ЯДРА

О ВКЛАДЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ P- И D-СОСТОЯНИЙ В ЭНЕРГИЮ СВЯЗИ ТРИТОНА В ФОРМАЛИЗМЕ БЕТЕ–СОЛПИТЕРА–ФАДДЕЕВА

 С. Г. Бондаренко, В. В. Буров, С. А. Юрьев*

Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, ОИЯИ, Дубна, Россия

Поступила в редакцию 18.07.2018 г.; после доработки 18.07.2018 г.; принята к публикации 18.07.2018 г.

Исследуется влияние состояний с ненулевым угловым моментом пары нуклонов ($L > 0$: P- и D-состояний) на энергию связи тритона $T(nnp)$ в релятивистском случае. Для этого применяется релятивистское обобщение уравнения Фаддеева в формализме Бете–Солпитера. Двухчастичная t-матрица получается из решения уравнения Бете–Солпитера с сепарабельным ядром нуклон-нуклонного взаимодействия первого ранга. Формфакторы потенциала взяты в виде релятивистского обобщения функций типа Ямагучи. Рассматриваются вклады следующих двухчастичных парциальных состояний: ${}^1S_0, {}^3S_1, {}^3D_1, {}^3P_0, {}^1P_1, {}^3P_1$. Система интегральных уравнений для реальных и мнимых частей амплитуд парциальных волн решается численно с использованием метода итераций, и находятся энергия связи тритона и амплитуды трехчастичных состояний. Приведена оценка вклада P- и D-состояний в энергию связи трехнуклонного ядра.

DOI: 10.1134/S0044002719010057

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование трехнуклонных систем имеет долгую историю, и множество работ посвящено описанию таких ядер. Одно из распространенных нерелятивистских описаний базируется на применении уравнения Фаддеева с различными двухчастичными потенциалами. Отметим среди таких потенциалов реалистичные [1] и сепарабельные [2]. Такие исследования позволили достичь значительного прогресса в описании статических и динамических свойств трехнуклонных систем.

В то же время планируемые эксперименты по рассеянию электронов на ^{3}He и ^{3}H, например, Jefferson Lab Experiment E1210103, с энергиями начальных частиц вплоть до 12 ГэВ, ставят вопрос о релятивистском описании. Существуют как способы релятивизации нерелятивистского описания, так и методы, следующие из первых принципов квантовой теории поля (КТП). Среди последних выделим квазипотенциальное уравнение Гросса с обменным ядром нуклон-нуклонного взаимодействия [3], а также подходы, основанные на формализме Бете–Солпитера с нулевым радиусом действия сил [4] и с сепарабельным ядром взаимодействия [5, 6].

Настоящая работа развивает идеи, изложенные в статьях [5], где рассмотрен тритон в S-состоянии, и [6], где наряду с S-состоянием рассмотрен также вклад D-состояния в двухчастичную t-матрицу. Для описания трехнуклонного связанного состояния используется релятивистское обобщение уравнения Фаддеева в формализме Бете–Солпитера — уравнение Бете–Солпитера–Фаддеева. Для простоты вычислений полагается, что нуклоны имеют одинаковые массы и скалярные пропагаторы вместо спинорных. Спин-изоспиновая структура системы описывается посредством матриц коэффициентов перехода из одного парциального состояния в другое.

В предыдущих работах [7, 8] нами был рассмотрен случай учета D-волны не только в двухчастичной t-матрице, но и ее амплитуды в системе интегральных уравнений. В настоящей работе уравнение обобщается на случай ненулевых значений углового момента пары нуклонов ($L > 0$: P- и D-состояний). Рассматриваются вклады следующих двухчастичных парциальных состояний (с полным моментом двухнуклонной системы $j = 0, 1$): ${}^1S_0$, ${}^3S_1$, ${}^3D_1$, ${}^3P_0$, ${}^1P_1$, ${}^3P_1$. Полученная система 12 интегральных уравнений для реальных и мнимых частей амплитуд решается с помощью метода итераций, и находится энергия связи тритона, а также все трехчастичные амплитуды.

Работа организована следующим образом: после краткого описания решения уравнения Бете–Солпитера для двухнуклонных состояний (разд. 2), сформулировано релятивистское уравнение Бете–Солпитера–Фаддеева со скалярными пропагаторами, а также проведено разложение по парциальным состояниям (разд. 3). В разд. 4 приводятся

*E-mail: yurev@jinr.ru

результаты решения системы уравнений и их обсуждение.

