

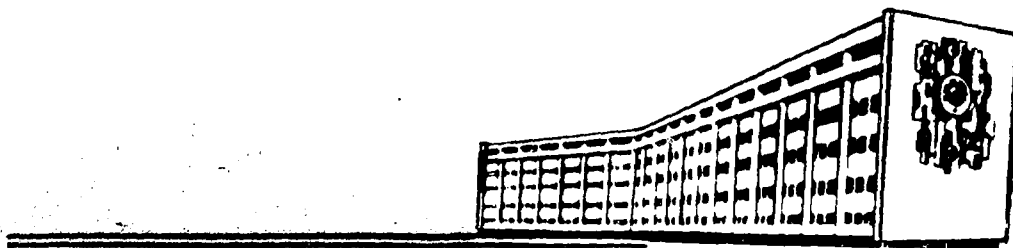
АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНСКОЙ ССР

**ИНСТИТУТ  
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ  
ФИЗИКИ**

ИТФ-85-76Г

А. Абдурахманов, Б. Ахмадходжаев,  
А. Л. Зубарев, Б. Ф. Иргазиев

ЯДЕРНАЯ ЗАДАЧА ТРЕХ ТЕЛ И ПОТЕНЦИАЛЬ  
ЗАВИСЯЩИЕ ОТ ЭНЕРГИИ



Академия наук Украинской ССР  
Институт теоретической физики

Препринт  
ИТФ-85-76Р

А.Абдурахманов, Б.Ахмадходжаев,  
А.Л.Зублрев, Б.Ф.Иргазиев

ЯДЕРНАЯ ЗАДАЧА ТРЕХ ТЕЛ И ПОТЕНЦИАЛЫ,  
ЗАВИСЯЩИЕ ОТ ЭНЕРГИИ

Киев - 1985

УДК 539.17.01

А. Абдурахманов, Б. Ахмадходжаев, А.Л. Зубарев,  
Б.Ф. Иргазиев

Ядерная задача трех тел и потенциалы, зависящие от энергии

В работе рассматриваются энергозависящие потенциалы в проблеме трех тел. Дано обобщение трехчастичных уравнений на случай парных энергозависящих потенциалов и исследуются вопросы, связанные с неоднозначностью этого обобщения. На основе полученных уравнений вычисляются энергия связи трития и вершинные константы связи ( $T_{dn}$ ) и ( $T_{d^*n}$ ). Показана сильная чувствительность энергии связи и особенно констант связи к виду энергозависящего потенциала.

A. Abdurakhmanov, B. Akhmadkhodjaev, A.L. Zubarev,  
B.F. Irgaziev

Nuclear Three-Body Problem and Energy-Dependent Potentials

Energy-dependent potentials in the three-body problem are being considered. Three-particle equations for the case of nucleon-nucleon energy-dependent potentials are generalized and the problems related to this ambiguous generalization are investigated. In terms of the equations obtained the tritium binding energy and vertex coupling constants ( $T_{dn}$ ) and ( $T_{d^*n}$ ) are evaluated. The binding energy and, especially, coupling constants are shown to be sensitive to a shape of the energy-dependent potential.



1985

Институт теоретической физики АН УССР

## § 1 ВВЕДЕНИЕ

Формализм Р-матрицы Джайфе и Лоу [1] в настоящее время широко используется при анализе экспериментальных данных по адрон-адронным столкновениям. Фундаментальное значение Р-матрицы заключается в том, что ее параметры связаны с параметрами составного кваркового мешка. Обоснование этих свойств Р-матрицы с точки зрения квантовой механики было дано Д.А. Симоновым в модели составных кварковых мешков (СКМ) [2]. Следует отметить, что полюсная структура Р-матрицы не связана с СКМ. Так, например, в [3] показано, что любой локальный, не зависящий от энергии потенциал, приводит к полюсной Р-матрице. Более существенным обстоятельством является то, что в СКМ эффективное нуклон-нуклонное взаимодействие оказывается зависящим от энергии. Важно выяснить поэтому, к каким последствиям в задаче трех тел может привести энергозависимость двухчастичного взаимодействия. Строго говоря, в задаче трех тел следует рассматривать связь с девятикварковым каналом, что соответствует трехчастичным силам. В данной работе мы остановимся только на двухчастичных, зависящих от энергии, взаимодействиях.

## § 2 ТРЕХЧАСТИЧНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Запишем уравнение Шредингера, описывающее относительное движение двухчастичной системы:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta \Psi(\vec{r}) + V(\vec{r}) \Psi(\vec{r}) = E \Psi(\vec{r}) \quad (1)$$

здесь  $\mu$  - приведенная масса, а  $V(\vec{r})$  - зависящий от энергии оператор. Поскольку относительное движение и движение центра тяжести разделяются, то для полной волновой функции двухчастичной системы имеем:

$$\Phi(\vec{r}, \vec{R}) = \exp\left(\frac{i}{\hbar} \vec{P} \vec{R}\right) \Psi_{\vec{r} - \frac{\vec{R}}{M}}(\vec{r}), \quad (2)$$

где  $\vec{R}$  - радиус центра тяжести,  $\vec{P}$  - полный импульс,  $E$  - полная энергия. Используя (1) и (2), мы можем записать уравнение для  $\Phi$  в виде:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta_r \Phi - \frac{\hbar^2}{2M} \Delta_R \Phi + W(\vec{r}, \vec{P}^2) \Phi = E \Phi, \quad (3)$$

где  $M$  - полная масса.

Тот факт, что  $W$  зависит от оператора полного импульса - есть следствие энергозависимости  $V$ . (В случае энергозависимых потенциалов в нерелятивистской теории оператор  $W$  не должен зависеть от полного импульса [5]).

Выберем для  $W$  следующее представление

$$W(\epsilon, \hat{P}^2) = V(\epsilon - \frac{\hat{P}^2}{2M}). \quad (4)$$

Подставляя (4) в (3), нетрудно убедиться, что после разделения переменных, получается уравнение (1). Отметим, что вопрос об единственности представления (4), по-видимому, остается открытым. Действительно,  $W$  можно выбрать и в таком виде:

$$W(\epsilon, \hat{P}^2) = V(\epsilon - \frac{\hat{P}^2}{2M}) + W_1(\epsilon, \hat{P}^2) \quad (5)$$

$$W_1(\epsilon, 0) = 0.$$

Перейдем теперь к построению трехчастичных уравнений. Запишем уравнение

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu_{jk}} \Delta \Psi_{jk} + V_{jk}(\epsilon) \Psi_{jk} = \epsilon \Psi_{jk} \quad (6)$$

которое описывает относительное движение частиц  $j$  и  $k$ . Если пренебречь взаимодействием частиц  $i, j$  и  $i, k$ , то волновая функция задачи в системе центра тяжести имеет вид:

$$\Phi(\vec{R}_{jk}, \vec{R}_i) = \exp(\frac{i}{\hbar} \vec{P}_i \vec{R}_i) \Psi_{jk}(\vec{R}_{jk}) \quad (7)$$

$\vec{R}_i, \vec{R}_{jk}$  - координаты Якоби,  $\vec{P}_i$  - импульс, сопряженный координате  $\vec{R}_i$ .

Используя (6) и (7) аналогично (2) и (3), получаем уравнение

$$[H_0 + V_{jk}(\epsilon - \frac{\hat{P}_i^2}{2\mu_i}) + W_{jk}(\epsilon, \hat{P}_i^2)] \Phi = \epsilon \Phi \quad (8)$$

Здесь  $H_0$  - оператор кинетической энергии трехтельной задачи в системе центра тяжести,  $\mu_i = \frac{m_i(m_j + m_k)}{m_i + m_j + m_k}$ ,  $W_{jk}(\epsilon, \hat{P}_i^2)$  - оператор, обладающий свойством  $W_{jk}(\epsilon, 0) = 0$ .

Учитывая (8), мы получаем уравнение Шредингера для задачи трех тел

$$[H_0 + V_{12}(\epsilon - \frac{\hat{P}_3^2}{2\mu_3}) + W_{12}(\epsilon, \hat{P}_3^2) + V_{13}(\epsilon - \frac{\hat{P}_2^2}{2\mu_2}) + W_{13}(\epsilon, \hat{P}_2^2) + \quad (9)$$

$$[V_{23}(E - \frac{\hat{P}_L^2}{2\mu_L}) + W_{23}(E, \hat{P}_L^2)]\Psi = E\Psi$$

$W_{ij}$  - операторы, вид которых из задачи двух тел не восстанавливается.

