3\vec{p}\,'_2)\psi(\vec{p}\,'_1\vec{p}\,'_2)d\vec{p}\,'_1d\vec{p}\,'_2 ,\end{aligned} \tag{8}$$

где, например,

$$\begin{aligned}(-\vec{p}_1\vec{p}_3|V|-\vec{p}\,'_1\vec{p}\,'_3)=\int e^{-i(\vec{r}_{23}\vec{p}_3-\vec{r}_{12}\vec{p}_1)}\ V(\vec{r}_{12}\vec{r}_{23};\vec{r}\,'_{12}\vec{r}\,'_{23})\,\cdot\\ e^{i(r'_{23}p'_3-r'_{12}p'_1)}\ d\vec{r}_{23}\,d\vec{r}_{12}\,d\vec{r}\,'_{23}\,d\vec{r}\,'_{12} .\end{aligned} \tag{9}$$

Допустим, что в случае двухчастичных сил /3/ нелокальный потенциал имеет следующий факторизующийся вид:

$$(\vec{p}|v|\vec{p}\,')=-\frac{h^2}{m}\lambda\, g(\vec{p})g(\vec{p}\,'), \tag{10}$$

а относительно трехчастичных предположим, что

$$(\vec{p}_1\vec{p}_2|V|\vec{p}\,'_1\vec{p}\,'_2)=-\frac{h^2\lambda_c}{m}G(\vec{p}_1\vec{p}_2)G(\vec{p}\,'_1\vec{p}\,'_2), \tag{11}$$

где λ_c – так называемая "глубина" трехчастичного взаимодействия. Так как мы ограничиваемся s состоянием, то как $g(p)$, так и $G(p,q)$ функции зависят только от абсолютных значений векторов. Они являются четными функциями своих аргументов, и кроме того

$$G(\vec{p}_1,\vec{p}_2)=G(\vec{p}_2,\vec{p}_1). \tag{12}$$

Если учесть симметрию волновой функции, то из уравнения Шредингера следует:

$$D(p_1,\vec{p}_2)\psi(\vec{p}_1\vec{p}_2)=\lambda g(\frac{\vec{p}_1-\vec{p}_2}{2})\phi(-\vec{p}_3)+\lambda g(\vec{p}_2+\frac{1}{2}\vec{p}_1)\phi(\vec{p}_1)+$$
$$+\lambda g(p_1+\frac{1}{2}p_2)+\lambda_0 A[G(\vec{p}_1,\vec{p}_3)+G(\vec{p}_1,\vec{p}_2)+G(\vec{p}_2,\vec{p}_3)], \tag{13}$$

где

$$\phi(\vec{p}_1)=\int g(\vec{p}_2'+\frac{1}{2}\vec{p}_1)\psi(\vec{p}_1\vec{p}_2)d\vec{p}_2' \tag{14}$$

$$A=\int G(\vec{p}_1'\vec{p}_2')\psi(\vec{p}_1'\vec{p}_2')d\vec{p}_1'd\vec{p}_2', \tag{15}$$

а

$$D(\vec{p}_1,\vec{p}_2)=\vec{p}_1^2+\vec{p}_2^2+(\vec{p}_1\vec{p}_2)+\gamma^2. \tag{16}$$

Здесь $\gamma^2=\frac{m\epsilon}{h^2}$, ϵ – энергия системы трех частиц.

Подставляя $\psi(\vec{p}_1,\vec{p}_2)$, определенную из (13) в (14) и (15), для функции $\phi(p)$ получаем следующее интегральное уравнение

$$a(p)\phi(p)=\int_{-\infty}^{+\infty} f(\vec{x},\vec{p})\phi(\vec{x})d\vec{x}+\frac{\Phi(p)}{b}\int_{-\infty}^{+\infty} F(\vec{x})\phi(\vec{x})d\vec{x}. \tag{17}$$

Входящие здесь функции определяются следующими равенствами

$$a(p)=1-\lambda\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{g^2(\vec{x})d\vec{x}}{\gamma^2+\vec{x}^2+\frac{3}{4}\vec{p}^2} \tag{18}$$

$$f(\vec{x},\vec{p})=2\lambda\frac{g(\vec{x}+\frac{1}{2}\vec{p})g(\vec{p}+\frac{1}{2}\vec{x})}{D(\vec{x},\vec{p})} \tag{19}$$

$$\Phi(\vec{p})=\lambda_0\int\frac{g(\vec{x}+\frac{1}{2}\vec{p})}{D(\vec{x},\vec{p})}[G(\vec{x},\vec{x}+\vec{p})+G(\vec{x},\vec{p})+G(\vec{p},\vec{x}+\vec{p})]d\vec{x} \tag{20}$$

