

ТРЕХТЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА ^{11}B

С. Б. Дубовиченко*

Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова НЦКИТ НКА РК
050020, Алматы, Казахстан

Институт ядерной физики НЯЦ РК
050032, Алматы, Казахстан

Поступила в редакцию 29 января 2011 г.

В рамках одноканальной трехтельной $^4\text{He}^4\text{He}^3\text{H}$ -модели ядра ^{11}B с разложением трехтельной волновой функции по неортогональному гауссову базису рассчитана энергия связи и среднеквадратичные зарядовый и массовый радиусы. Приведены параметры волновой функции и продемонстрирована сходимость трехтельной энергии в зависимости от числа членов разложения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Продолжая изучение возможностей потенциальных кластерных моделей, в том числе в рамках трехчастичного подхода, наряду с ядрами ^7Li [1] и ^9Be [2] на основе одноканального трехтельного варианта такой модели рассмотрим следующее нечетное ядро ^{11}B . Если в ядре ^7Li существование двухтельного $^4\text{He}^3\text{H}$ -канала, имеющего большую степень вероятности, считается давно доказанным [3], то в ядре ^9Be и, возможно, в ядре ^{11}B наличие подобного двухчастичного состояния с большой вероятностью не является очевидным.

Скорее всего, в таких ядрах основную роль будут играть сильно связанные трехтельные кластерные конфигурации, например, $^4\text{He}^3\text{H}^2\text{H}$ в ядре ^9Be с энергией связи 19 МэВ [2] или $^4\text{He}^4\text{He}^3\text{H}$ в ядре ^{11}B при энергии связи более 11 МэВ. Как было показано нами в работе [2], некоторые основные характеристики ядра ^9Be вполне могут быть объяснены на основе одноканальной трехтельной $^4\text{He}^3\text{H}^2\text{H}$ -модели, что позволяет считать рассмотренную в работе [2] конфигурацию с определенными орбитальными моментами основной, т. е. имеющей наибольшую вероятность. Поэтому рассмотрим здесь возможность применения одноканального подхода для трехтельной $^4\text{He}^4\text{He}^3\text{H}$ -модели ядра ^{11}B .

2. МЕТОДЫ РАСЧЕТА

Остановимся вначале на некоторых элементах трехтельного формализма и общих методах расчета основных ядерных характеристик в используемой модели. Радиальное уравнение Шредингера с центральными ядерными силами для волновой функции системы трех частиц имеет вид [4]

$$(H - E)\Phi_{\lambda,l}(r, R) = 0,$$

где

$$H = T + V,$$

$$T = T_1 + T_2 = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta_r - \frac{\hbar^2}{2\mu_0} \Delta_R,$$

$$V = V_{12} + V_{23} + V_{13},$$

$$m_{23} = m_2 + m_3, \quad m = m_1 + m_2 + m_3,$$

$$\mu = \frac{m_2 m_3}{m_{23}}, \quad \mu_0 = \frac{m_1 m_{23}}{m},$$

m и μ — массы и приведенные массы частиц, T и V — операторы кинетической и потенциальной энергии, H — гамильтониан, E — энергия связи трехтельной системы частиц, $\Phi_{\lambda,l}(r, R)$ — радиальная волновая функция системы трех частиц, которая в данном подходе представляется в виде разложения по неортогональному гауссову базису [4, 5]:

$$\begin{aligned} \Phi_{\lambda,l}(r, R) = & N r^\lambda R^l \times \\ & \times \sum_i C_i \exp(-\alpha_i r^2 - \beta_i R^2) = N \sum_i C_i \Phi_i. \end{aligned}$$

*E-mail: sergey@dubovichenko.ru, dubovichenko@mail.ru, dubovichenko@gmail.com

Здесь выражение

$$\Phi_i = r^\lambda R^l \exp(-\alpha_i r^2 - \beta_i R^2)$$

является базисной функцией.

Величина r в такой записи определяет расстояние между частицами 2 и 3, которые находятся в основании треугольника из трех тел с орбитальным моментом λ . Величина R — это расстояние между первой частицей, которая расположена в вершине треугольника, и центром масс частиц с номерами 2 и 3 и относительным орбитальным моментом l . Полный орбитальный момент \mathbf{L} образуется из векторной суммы $\mathbf{I} + \boldsymbol{\lambda}$, а полный момент системы равен $\mathbf{J} = \mathbf{S} + \mathbf{L}$ при полном спине \mathbf{S} .