В ряде работ (см. например, [4]) расчеты трехчастичных наблюдаемых с энергозависящими парными потенциалами проводились следующим образом. По заданному энергозависящему парному потенциалу из уравнения Липмана-Швингера находилась двухчастичная  $\hat{t}$ -матрица, которая подставлялась в уравнения Фаддеева, полученные для энергонезависимых потенциалов. На основе уравнения (9) нетрудно получить обоснование этой процедуры. Покажем, что данная схема расчета эквивалентна решению (9) с  $W_{ij} = 0$ . Запишем уравнения Фаддеева, соответствующие (9):

$$\Psi_i = \phi_i + G_0 T_{jk} (\Psi_j + \Psi_k), \quad (10)$$

где  $\phi_i$  определяется начальными условиями,  $G_0 = \frac{1}{E - H_0 + i\epsilon}$ , а  $T_{ij}$  удовлетворяет уравнению

$$T_{ij}(E) = V_{ij}(E - \frac{\hat{P}_i^2}{2\mu_i}) + W_{ij}(E, \hat{P}_i^2) + [V_{ij}(E - \frac{\hat{P}_i^2}{2\mu_i}) + W_{ij}(E, \hat{P}_i^2)]G_0(E)T_{ij}(E). \quad (11)$$

Оператор  $T_{ij}(E)$  диагонален в представлении импульса свободной частицы  $\vec{P}_K$ , т.е.

$$\langle \vec{P}'_K | \vec{K}'_j | T_{ij}(E) | \vec{P}_K | \vec{K}_j \rangle = \delta(\vec{P}'_K - \vec{P}_K) \langle \vec{K}'_j | t_{ij}(E - \frac{\hat{P}_K^2}{2\mu_K}, P_K^2) | \vec{K}_j \rangle \quad (12)$$

Уравнение Липмана-Швингера для двухчастичной  $\hat{t}$ -матрицы имеет вид:

$$t_{ij}(E - \frac{\hat{P}_K^2}{2\mu_K}, P_K^2) = [V_{ij}(E - \frac{\hat{P}_K^2}{2\mu_K}) + W_{ij}(E, \hat{P}_K^2)] + [V_{ij}(E - \frac{\hat{P}_K^2}{2\mu_K}) + W_{ij}(E, \hat{P}_K^2)] \frac{1}{E - \frac{P_K^2}{2\mu_K} - \frac{P_{ij}^2}{2\mu_{ij}} + i\epsilon} t_{ij}(E - \frac{\hat{P}_K^2}{2\mu_K}, P_K^2), \quad (13)$$

из которого следует что если положить  $W_{ij} = 0$ , то  $t_{ij}(E)$  - двухчастичная  $\hat{t}$ -матрица на потенциале  $V_{ij}(E)$ . Хотя такой выбор  $W_{ij}$  представляется естественным, было бы интересно рассмотреть другие возможности. Причина возникновения  $W_{ij}$  заключается в том, что образование шестикваркового мешка в трехклучонной системе является, по-существу, коллективным трехчастичным эффектом.

В заключение этого раздела подчеркнем особенности энергетической зависимости парного потенциала в трехчастичной задаче.

При описании двухчастичной задачи парный потенциал используется при положительных энергиях, а при решении уравнений Фаддеева приходится интегрировать по области, содержащей отрицательные энергии. Поэтому необходимо исследовать зависимость трехчастичных наблюдаемых от формы энергетической и радиальной зависимостей потенциала. Некоторые численные расчеты по выяснению этой зависимости приведены в разделе 3.

Обобщение трехчастичных уравнений на случай парных энергозависящих потенциалов оказалось неоднозначным (произвол в выборе  $W_{ij}$ ). Возникает вопрос об исключении или уменьшении этой неоднозначности. Мы предполагаем вернуться к этому в последующих публикациях.

Проблема трех тел с энергозависящими потенциалами наиболее просто формулируется на основе уравнений Фаддеева. Решение уравнения Шредингера или уравнений Фаддеева в дифференциальной форме для таких задач представляется затруднительным.