$$F(\vec{x})=\lambda\int\frac{g(\vec{y}+\frac{1}{2}\vec{x})}{D(\vec{x},\vec{y})}[G(\vec{x}+\vec{y},\vec{y})+2G(\vec{x},\vec{y})]d\vec{y}, \tag{21}$$

$$b=1-\lambda_0\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{G^2(\vec{x},\vec{y})d\vec{x}d\vec{y}}{D(\vec{x},\vec{y})}-2\lambda_0\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{G(\vec{x},\vec{y})G(\vec{x},\vec{x}+\vec{y})d\vec{x}d\vec{y}}{D(\vec{x},\vec{y})}. \tag{22}$$

В частном случае $\lambda_0 = 0$, т.е. в отсутствие трехчастичных сил: $\Phi(\vec{p}) = 0$, $F(\vec{x}) = 0$, $b = 1$ и уравнение (17) переходит в известное уравнение [16,17]

$$a(\vec{p})\phi(\vec{p}) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\vec{x},\vec{p})\phi(\vec{x})\,d\vec{x}\,, \tag{23}$$

справедливое для системы трех тождественных частиц в случае двухчастичного факторизующегося взаимодействия.

2. Выбор потенциалов

Для двухчастичного взаимодействия воспользуемся потенциалом Юкавы

$$g(p) = \frac{1}{\beta^2 + p^2} \tag{24}$$

с параметрами, описывающими нуклон-нуклонное взаимодействие при малых энергиях. Как известно, для таких значений параметров уравнение (23) для энергии связи трития дает завышенное значение.

Ниже, не меняя потенциала двухчастичного взаимодействия, возьмем потенциал трехчастичных сил в следующей форме

$$G(p_1, p_2) = X(p_1)Y(p_2) + X(p_2)Y(p_1)\,, \tag{25}$$

где

$$X(p) = \frac{1}{\beta^2 + p^2}\,, \quad Y(p) = \frac{1}{\alpha^3} e^{-\frac{p^2}{4\alpha^2}}\,. \tag{26}$$

Параметр $\frac{1}{\beta}$ определяет радиус двухчастичного взаимодействия, а α -радиус - трехчастичных сил.

В дальнейшем расчеты удобно проводить в безразмерных величинах и вместо $\lambda, \lambda_0, \alpha, \gamma$ пользоваться параметрами

$$\rho = \frac{2\pi^2\lambda}{\beta^3}\,, \quad \Lambda = \frac{2\pi^2\lambda_0}{\beta^6}\,, \quad \alpha_0 = \frac{\alpha}{\beta}\,, \quad \delta = \frac{\gamma}{\beta}\,. \tag{27}$$

Тогда после интегрирования по углам интегральное уравнение (17) примет вид

$$a(p)\phi(p) = \frac{2\rho}{\pi}\int_0^\infty N(p,x)\phi(x)x^2\,dx + \frac{4\rho^2}{\pi\alpha_0^3}\nu\frac{\Phi(p)}{b}\int_0^\infty K(x)\phi(x)x^2\,dx\,, \tag{28}$$

где

$$a(p) = 1 - \frac{1}{2}\rho\left(1 - \sqrt{1 - \omega(p)}\right)^{-2}, \tag{29}$$

$$\omega(p) = 1 - (\delta^2 + \frac{3}{4} p^2), \tag{30}$$

$$\nu = \frac{\Lambda}{a_0^2 \ell} \tag{31}$$

а $N(p,x)$ определяется соотношением,

$$N(p,x) = \frac{1}{xp\,\omega(p)\,\omega(x)} \{ S(x,p) + \frac{\omega(x)}{\Omega(x,p)} R(p,x) - \frac{\omega(p)}{\Omega(x,p)} R(x,p) \}, \tag{32}$$

в котором

$$\Omega(x,p) = \frac{3}{4}(x^2 - p^2), \tag{33}$$

$$S(x,y) = \ln \frac{\delta^2 + x^2 + y^2 + xy}{\delta^2 + x^2 + y^2 - xy}, \tag{34}$$

$$R(x,y) = \ln \frac{1 + (y + \frac{x}{2})^2}{1 + (y - \frac{x}{2})^2}. \tag{35}$$

При интегрировании по угловым переменным во втором члене интегрального уравнения (28) в знаменателе отброшены скалярные произведения (xp). Такое приближение, рассмотренное Митра /14/ при нахождении энергий связи трития, в нашем случае является более корректным из-за наличия экспоненциального множителя под интегралом.