2. СЛУЧАЙ ДВУХ ЧАСТИЦ

Так как ядро уравнения Фаддеева, записанного в интегральном виде, содержит двухчастичную t-матрицу, рассмотрим сначала задачу двух тел.

Система двух релятивистских частиц может быть описана с помощью уравнения Бете—Солпитера. Записанное для двухчастичной t-матрицы, оно имеет следующий вид:

$$T(p,p';P) = V(p,p';P) + \tag{1}$$
$$+ \frac{i}{(2\pi)^4}\int d^4kV(p,k;P)G(k;P)T(k,p';P),$$

где $p=(p_1-p_2)/2$ $[p'=(p'_1-p'_2)/2]$ — относительный 4-импульс системы частиц в начальном [конечном] состоянии, $s=P^2$ — квадрат полного 4-импульса системы $P=p_1+p_2=$ $=p'_1+p'_2$, $T(p,p';P)$ — двухчастичная t-матрица, $V(p,k;P)$ — ядро (потенциал) нуклон-нуклонного (NN) взаимодействия, $G(k;P)$ — произведение двух скалярных пропагаторов нуклонов,

$$G^{-1}(k;P) = \tag{2}$$
$$= \left[(P/2+k)^2 - m_N^2 + i\epsilon\right] \times$$
$$\times \left[(P/2-k)^2 - m_N^2 + i\epsilon\right].$$

Рассматривая уравнение (1) в системе центра масс двух частиц $P=(\sqrt{s},\mathbf{0})$, можно отделить угловую зависимость и провести парциальное разложение:

$$T_{LL'}(p_0,|\mathbf{p}|,p'_0,|\mathbf{p}'|;s) = V_{LL'}(p_0,|\mathbf{p}|,p'_0,|\mathbf{p}'|;s) + \tag{3}$$
$$+ \frac{i}{4\pi^3}\int dk_0|\mathbf{k}|^2d|\mathbf{k}|\sum_{L''}V_{LL'}(p_0,|\mathbf{p}|,k_0,|\mathbf{k}|;s)\times$$
$$\times G(k_0,|\mathbf{k}|;s)T_{L''L'}(k_0,|\mathbf{k}|,p'_0,|\mathbf{p}'|;s).$$

В настоящей работе для решения уравнения мы используем ядро NN-взаимодействия в сепарабельном виде (первого ранга):

$$V_{LL'}(p_0,|\mathbf{p}|,p'_0,|\mathbf{p}'|;s) = \tag{4}$$
$$= \lambda g^{(L)}(p_0,|\mathbf{p}|)g^{(L')}(p'_0,|\mathbf{p}'|).$$

Если подставить в уравнение (3) ядро NN-взаимодействия в виде (4), то двухчастичная t-матрица также будет иметь сепарабельный вид:

$$T_{LL'}(p_0,|\mathbf{p}|,p'_0,|\mathbf{p}'|;s) = \tag{5}$$
$$= \tau(s)g^{(L)}(p_0,|\mathbf{p}|)g^{(L')}(p'_0,|\mathbf{p}'|),$$

где функция τ:

$$\tau(s) = 1/(\lambda^{-1} + h(s)) \tag{6}$$

и

$$h(s) = \sum_L h_L(s) = \tag{7}$$
$$= -\frac{i}{4\pi^3}\int dk_0\int|\mathbf{k}|^2d|\mathbf{k}|\times$$
$$\times\sum_L[g^{[L]}(k_0,|\mathbf{k}|)]^2S(k_0,|\mathbf{k}|;s).$$

В качестве формфакторов $g^{(L)}(p_0,|\mathbf{p}|)$ ядра используется релятивистское обобщение функций типа Ямагучи [9, 10]:

$$g^{[S]}(p_0,|\mathbf{p}|) = \frac{1}{p_0^2-|\mathbf{p}|^2-\beta_0^2+i0}, \tag{8}$$

$$g^{[P]}(p_0,|\mathbf{p}|) = \frac{\sqrt{|-p_0^2+|\mathbf{p}|^2|}}{(p_0^2-|\mathbf{p}|^2-\beta_1^2+i0)^2}, \tag{9}$$

$$g^{[D]}(p_0,|\mathbf{p}|) = \frac{C_2(p_0^2-|\mathbf{p}|^2)}{(p_0^2-|\mathbf{p}|^2-\beta_2^2+i0)^2}, \tag{10}$$

где λ, β_0, β_1, β_2 и C_2 — параметры модели, которые выбираются таким образом, чтобы вычисленные значения наблюдаемых совпадали с соответствующими экспериментальными данными для них. В качестве наблюдаемых величин в данном случае выступают длина и фазы рассеяния, эффективный радиус, а в случае, когда имеется связанное состояние — дейтрон ($^3S_1-{}^3D_1$-состояние), — энергия связи. Численные значения параметров λ и β можно найти в [11].