### § 3 КОНСТАНТЫ СВЯЗИ ( $Tdn$ ) и ( $Td^n$ ).

При расчете амплитуд прямых ядерных реакций на основе диаграммных методов необходимо знать вершинную константу связи  $\beta_{\lambda LS}$ , т.е. амплитуду распада (синтеза)  $A \rightarrow B + a$  ядра  $A$  ( $L$  - орбитальный момент относительного движения ядер  $B$  и  $a$  и  $S$  - их суммарный спин). Константа связи  $\beta^2$  для процесса  ${}^3\text{He}({}^n\text{H}) \rightarrow d + p({}^n)$  достаточно хорошо определена из анализа экспериментов по  $n$ - $d$ -рассеянию вперед, а также из исследования фото- и электрорасщепления ядер [6-9]. Расчеты констант связи ( $Tdn$ ) и ( $Td^n$ ) ( $d^n$  - синглетный дейтрон) с феноменологическими локальными потенциалами на основе аналитического продолжения решения уравнения Фаддеева из не физической области показали явную чувствительность к виду потенциала [10].

Будем рассматривать сепарабельные нуклон-нуклонные потенциалы в импульсном представлении, отвечающие взаимодействию в  $S$ -состоянии

$$V^{(\lambda)}(k, k', z) = \sum_{i, j} \Lambda_{ij}^{(\lambda)}(z) g_i(k) g_j(k') \quad (14)$$

$\Lambda_{ij}^{(\lambda)} = \Lambda_{ji}^{(\lambda)}$ ,  $\lambda = t$  - триплет,  $\lambda = S$  - синглет.

Решение уравнения Липмана-Швингера с подобными потенциалами будет иметь следующий вид:

$$t^{(A)}(k, k', z) = \sum_{i,j} C_{ij}^{(A)}(z) g_i^{(A)}(k) g_j^{(A)}(k'), \quad (15)$$

где

$$[C^{(A)}(z)]_{ij}^{-1} = [\Lambda^{(A)}(z)]_{ij}^{-1} + 4\pi m \int_0^{\infty} \frac{g_i^{(A)}(k) g_j^{(A)}(k)}{k^2 - m^2 z - i\epsilon} k^2 dk$$

Пространственные компоненты фаддеевской волновой функции  $u_\lambda(q, \vartheta)$  связанного состояния трех нуклонов с потенциалами типа (14) приведены в работе [II]. Запишем выражение для  $u_\lambda(q, \vartheta)$

$$u_\lambda(q, \vartheta) = - \sum_{i,j} C_{ij}^{(\lambda)}(z(q)) g_i^{(\lambda)}(q) B_j^{(\lambda)}(q) / (q^2/m + 3Q^2/4m + \epsilon_T), \quad (16)$$

где  $\epsilon_T$  - энергия связи трития.

$$z(q) = -\epsilon_T - \frac{3}{4} Q^2/m$$

$$Q^2 = (\vec{P}_d - 2\vec{P}_n)^2/9$$

$m$  - масса нуклона.

$B_j^{(\lambda)}$  находятся из решения системы одномерных интегральных уравнений:

$$B_j^{(\epsilon)}(q) = -\pi m \sum_{i,k=0}^n \int_0^{\infty} p^2 dp \{ C_{ik}^{(\epsilon)}(z(p)) K_{ji}^{(\epsilon)}(q, p) B_k^{(\epsilon)}(p) + 3 C_{ik}^{(s)}(z(p)) K_{ji}^{(\epsilon s)}(q, p) B_k^{(s)}(p) \}$$

$$B_j^{(s)}(q) = -\pi m \sum_{i,k=0}^n \int_0^{\infty} p^2 dp \{ C_{ik}^{(s)}(z(p)) K_{ji}^{(ss)}(q, p) B_k^{(s)}(p) + 3 C_{ik}^{(\epsilon)}(z(p)) K_{ji}^{(s\epsilon)}(q, p) B_k^{(\epsilon)}(p) \} \quad (17)$$

$$K_{ji}^{\lambda\lambda'}(q, p) = \int_{-1}^1 \frac{g_i^{(\lambda)}(\sqrt{q^2/4 + p^2 + Qpy}) g_j^{(\lambda')}(\sqrt{q^2/4 + p^2 + Qpy})}{Q^2 + p^2 + Qpy + m\epsilon_T} dy \quad (18)$$

$\epsilon$  - матрица (15) имеет полюса при  $z(q) = -\epsilon^{(\lambda)}$ , т.е. при  $Q^2 = -z_1^2 = -\frac{3}{4} m(\epsilon_T - \epsilon^{(\lambda)})$  ( $\epsilon^{(\lambda)}$  - парная энергия связи двух нуклонов). Один из этих полюсов расположен на первом листе римановой поверхности  $\sqrt{z}$  ( $\text{Im}\sqrt{z} > 0$ ), определяет энергию связи реального дейтрона, второй полюс соответствует "синглетному дейтрону"  $d^0$ . Процедура вычисления  $\epsilon$  - матрицы на втором листе римановой поверхности описана в работе [10]. Соответствующие полюса



по переменной  $Q$  имеют компоненты  $u_\lambda(q, \theta)$  волновой функции триглия.