Приведем окончательное выражение для $K(x)$ -функции

$$xK(x) = -\int_0^\infty h_1(y)\Theta(x,y)\,dy + 4a_0^2 e^{-\frac{x^2}{4a_0^2}} \int_0^\infty Q(x,y)\,dy +$$

$$+ \frac{2}{\omega(x)(1+x^2)} \int_0^\infty h_1(y)\,\eta(x,y)\,dy + \frac{2e^{-\frac{x^2}{4a_0^2}}}{\omega(x)} \int_0^\infty \frac{y\,\eta(x,y)\,dy}{(1+y^2)}, \tag{36}$$

где

$$\Theta(x,y) = \frac{-1}{u(x,y)\,\omega(x)} \{ R(x,y) + \frac{2\omega(x)}{W(x,y)} T(x,y) - \frac{u(x,y)}{W(x,y)} S(x,y) \} \tag{37}$$

$$U(x,y) = 1 - \frac{1}{2}x^2 + y^2, \quad W(x,y) = (2\delta^2 - 1) + x^2 + y^2, \quad T(x,y) = R(\frac{x}{2}, y), \tag{38}$$

$$h_1(x) = x e^{-\frac{x^2}{4\alpha_0^2}}$$

$$\eta(x,y) = S(x,y) - R(x,y)$$

$$Q(x,y) = \frac{\mathrm{Sh}\left(\frac{xy}{2\alpha_0^2}\right) h_1(y)}{(\delta^2 + x^2 + y^2)(1 + \frac{1}{4}x^2 + y^2)(1+y^2)} = \frac{Z(x,y)\, h_1(y)}{(1+y^2)(1+\frac{1}{4}x^2 + y^2)} \quad . \tag{39}$$

Функцию $\Phi(p)$ также легко найти

$$p\Phi(p) = -\int_0^\infty h_1(y)\Theta(p,y)\,dy + 4\alpha_0^2 e^{-\frac{p^2}{4\alpha_0^2}} \int_0^\infty Q(p,y)\,dy +$$

$$+ \frac{1}{\omega(p)(1+p^2)}\int_0^\infty h_1(y)\eta(p,y)\,dy + \frac{e^{-\frac{p^2}{4\alpha_0^2}}}{\omega(p)}\int_0^\infty \frac{y\eta(p,y)\,dy}{(1+y^2)} +$$

$$+ \frac{4\alpha_0^2 e^{-\frac{p^2}{4\alpha_0^2}}}{(1+p^2)}\int_0^\infty (1+y^2)\,Q(p,y)\,dy - e^{-\frac{p^2}{4\alpha_0^2}}\int_0^\infty y\,\Theta(p,y)\,dy \,. \tag{40}$$

Аналогично находим и b :

$$b = 1 - 8\,\frac{\nu\ell}{\alpha_0^3}\left[\int_0^\infty h_2(y)\,dy \int_0^\infty \frac{xS(x,y)\,dx}{(1+x^2)^2} + \int_0^\infty \frac{h_1(y)\,dy}{(1+y^2)}\int_0^\infty \frac{h_1(x)S(x,y)dx}{1+x^2}\right] -$$

$$- \frac{32\nu\ell}{\alpha_0}\left[\int_0^\infty \frac{h_1(x)\,dx}{(1+x^2)^2}\int_0^\infty z(x,y)\,h_2(y)dy + \int_0^\infty \frac{h_2(x)\,dx}{1+x^2}\int_0^\infty \frac{z(x,y)\,h_1(y)\,dy}{1+y^2}\right] +$$

$$+ \frac{8\nu\ell}{\alpha_0^3}\left[\int_0^\infty \frac{h_1(x)\,dx}{1+x^2}\int_0^\infty \frac{h_1(y)\,r(x,y)\,dy}{W(x,y)} + \int_0^\infty h_2(x)dx\int_0^\infty \frac{y\,r(x,y)\,dy}{(1+y^2)\,W(x,y)}\right], \tag{41}$$

где

$$h_2(y) = y e^{-\frac{y^2}{2a_0^2}}, \tag{42}$$

а

$$r(x,y) = S(x,y) - T(x,y). \tag{43}$$

Выводы

Интегральное уравнение (17) было решено на электронной вычислительной машине. Энергия связи ϵ находилась как функция параметров ν и a_0, связанных с глубиной и радиусом трехчастичного взаимодействия, причем для двухчастичного потенциала вида (24) брались значения параметров $\beta_t = \beta_s = 1,4488\ \mathrm{fm}^{-1}$, $\lambda = \frac{1}{2}(\lambda_t + \lambda_s) = 0,3527\ \mathrm{fm}^{-1}$ (или в безразмерных величинах ℓ = 2,2894), согласующиеся с экспериментальными данными нуклон-нуклонного взаимодействия при малых энергиях.