3. СЛУЧАЙ ТРЕХ ЧАСТИЦ

Систему трех релятивистских частиц можно описать с помощью уравнений Фаддеева в формализме Бете—Солпитера:

$$\begin{bmatrix}T^{(1)}\\T^{(2)}\\T^{(3)}\end{bmatrix} = \begin{bmatrix}T_1\\T_2\\T_3\end{bmatrix} - \tag{11}$$
$$-\begin{bmatrix}0 & T_1G_1 & T_1G_1\\ T_2G_2 & 0 & T_2G_2\\ T_3G_3 & T_3G_3 & 0\end{bmatrix}\begin{bmatrix}T^{(1)}\\T^{(2)}\\T^{(3)}\end{bmatrix},$$

где полная t-матрица $T=\sum_{i=1}^3T^{(i)}$, G_i — двухчастичная функция Грина частиц j и n ((ijn) подчиняются циклической перестановке):

$$G_i(k_j,k_n) = \tag{12}$$
$$= 1/(k_j^2-m_N^2+i\epsilon)/(k_n^2-m_N^2+i\epsilon),$$

T_i — двухчастичная t-матрица. Для системы частиц с одинаковыми массами могут быть введены переменные Якоби:

$$p_i = \frac{1}{2}(k_j - k_n), \quad q_i = \frac{1}{3}K - k_i, \quad K = k_1 + k_2 + k_3. \tag{13}$$

На основе выражения (13) уравнение (11) может быть переписано следующим образом:

$$\begin{aligned} T^{(i)}(p_i, q_i; p_i', q_i'; s) &= \\ &= (2\pi)^4 \delta^{(4)}(q_i - q_i') T_i(p_i; p_i'; s) - \\ &- i \int \frac{dp_i''}{(2\pi)^4} T_i(p_i; p_i''; s) G_i(k_j'', k_n'') \times \\ &\times \left[T^{(j)}(p_j'', q_i''; p_i', q_i'; s) + T^{(n)}(p_i'', q_i''; p_i', q_i'; s) \right]. \end{aligned} \tag{14}$$

Введем амплитуду $\Psi^{(i)}(p_i, q_i; s)$ для связанного трехчастичного состояния:

$$\Psi^{(i)}(p_i, q_i; s) = = \langle p_i, q_i | T^{(i)} | M_B \rangle \equiv \Psi_{LM}(p, q; s), \tag{15}$$

где $M_B = \sqrt{s} = 3m_N - E_B$ — масса связанного состояния (тритона), $s = K^2$ — квадрат полного импульса.

Для выделения углового интегрирования и проведения парциального разложения нужно учесть, что решение для двухчастичной t-матрицы найдено в системе центра масс двух нуклонов, а решение для трехчастичной амплитуды ищется в системе центра масс трех нуклонов. Поскольку радиальные функции $g^{[L]}(q_0, |\mathbf{q}|)$ зависят от квадрата относительного 4-импульса, то преобразование Лоренца необходимо проводить только для аргументов сферических гармоник. В данной работе мы предположим, что компоненты относительных 4-векторов в двух системах совпадают, т. е. опустим эффекты преобразования Лоренца. В этом случае можно разделить зависимость трехчастичной амплитуды от двух 4-векторов p и q.

Представим полный орбитальный момент тритона в следующем виде: $\mathbf{L} = \mathbf{l} + \boldsymbol{\lambda}$, где $\mathbf{l}$ — внутренний орбитальный момент двухчастичной подсистемы и $\boldsymbol{\lambda}$ — орбитальный момент третьей частицы относительно двухчастичной подсистемы.

Для того чтобы выделить явную зависимость амплитуды от угловых моментов, представим ее в следующем виде:

$$\begin{aligned} \Psi_{LM}(p, q; s) &= \\ &= \sum_{a\lambda} \Psi^{(a)}_{\lambda L}(p_0, |\mathbf{p}|, q_0, |\mathbf{q}|; s) \mathcal{Y}^{(a)}_{\lambda LM}(\hat{\mathbf{p}}, \hat{\mathbf{q}}), \\ \mathcal{Y}^{(a)}_{\lambda LM}(\hat{\mathbf{p}}, \hat{\mathbf{q}}) &= \sum_{m\mu} C^{LM}_{lm\lambda\mu} Y_{lm}(\hat{\mathbf{p}}) Y_{\lambda\mu}(\hat{\mathbf{q}}), \end{aligned} \tag{16}$$

где двухнуклонные состояния $a \equiv {}^{2s+1}l_j$ характеризуются s — спином, l — угловым и j — полным моментом. В уравнении (16) введено обозначение $\hat{\mathbf{a}} \equiv \Omega_{\mathbf{a}}$ для угловых переменных 3-вектора $\mathbf{a}$, C — коэффициенты Клебша–Гордана, и Y — сферические функции.