Используя результаты, полученные в работе [10], можно найти вершинную константу  $G_\lambda$  виртуального распада  $T \rightarrow d(d^n)_{+1}$

$$G_\lambda = \lim_{Q^2 \rightarrow -x_\lambda^2} G_\lambda(q, Q) \quad (19)$$

$$G_\lambda(q, Q) = -\frac{2\sqrt{3}}{y_m} (Q^2 + x_\lambda^2) \left( \frac{Q^2}{y_m} + \frac{Q^2}{4} + \frac{Q^2}{m} + E_T \right) \frac{z_\lambda(q, Q)}{z_\lambda(Q)} \quad (20)$$

где  $z_\lambda$  - двухчастичный вершинный формфактор который находится из вычета  $\epsilon$  - матрицы в полюсе, т.к. вблизи полюса

$$\epsilon^{(A)}(q, q', z) = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{z_\lambda(q) z_\lambda(q')}{z + \epsilon^{(A)}} \quad (21)$$

Матрица  $C^{(A)}(z)$  также имеет полюс при  $z = -\epsilon^{(A)}$  и факторизуется по индексам.

$$C_{ij}^{(A)}(z) = (-1)^{i+j} \frac{A_{ij}^{(A)}}{\Delta_\lambda(z)} \rightarrow \frac{A_i^{(A)} A_j^{(A)} (-1)^{i+j}}{\Delta_\lambda(z)} \quad (22)$$

где  $A_{ij}^{(A)}$  - минор матрицы  $[C^{(A)}(z)]^{-1}$ ,  $A_i^{(A)} = \sqrt{A_{ii}^{(A)}}$ ,  $\Delta_\lambda(z)$  - определитель  $[C^{(A)}(z)]^{-1}$

$$\Delta_\lambda(z) \xrightarrow{z \rightarrow -\epsilon^{(A)}} (z + \epsilon^{(A)}) \Delta'_\lambda(-\epsilon^{(A)}), \quad \Delta'_\lambda(-\epsilon^{(A)}) = \left. \frac{d\Delta_\lambda(z)}{dz} \right|_{z = -\epsilon^{(A)}}$$

Подставляя (22) в (15) и сравнивая с (21), получим

$$z_\lambda(q) = \left[ \frac{(2\pi)^3}{\Delta'_\lambda(-\epsilon^{(A)})} \right]^{1/2} \sum_{i=1}^n A_i^{(A)} (-1)^i g_i^{(A)}(q) \quad (23)$$

Вблизи полюса  $z = -\epsilon^{(A)}$  для  $u_\lambda(q, \theta)$  имеем:

$$u_\lambda(q, \theta) \xrightarrow{z \rightarrow -\epsilon^{(A)}} \frac{1}{q^2/m + 3Q^2/y_m + E_T} \left[ \sum_{i=1}^n A_i^{(A)} (-1)^i g_i^{(A)}(q) \right] \cdot \left[ \sum_{j=1}^n A_j^{(A)} (-1)^j B_j^{(A)}(\theta) \right] / \left[ (z(\theta) + \epsilon^{(A)}) \Delta'_\lambda(-\epsilon^{(A)}) \right] \quad (24)$$

Учитывая, что  $z(\theta) + \epsilon^{(A)} = -\frac{2}{y} (Q^2 + x_\lambda^2)$ , с помощью (19), (20), (23) и (24) получим окончательное выражение для  $G_\lambda$

$$G_\lambda = -\sqrt{3} (2\pi)^{-3/2} / (\Delta'_\lambda(-\epsilon^{(A)}))^{1/2} \sum_{i=1}^n (-1)^i A_i^{(A)} B_i^{(A)}(i x_\lambda) \quad (25)$$

#### §4 ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

Численные расчеты проводились в следующих предположениях:

- а) взаимодействие между двумя нуклонами предполагалось центральным и энергозависимым;
- б) решались уравнения Фаддеева, причем  $W_{ij}$  из (9) предполагались равными нулю.