Далее в рамках вариационного метода решается обобщенная матричная задача на собственные значения и собственные функции (см., например, [4, 6]):

$$\sum_i (H_{ij} - EL_{ij})C_i = 0.$$

Здесь H_{ij} — матрица гамильтониана, соответствующая описанному выше оператору H , L_{ij} — матрица интегралов перекрытия, которая при использовании ортогонального базиса разложения волновой функции переходит в единичную матрицу I_{ij} , C_i — собственные векторы задачи, E — собственные энергии.

Отметим, что матрица $H - EL$ в данном случае недиагональна по энергии и вместо обычной задачи на собственные значения и функции нужно рассматривать обобщенный вариант этой задачи. Один из возможных численных алгоритмов решения такой задачи был рассмотрен нами в работах [6, 7]. Он применяется и в двухтельной вариационном методе [5, 6], но именно для трехтельной задачи приводит к заметным упрощениям численных расчетов на компьютере и, как следствие, сокращению компьютерного времени счета.

Матричные элементы гамильтониана H_{ij} трехтельной системы и интегралов перекрытия L_{ij} , вычисленные по гауссовым базисным функциям Φ_i , которые используются в наших расчетах, а также выражения для среднеквадратичных радиусов кратко приведены в работе [1] и более полно в работах [5, 6, 8]. В данных расчетах при каждом значении не зависимых друг от друга вариационных параметров α_i и β_i находим некоторую энергию системы E , при которой детерминант полной матрицы $H - EL$, разлагаемой на две треугольные, равен нулю. Затем, варьируя эти параметры, проводим поиск минимума этой энергии, которая является собственной энергией задачи. Затем увеличиваем размерность базиса N

и повторяем все вычисления до тех пор, пока величина собственного значения, т. е. энергия связи E_N , не станет отличаться от предыдущего значения E_{N-1} на величину ε , которая в зависимости от требуемой точности задается на уровне 1–10 кэВ.

Эта минимальная энергия и будет реальной энергией связи трехчастичной системы, т. е. энергией связи ядра в такой модели [9], а размерность базиса при этом обычно не превышает 10–15. Тем самым, в данных расчетах использовался многопараметрический вариационный метод с независимым варьированием всех параметров, число которых обычно находится на уровне 20–24, но иногда доходит до 28–30 [6]. Описанный выше критерий использовался нами во всех расчетах в рамках вариационного метода для определения процесса сходимости энергии к пределу, который определяет истинную энергию связи ядра.

Во всех проведенных здесь расчетах задавались целые значения масс частиц, а константа \hbar^2/m_0 принималась равной 41.4686 МэВ·Фм². Кулоновский потенциал при $R_c = 0$ записывался в форме $V_c[\text{МэВ}] = 1.439975 Z_1 Z_2 / r$, где r — относительное расстояние между частицами данного канала в Фм, Z — заряды частиц в единицах элементарного заряда e [6].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ТРЕХТЕЛЬНОЙ МОДЕЛИ

Момент основного состояния ядра ^{11}B , равный $3/2^-$, может быть образован при $\lambda = 0$ и $l = 1$, поскольку спины двух ядер ^4He (частицы 2 и 3), расположенных в основании треугольника с $\lambda = 0$, равны нулю при положительной четности, а момент ^3H равен $1/2^+$. Орбитальный момент l , равный 1, может быть получен, например, из комбинации $l_{12} = 1$ и $l_{13} = 1$. Здесь $\mathbf{l} = \mathbf{l}_{12} + \mathbf{l}_{13}$, а l_{12} и l_{13} — это орбитальные моменты между частицами 1, 2 и 1, 3. Предполагается, что именно эта орбитальная конфигурация доминирует в рассматриваемой здесь одноканальной $^4\text{He}^4\text{He}^3\text{H}$ -модели. Конечно, в многоканальном варианте трехтельной модели возможен вклад, например, конфигураций с $l_{12} = 1$ и $l_{13} = 0$ или $l_{12} = 0$ и $l_{13} = 1$, которые также могут привести к тому, что $l = 1$.