Воспользовавшись результатом предыдущего раздела для двухчастичной t-матрицы (5) и проведя парциальное разложение, запишем амплитуду $\Psi^{(a)}_{\lambda L}$ в сепарабельном виде:

$$\begin{aligned} \Psi^{(a)}_{\lambda L}(p_0, |\mathbf{p}|, q_0, |\mathbf{q}|; s) &= g^{(a)}(p_0, |\mathbf{p}|) \times \\ &\times \tau^{(a)} \left[\left(\frac{2}{3}\sqrt{s} + q_0 \right)^2 - \mathbf{q}^2 \right] \Phi^{(a)}_{\lambda L}(q_0, |\mathbf{q}|; s). \end{aligned} \tag{17}$$

Функции $\Phi^{(a)}_{\lambda L}$ удовлетворяют следующей системе интегральных уравнений:

$$\begin{aligned} \Phi^{(a)}_{\lambda L}(q_0, |\mathbf{q}|; s) &= \\ &= \frac{i}{4\pi^3} \sum_{a'\lambda'} \int\limits_{-\infty}^{\infty} dq_0' \int\limits_0^{\infty} \mathbf{q}'^2 d|\mathbf{q}'| \times \\ &\times Z^{(aa')}_{\lambda\lambda'}(q_0, q; q_0', |\mathbf{q}'|; s) \times \\ &\times \frac{\tau^{(a')} \left[\left(\frac{2}{3}\sqrt{s} + q_0' \right)^2 - \mathbf{q}'^2 \right]}{\left(\frac{1}{3}\sqrt{s} - q_0' \right)^2 - \mathbf{q}'^2 - m^2 + i\epsilon} \Phi^{(a')}_{\lambda' L}(q_0', |\mathbf{q}'|; s), \end{aligned} \tag{18}$$

с эффективными ядрами

$$\begin{aligned} Z^{(aa')}_{\lambda\lambda'}(q_0, |\mathbf{q}|; q_0', |\mathbf{q}'|; s) &= C_{(aa')} \int d\cos\vartheta_{\mathbf{q}\mathbf{q}'} K^{(aa')}_{\lambda\lambda' L}(|\mathbf{q}|, |\mathbf{q}'|, \cos\vartheta_{\mathbf{q}\mathbf{q}'}) \times \\ &\times \frac{g^{(a)}(-q_0/2 - q_0', |\mathbf{q}/2 + \mathbf{q}'|) g^{(a')}(q_0 + q_0'/2, |\mathbf{q} + \mathbf{q}'/2|)}{(\frac{1}{3}\sqrt{s} + q_0 + q_0')^2 - (\mathbf{q} + \mathbf{q}')^2 - m_N^2 + i\epsilon}, \end{aligned} \tag{19}$$

где

$$K^{(aa')}_{\lambda\lambda' L}(|\mathbf{q}|, |\mathbf{q}'|, \cos\vartheta_{\mathbf{q}\mathbf{q}'}) = (4\pi)^{3/2} \frac{\sqrt{2\lambda + 1}}{2L + 1} \times (-1)^{l'} \sum_{mm'} C^{Lm}_{lm\lambda 0} C^{Lm}_{l'm'\lambda' m-m'} \times \tag{20}$$

$$\times Y^*_{lm}(\vartheta,0)Y_{l'm'}(\vartheta',0)Y_{\lambda' m-m'}(\vartheta_{\mathbf{qq}'},0)$$

и

$$\cos\vartheta = \left(\frac{|\mathbf{q}|}{2} + |\mathbf{q}'|\cos\vartheta_{\mathbf{qq}'}\right)\Big/\left|\frac{\mathbf{q}}{2}+\mathbf{q}'\right|, \qquad \cos\vartheta' = \left(|\mathbf{q}| + \frac{|\mathbf{q}'|}{2}\cos\vartheta_{\mathbf{qq}'}\right)\Big/\left|\mathbf{q}+\frac{\mathbf{q}'}{2}\right|.$$

Детали вычислений функции K могут быть найдены в [12].