Рассматривались двухчастичные потенциалы четырех типов, которые в импульсном представлении выглядят следующим образом:

$$V_I^\lambda(\kappa, \kappa'; z) = \Lambda^{(\lambda)}(z) g(\kappa R_\lambda) g(\kappa' R_\lambda), \quad (26)$$

где

$$\Lambda^{(\lambda)}(z) = \frac{R_\lambda^2}{2\pi^2 m} (P_\lambda(z) - \eta \operatorname{ctg} \eta R_\lambda), \quad \frac{\eta^2}{m} = z, \quad (27)$$

а

$$P_\lambda(z) = P_{0\lambda} + \frac{\delta_{1\lambda}}{z - E_{1\lambda}} + \frac{\gamma_{1\lambda}}{z - E_{2\lambda}}. \quad (27a)$$

Энергозависимый потенциал типа  $\delta$ -функции (26) был использован в работе [4]. Другой рассматриваемый потенциал  $V_{II}^\lambda$  имеет схожий с потенциалом (26) вид, но P-матрица содержит одно примитивное состояние

$$P_\lambda(z) = P_{0\lambda} + \frac{\delta_{1\lambda}}{z - E_{1\lambda}}, \quad (28)$$

а  $\Lambda^{(\lambda)}(z)$  определяется выражением (27). Третий потенциал

$V_{III}^\lambda(\kappa, \kappa'; z)$  описывается выражением

$$V_{III}^\lambda = V_0^\lambda(z) \omega^\lambda(\kappa, \kappa') + \Lambda^{(\lambda)}(z) g(\kappa R_\lambda) g(\kappa' R_\lambda), \quad (29)$$

где

$$\Lambda^{(\lambda)}(z) = \frac{R_\lambda^2}{2\pi^2 m} (P_\lambda(z) - \sqrt{m|E^{(\lambda)}|} \operatorname{ctg} \eta R_\lambda \sqrt{m|E^{(\lambda)}|}) \quad (30)$$

$P_\lambda$  определяется (28), а  $V_0^\lambda$  и  $\omega^\lambda$  описываются формулами

$$V_0^\lambda(z) = \frac{R_\lambda}{2\pi^2 m} (|E^{(\lambda)}| + z), \quad (31)$$

$$\omega^\lambda(\kappa, \kappa') = \frac{1}{\kappa \kappa' R_\lambda^2} \left( \frac{\sin(\kappa - \kappa') R_\lambda}{\kappa - \kappa'} - \frac{\sin(\kappa + \kappa') R_\lambda}{\kappa + \kappa'} \right). \quad (32)$$

Четвертый потенциал  $V_{IV}^\lambda$  определяется выражением (29), только теперь

$$\lambda^{(1)}(z) = \frac{R_1^2}{2\pi^2 m} (P_1(z) - P_{01}), \quad V_0^{(1)}(z) = \frac{R_1}{2\pi^2 m} (c^1 + z) \quad (33)$$

а  $c^1$  определяется из

$$\sqrt{m c^1} \operatorname{cth} \sqrt{m c^1} R_1 = P_{01}. \quad (34)$$

Потенциал  $V_{iv}^{(1)}$  с  $R_1$  из (27а) рассматривался в работе [2].

Выражения для формфакторов  $g(kR_1)$  для всех четырех случаев определены одинаковым образом

$$g(kR_1) = \frac{\sin kR_1}{B_c^{(1)} k R_1}. \quad (35)$$

Вычисления значений  $B_c^{(1)}(Q)$  в точке двухчастичного полюса проводились при помощи аналитического продолжения  $B_c^{(1)}$  по уравнениям (17), используя значения в физической области ( $Q > 0$ ). Нетрудно видеть из приведенной формулы (17), что функции  $B_c^{(1)}$  являются четными относительно  $Q$ , т.е. не имеют в отличие от  $f$ -матрицы точки ветвления при  $Q^2 = -\frac{1}{3} m E_1$ , и точек полюса при  $Q^2 = -\mathcal{X}_1^2$ . Поэтому в обоих случаях ( $\lambda = S, \lambda = t$ ) вычисляются на физическом листе  $Q^2$ . В потенциалах  $V_{iii}^{(1)}$ , и  $V_{iv}^{(1)}$ ,  $\omega^{(1)}$  приводилась к сепарабельному виду по методу Бейтмана [11].