Уравнение (23) для этих значений параметров решалось многими авторами[14,15,17] и во всех вычислениях получались завышенные значения энергий связи. Например, А. Ситенко и В. Харченко[15] для энергии связи получили 12,00 Мэв, что соответствует значению δ = 0,380, тогда как экспериментальное значение равно ϵ_{exp} =8,49 Мэв (δ =0,294).

Учет тензорных сил и отталкивающей сердцевины уменьшает энергию связи и приближает ее к экспериментальному значению[7,24,25].

Проведенные расчеты показывают, что наблюдаемую энергию связи трития можно получить при значениях параметров ν =-0,03 и a_0 =1,4. Согласно формуле (31), это соответствует отталкивающему характеру трехчастичного взаимодействия, когда его глубина в 12,19 раз, а радиус в 1,4 раза меньше глубины и радиуса двухчастичного взаимодействия.

Очевидно, только из энергии связи трития нельзя однозначно определить те два параметра, которые характеризуют трехчастичные взаимодействия в выбранной нами форме. Полученное количественное согласие следует рассматривать лишь как указание на целесообразность учета трехчастичных взаимодействий в задаче многих тел. По-видимому, эти силы могут играть такую же роль, как и тензорные.

Исходя из данной задачи, нельзя отдать предпочтение ни одной из этих сил. Для выявления их относительной роли в многочастичных системах необходимо рассмотреть задачи, качественные результаты которых зависят от характера рассматриваемых сил. Такими являются задачи рассеяния.

Заключение об отталкивающем характере трехчастичных сил, по-видимому, справедливо, так как согласуется с выводом, полученным в работе /19/ иным способом.

В заключение авторы благодарят В.Г. Соловьева, А.Н. Тавхелидзе за ценные критические замечания, а также А.И. Родионова за программирование и проведение численных расчетов.

Литература

1. A.George, Jr. Baker. Phys. Rev., 128, 1485, 1962.
2. E.R.Wigner. Nachr. Ges. Wiss. Gottingen, 31, 546, 1932.
3. Y.Yamaguchi. Phys. Rev., 95, 1628, 1954.
4. A.N.Mitra, S.P.Pandya, Nucl. Phys., 20, 455, 1960.
5. V.L.Narasimham, S.K.Shan, S.P.Pandya. Nucl. Phys., 33, 529, 1962.
6. M.K.Sunderesan. Phys. Rev., 105, 1075, 1957.
7. F.Tahakir. Ann. of Phys., 30, 51, 1964.
8. R.Muthukrishnan, M.Baranger. Phys. Lett., 18, 160, 1965.
9. C.W. Lee, E. Baranger. Nucl. Phys., 79, 385, 1966.
10. R.D.Puff. Ann. of Phys., 13, 317, 1961.
11. C.Lovelace. Phys. Rev., 135, B1225, 1964.
12. G.C. Chirardi, A. Rimini. Journ. of Math. Phys., 5, 722, 1964.
13. А.В. Рохленко. ЖЭТФ, 47, 895, 1964; ЖЭТФ, 50, 93 (1966).
14. A.N.Mitra. Nucl. Phys., 32, 529, 1962.
15. A.G.Sitenko, V.F.Kharchenko. Nucl. Phys., 49, 15, 1963.
16. Г.А. Чилашвили. Сообщения АН Гр. ССР, XXXII: 1; 1963; XXXIII: 1, 1964.
17. R.Aaron, R.D. Amado, Y.Y. Yam. Phys. Rev. Lett., 13, 574, 1964. Phys. Rev., 136, B650, 1964; 140, B1291, 1965.
18. R.D. Amado. Phys. Rev., 141, 902, 1966.
19. A.C. Phillips. Phys. Rev., 142, 984, 1966; 145, 733, 1966.
20. F.Tabakin. Phys. Rev., 137, B75, 1965.
21. M Bander. Phys. Rev., 138, B322, 1965.
22. Л.Д. Фаддеев. Труды Математического института им. В.А. Стеклова.
23. А.Г. Ситенко, В.Ф. Харченко. Ядерная физика, Т1, 994, 1965.
24. B.S.Bhaker. Nucl. Phys., 46, 572, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 сентября 1966 г.