Поскольку мы рассматриваем основное состояние трехнуклонной системы, то $L = 0$ и соответственно $l = \lambda, l' = \lambda'$, и функция K может быть переписана в следующем виде:

$$K^{(aa')}_{ll0} = \sqrt{(4\pi)^3}Y^*_{l0}(\vartheta,0)A_{l'}(\vartheta',\vartheta_{\mathbf{qq}'}),$$
$$A_{l'}(\vartheta',\vartheta_{\mathbf{qq}'}) = \sum_{m'} C^{00}_{lm'l'-m'}Y_{l'm'}(\vartheta',0)\times$$
$$\times Y_{l'-m'}(\vartheta_{\mathbf{qq}'},0),$$

где l, l' соответствуют орбитальным моментам парциальных состояний $[a, a']$.

Учет спин-изоспиновой структуры ядра уравнения можно выразить через матрицу коэффициентов перехода из одного парциального состояния в другое $[(a) = {}^1S_0,\ {}^3S_1,\ {}^3D_1,\ {}^3P_0,\ {}^1P_1,\ {}^3P_1]$, имеющую следующий вид:

$$C_{(aa')} = \frac{1}{4}\begin{pmatrix} 1 & -3 & -3 & \sqrt{3} & -\sqrt{3} & \sqrt{3} \\ -3 & 1 & 1 & \sqrt{3} & -\sqrt{3} & \sqrt{3} \\ -3 & 1 & 1 & \sqrt{3} & -\sqrt{3} & \sqrt{3} \\ \sqrt{3} & \sqrt{3} & \sqrt{3} & -1 & -3 & -1 \\ -\sqrt{3} & -\sqrt{3} & -\sqrt{3} & -3 & -1 & -3 \\ \sqrt{3} & \sqrt{3} & \sqrt{3} & -1 & -3 & -1 \end{pmatrix}. \tag{21}$$

Система интегральных уравнений (18)–(20) имеет сингулярности, однако в случае системы трех связанных частиц ($\sqrt{s} < 3m_N$) все эти сингулярности не пересекают путь интегрирования по q_0 и таким образом не влияют на осуществление процедуры поворота Вика $q_0 \to iq_4$.

Система (18)–(20) после поворота Вика может быть решена с использованием стандартных методов решения интегральных уравнений. Один из них рассмотрен в следующем разделе.

4. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ

В данной работе однородная система из 12 интегральных уравнений с параметром, в качестве которого выступает энергия связи тритона, решалась с использованием метода итераций. Однородная система интегральных уравнений имеет решение не при всех значениях параметра, а лишь для тех, которые удовлетворяют определенным свойствам.

Для определения энергии связи использовалось следующее условие (подробнее [13]):

$$\lim_{n\to\infty}\frac{\Phi_n(s)}{\Phi_{n-1}(s)}\Big|_{s=M_B^2} = 1, \tag{22}$$

где n — номер итерации.

Процедура решения системы интегральных (18)–(20) уравнений методом итераций имеет хорошую сходимость. В численных расчетах энергии связи тритона и амплитуд его состояний для потенциала Ямагучи отношение предыдущей итерации к последующей не менялось с ростом номера итерации вплоть до шестого знака после запятой начиная уже с 20-й итерации.

Для численного вычисления интегралов использовался метод Гаусса на двумерной сетке узлов размерностью $N_1 \times N_2$ с заменой переменных $q_4 = (1+x)/(1-x)$, $|\mathbf{q}| = (1+y)/(1-y)$. Исследовалось влияние количества узлов на сходимость результата численного интегрирования. По переменной $|\mathbf{q}|$ оказалось достаточным интегрирование по $N_2 = 15$ точкам. При дальнейшем увеличении числа точек в квадратурном разложении интеграла его численное значение уже не менялось. При интегрировании по переменной q_4 такое количество точек оказалось недостаточным. Для исследования сходимости мы довели количество точек до $N_1 = 96$. При дальнейшем увеличении числа точек численное значение претерпевало изменения только в 4-м знаке после запятой. Такая точность является достаточной и позволяет проследить вклад различных состояний в энергию связи.