Параметры всех четырех потенциалов и низкоэнергетические параметры, которые описывают низкоэнергетические двухчастичные нуклонные данные, приведены в таблице I.

Результаты вычислений энергии связи трития и констант связи  $B_c^2$  и  $B_s^2$  приведены в таблице II. В той же таблице для сравнения приводятся результаты, полученные в более ранних работах для потенциалов Рейда (Р) [12], Ямагучи (Я) [13], Даревича-Грина (ДГ) [10], Малфлиета-Тьона (МТ) [10], Бресселя-Кермана-Рубена [10]. Во всех этих работах решались уравнения Фаддеева. Как видно из приведенной таблицы, прослеживается связь между энергией связи и триплетной константой: чем больше энергия связи трития, тем больше значение этой константы. Наши вычисления показали, что двухчастичные величины, входящие в формулу (12), примерно одинаковы для всех трех энергезависящих потенциалов, но имеется сильное различие в трехчастичной величине  $B_c^{(1)}(iR_1)$ , которая вычисляется аналитическим продолжением решения одномерных уравнений Фаддеева. По мере удаления от физической области в область  $Q^2 < 0$  ее значение растет. Заметим, что значение этой величины как для синглетных, так и триплетных параметров потенциалов одного порядка. Отношение величин  $\Delta_s'$  к  $\Delta_c'$ , вычисляемых в двух-

Таблица I

Потенциал:	$\lambda$	$\gamma_{1\lambda} \Gamma_{\text{об}}^2$	$\gamma_{2\lambda} \Gamma_{\text{об}}^2$	$E_{1\lambda} \Gamma_{\text{об}}$	$E_{2\lambda} \Gamma_{\text{об}}$	$R_{\lambda} \Gamma_{\text{об}}^{-1}$	$Q_{\text{фн}}$	$\Sigma_{\text{фн}}$	$E_{\text{МЭБ}}$
$V_I$	S	0,10868	0,12947	0,230	I	7,42	-23,535	2,0782	-
	t	0,11378	0,18606	0,243	I	7,02	5,4494	1,6330	2,0814
$V_{II}, V_{III}, V_{IV}$	S	0,100599	-	0,224476	-	7,3	-24,055	2,11	-
	t	0,10651	-	0,227638	-	7,16	5,34	1,7051	2,2240

Таблица II

Потенц.:	$V_I$	$V_{II}$	$V_{III}$	$V_{IV}$	$P[13]$	$\text{Я}[13]$	$\text{ЭФР}[10]$	$\text{МТ}[10]$	$\text{ДГ}[10]$	Эксперимент
$G_t^2 \text{ фн}$	13,15	15,09	1,67	-	1,02	1,9	1,03	1,6	1,4	1,1
$G_s^2 \text{ фн}$	-1,27	-1,46	-0,	-	-	-0,13	-0,36	$-1,0 \times 10^{-3}$	$-6,4 \times 10^{-3}$	-
$E_T \text{ МЭБ}$	-13,03	-15,51	-10,3	-6,01	-6,5	-11,0	-8,27	-8,57	-9,12	-8,48

частичных полюсах оказалось порядка 10. Знак константы определяется именно этими величинами. Таким образом, константы связи являются очень чувствительными к виду потенциала и могут служить одним из критериев в отборе феноменологических потенциалов.