Таблица 1. Значения энергии связи тритона (в МэВ)

p_D	${}^1S_0 - {}^3S_1$	${}^3D_1$	${}^3P_0$	${}^1P_1$	${}^3P_1$
4	9.221	9.294	9.271	9.287	9.271
5	8.819	8.909	8.928	8.903	8.889
6	8.442	8.545	8.562	8.540	8.527
Эксперимент			8.48		

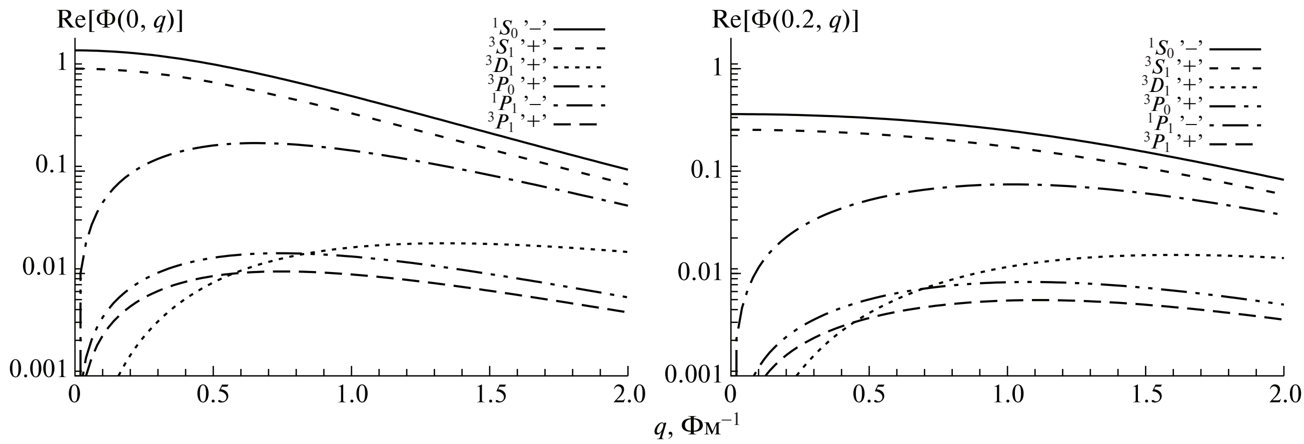

Рис. 1. Реальная часть амплитуд для всех рассматриваемых в работе состояний как функция $|\mathbf{q}|$ при значении $q_4 = 0$ и $q_4 = 0.2$ Фм$^{-1}$.

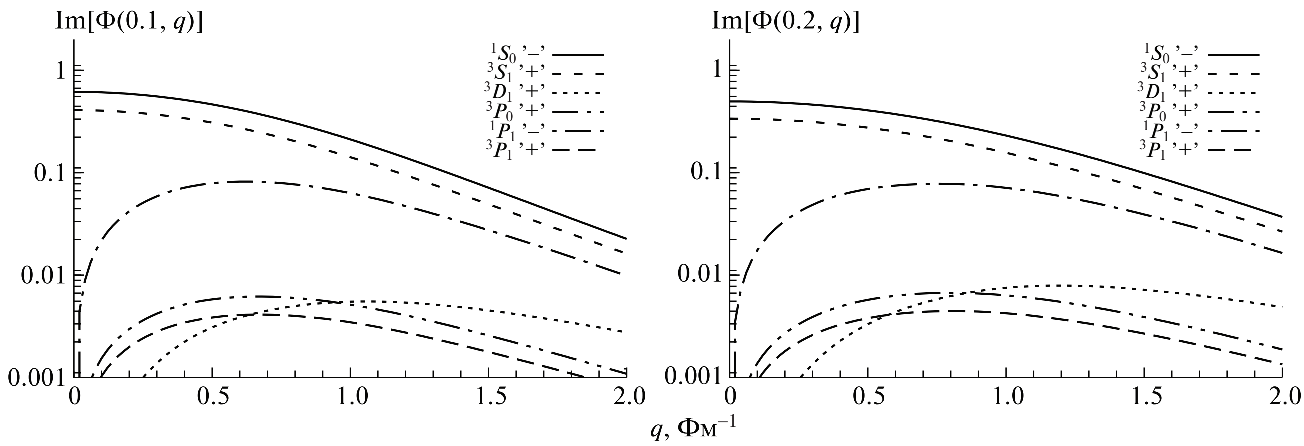

Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для мнимой части амплитуд.

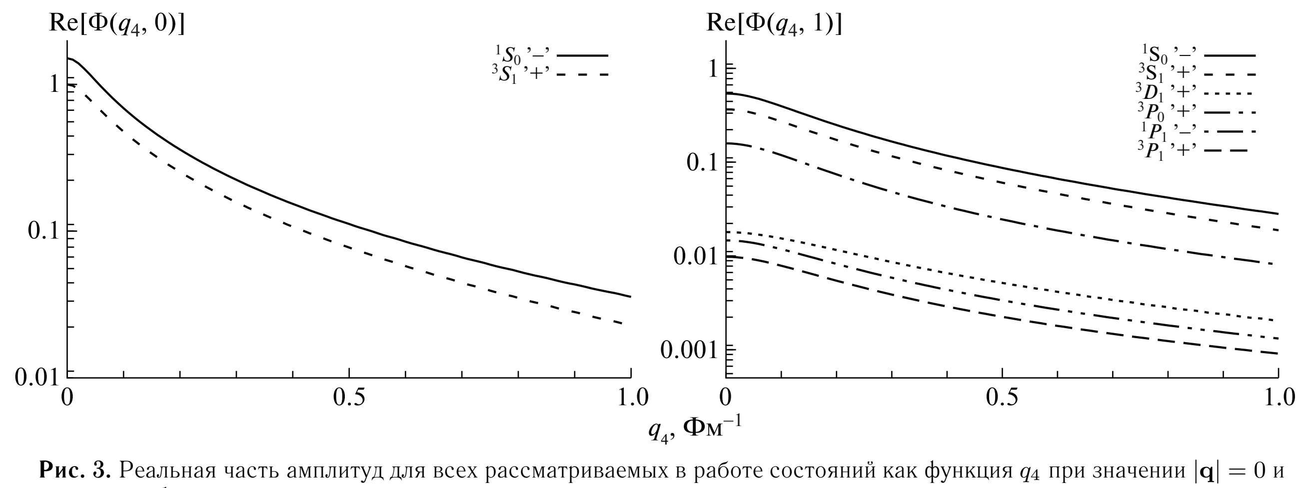

Рис. 3. Реальная часть амплитуд для всех рассматриваемых в работе состояний как функция q_4 при значении $|\mathbf{q}| = 0$ и $q_4 = 1$ Фм$^{-1}$.

В табл. 1 приведены вычисленные значения энергии связи при различных вероятностях D-состояния ($p_D = 4, 5, 6$), при этом далее в каждом столбце записана энергия связи с учетом всех состояний.

Приведенные результаты показывают, что основной вклад в энергию связи тритона дают S-состояния. Вклад D-состояния положителен и варьируется от 0.8 до 1.2% в зависимости от вероятности D-волны в дейтроне ($p_D = 4{-}6\%$). Вклады

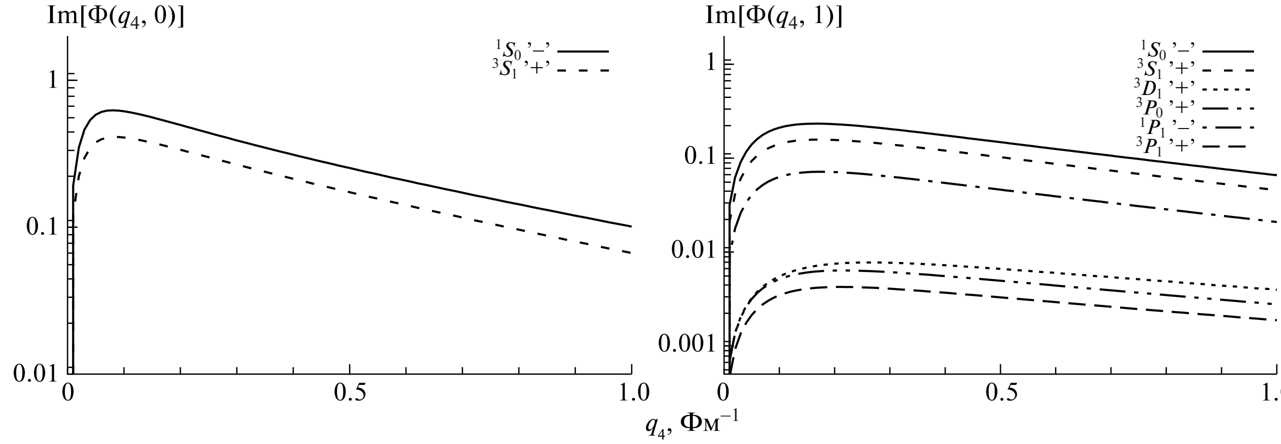

Рис. 4. То же, что и на рис. 3, но для мнимой части амплитуд.