Из сравнения результатов расчета с экспериментом видно, что из рассмотренных энергозависящих потенциалов потенциал  $V_{\bar{q}q}^A$  наиболее предпочтителен.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Jaffe R.L., Low F.E. Connection between Quark-Model Eigenstates and Low-Energy Scattering.- Phys. Rev. D, 1979, 19, p.2105-2118.
2. Simonov Yu.A. The Quark Compound Bag Model and the Jaffe-Low P-Matrix.- Phys. Lett. B, 1981, 107, p.1-4.  
Симонов Ю.А. Адрон-адронное взаимодействие в модели составных кварковых мешков.- Ядерная физика, 1982, 36, вып. 3(9), с. 722-731.
3. Петров Н.М. Описание двухчастичного взаимодействия в моделях, использующих метод граничных условий.- ФМС, вып.5, 1984, с. 49-62.  
Бабенко В.А., Петров Н.М. P-матричное описание двухчастичного взаимодействия для случая регулярных потенциалов.- УФЖ, 1985, 30, №1, с.19-24.  
В.А. Николаев. О полюсном представлении P-матрицы NN-рассеяния.- Дубна, 1983, - 5 с. - (Препринт ОИЯИ Р4-83-494).
4. Петров Н.М., Пушкаш А.М. Влияние собственных состояний шестикваркового мешка на двух- и трехнуклонные низкоэнергетические параметры.- УФЖ, 1984, 29, с.652-657.  
Петров Н.М., Пушкаш А.М. Феноменологический учет кварковых степеней свободы в системах двух- и трех нуклонов.- Труды симпозиума "Нуклон-нуклонные и адрон-адронные взаимодействия при промежуточных энергиях", Ленинград 23-25 апреля 1984 г. Ленинград: изд-во ЛИАФ, 1984, с. 382-387.
5. Широков Д.М. Релятивистские поправки к феноменологическим гамильтонианам.- ЖЭТФ, 1959, 36, вып.2, с. 474-477.
6. Locher H.P. The dpn and tdn Coupling Constants from Forward Neutron-Deuteron Dispersion Relations.- Nucl. Phys. B, 1970,

- 23, p.116-124.
7. Kisslinger L.S. Analysis of  $p^3\text{He}$  Elastic Scattering Using Analyticity.- Phys. Lett. B, 1973, 47, p.93-95.
8. Lim T.K. Normalisation of the  $n$ -d Tail of the Three-Nucleon Wave Function.- Phys. Rev. Lett., 1973, 30, p.709-711.
9. Gibson E.F., Lehman D.R. Two-body photodisintegration of  $^3\text{He}$  and  $^3\text{H}$ .- Phys. Rev. C, 1975, 11, p.29-36.
10. Беляев В.Б., Иргазиев Б.Ф., Орлов Д.В. Константы связи ( $Tdn$ ) и ( $Td^*n$ ) для локальных потенциалов.- Ядерная физика, 1976, 24, вып. I, с.44-51.  
Беляев В.Б., Иргазиев Б.Ф., Орлов Д.В. Простая формула для вершинного форм-фактора виртуального распада трехчастичного ядра.- Ядерная физика, 1977, 25, вып.2, с.276-279.
11. Беляев В.Б., Влещонко Е., Зубарев А.Л. Вычисления длины  $nd$  рассеяния с "реалистическими" потенциалами.- Ядерная физика, 1970, 12, вып. 5, с.923-926.
12. Kim Y.E., Tubis A. Calculation of the Coupling Constant for Deuteron-Exchange in  $p$ - $^3\text{He}$  Scattering.- Phys. Rev. Lett., 1972, 29, p.1017-1019.
13. Барышников А.Г., Блохинцев Л.Д., Народецкий И.М. Метод Гильберта-Шмидта в трехчастичной задаче и определение вершинных функций  $t \rightarrow d+n$ ,  $t \rightarrow d^* + n$ .- Письма в ЖЭТФ, 1974, 19, №9, с.608-612.

Рукопись поступила 2 июля 1985 г.

Абдугани Абдурахманов  
Батыр Ахмадходжаев  
Александр Львович Зубарев  
Бахадир Файзуллаевич Иргазиев

Ядерная задача трех тел и потенциалы,  
зависящие от энергии

Редактор А.А.Храброва

Техн.редактор В.В.Кучерявый

БФ 08182 Зак. 470 Формат 60x84/16. Уч.-изд.л. 0,6  
Подписано к печати 10.07.85 г. Тираж 200. Цена 5 коп.

Офсетная лаборатория Института теоретической физики АН УССР

**5 коп.**

Препринты Института теоретической физики АН УССР  
рассылаются научным организациям и отдельным ученым  
на основе взаимного обмена.

Наш адрес: 252130, Киев-130  
ИТФ АН УССР  
Информационный отдел

The preprints of the Institute for Theoretical Physics  
are distributed to scientific institutions and individual  
scientists on the mutual exchange basis.

Our address:

Information Department  
Institute for Theoretical Physics  
252130, Kiev-130, USSR