P-состояний знакопеременны и частично компенсируют друг друга, и их суммарный вклад составляет -0.2%. Таким образом, суммарный вклад двухчастичных P- и D-парциальных состояний с полным моментом $j = 0, 1$ в энергию связи тритона составляет от 0.5 до 1%. Сравнение результатов нерелятивистского и релятивистского расчетов энергии связи проведено в [5]. В статье показано, что релятивистский расчет энергии связи в случае учета только S-состояний больше нерелятивистского на 0.44 МэВ.

На рис. 1–4 приведены графики реальных и мнимых частей парциальных амплитуд по переменным $|\mathbf{q}|$ (при фиксированных значениях q_4) и q_4 (при фиксированных значениях $|\mathbf{q}|$). Как видно из графиков, амплитуды S-состояний доминируют, при этом остальные состояния дают ненулевой вклад. Однако нам представляется, что интерференционные вклады S-, P- и D-состояний в формфакторы трехчастичной системы должны быть учтены в расчетах. Полученные амплитуды будут использоваться для вычислений электромагнитных формфакторов тритона на основе приближения, описанного в статьях [5, 6].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье рассматривается решение релятивистского уравнения Бете–Солпитера–Фаддеева для трехнуклонной системы – тритона. Проведено релятивистское обобщение процедуры парциального разложения, которое распространено на ненулевые орбитальные моменты взаимодействующей пары нуклонов. Рассмотрен случай S-, P- и D-парциальных состояний двухчастичной подсистемы. Использование парциального разложения и потенциала NN-взаимодействия в сепарабельном виде привело к системе интегральных уравнений для амплитуд состояний с различными орбитальными моментами частиц в ядре. Численное решение этой системы с использованием метода итераций позволило найти энергию связи тритона и амплитуды его $^1S_0$-, $^3S_1$-, $^3D_1$-, $^3P_0$-, $^1P_1$-, $^3P_1$-состояний как функции двух переменных. Полученные амплитуды будут использоваться для вычислений электромагнитных формфакторов тритона.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 16-02-00898 и № 18-32-00278.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. van Faassen and J. A. Tjon, Phys. Rev. C **33**, 2105 (1986).
2. G. Rupp, L. Streit, and J. A. Tjon, Phys. Rev. C **31**, 2285 (1985).
3. A. Stadler, F. Gross, and M. Frank, Phys. Rev. C **56**, 2396 (1997).
4. E. Ydrefors, J. H. Alvarenga Nogueira, V. Gigante, T. Frederico, and V. A. Karmanov, Phys. Lett. B **770**, 131 (2017).
5. G. Rupp and J. A. Tjon, Phys. Rev. C **37**, 1729 (1988).
6. G. Rupp and J. A. Tjon, Phys. Rev. C **45**, 2133 (1992).
7. S. G. Bondarenko, V. V. Burov, and S. A. Yurev, EPJ Web Conf. **108**, 02015 (2016).
8. S. Bondarenko, V. Burov, and S. Yurev, EPJ Web Conf. **138**, 06003 (2017).
9. Y. Yamaguchi, Phys. Rev. **95**, 1628 (1954).
10. Y. Yamaguchi and Y. Yamaguchi, Phys. Rev. **95**, 1635 (1954).
11. S. G. Bondarenko, V. V. Burov, and S. A. Yurev, Phys. Part. Nucl. Lett. **15**, 417 (2018).
12. A. Ahmadzadeh and J. A. Tjon, Phys. Rev. **139**, B1085 (1965).
13. R. A. Malfliet and J. A. Tjon, Nucl. Phys. A **127**, 161 (1969).

ON THE CONTRIBUTION OF THE P AND D PARTIAL-WAVE STATES TO THE BINDING ENERGY OF THE TRITON IN THE BETHE–SALPETER–FADDEEV APPROACH

S. G. Bondarenko, V. V. Burov, S. A. Yurev

Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

The influence of the partial-wave states with nonzero orbital moment of the nucleon pair on the binding energy of the triton in the relativistic case is considered. The relativistic generalization of the Faddeev equation in the Bethe–Salpeter formalism is applied. Two-nucleon t matrix is obtained from the Bethe–Salpeter equation with separable kernel of nucleon–nucleon interaction of the rank one. The kernel form factors are the relativistic type of the Yamaguchi functions. The following two-nucleon partial-wave states are considered: ${}^1S_0$, ${}^3S_1$, ${}^3D_1$, ${}^3P_0$, ${}^1P_1$, ${}^3P_1$. The system of the integral equations is solved by using the iteration method. The binding energy of the triton and three-nucleon amplitudes are found. The contribution of the P and D states to the binding energy of triton is given.