В настоящих расчетах для $^4\text{He}^3\text{H}$ - и $^4\text{He}^4\text{He}$ -систем использованы парные межкластерные потенциалы с отталкивающим кором следующего вида [6]:

$$V(r) = V_1 \exp(-\gamma r^2) + V_2 \exp(-\delta r^2),$$

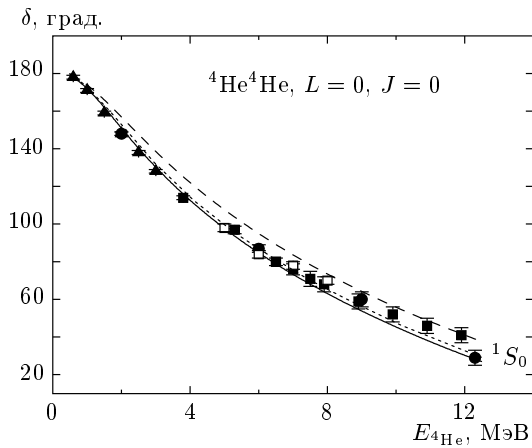


Рис. 1. Фазы упругого ${}^4\text{He}^4\text{He}$ -рассеяния при $L = 0$. Экспериментальные данные взяты из работ: [10] — \bullet , [11] — \blacktriangle , [12] — \square , [13] — \blacksquare . Сплошной линией ($V_1 = -190.0$ МэВ) показан результат для потенциала Али–Бодмера [10], штриховой ($V_1 = -204.0$ МэВ) и пунктирной ($V_1 = -193.0$ МэВ) — для его модифицированных вариантов. Для всех вариантов потенциалов $\alpha_1 = 0.2025 \text{ Фм}^{-2}$, $V_2 = 500.0$ МэВ, $\alpha_2 = 0.36 \text{ Фм}^{-2}$

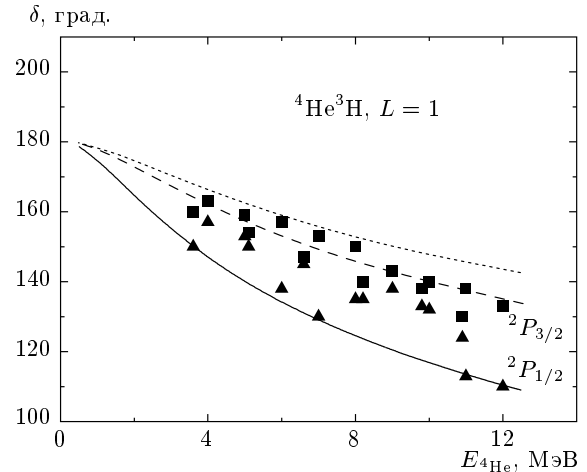


Рис. 2. Фазы упругого ${}^4\text{He}^3\text{H}$ -рассеяния для 2P -волн. Экспериментальные данные, обозначенные \blacktriangle для ${}^2P_{1/2}$ и \blacksquare для ${}^2P_{3/2}$, взяты из работ [14, 15]. Кривые — расчеты фаз с разными потенциалами. Сплошная кривая — $V_1 = -85.82$ МэВ, $\alpha_1 = 0.13 \text{ Фм}^{-2}$, $E = -1.989$ МэВ, ${}^2P_{1/2}$; штриховая — $V_1 = -102.317$ МэВ, $\alpha_1 = 0.15 \text{ Фм}^{-2}$, $E = -2.467$ МэВ, ${}^2P_{3/2}$; пунктирная — $V_1 = -121.405$ МэВ, $\alpha_1 = 0.18 \text{ Фм}^{-2}$, $E = -2.467$ МэВ, ${}^2P_{3/2}$. Для всех вариантов потенциалов $V_2 = 90.0$ МэВ, $\alpha_2 = 0.2 \text{ Фм}^{-2}$

параметры которых приведены в табл. 1. Кулоновский потенциал представлялся в обычном виде при $R_c = 0$. Расчетные фазы рассеяния, соответствующие разным вариантам потенциалов, показаны на рис. 1, 2. Фазы рассеяния, извлекаемые из экспериментальных данных, для упругого ${}^4\text{He}^4\text{He}$ -рассеяния взяты из работ [10–13], а для рассеяния в ${}^4\text{He}^3\text{H}$ -системе — из [14, 15].

Для первого варианта потенциала из табл. 1 энергия связи основного ${}^2P_{3/2}$ -состояния ядра ${}^7\text{Li}$ в ${}^4\text{He}^3\text{H}$ -канале с целыми значениями масс частиц равна -2.467 МэВ, что точно совпадает с экспериментальной величиной [16]. Зарядовый радиус получается равным 2.40 Фм , а асимптотическая константа [6, 17] на интервале $7\text{--}16 \text{ Фм}$ сохраняет величину $C_w = 3.57(1)$. В качестве зарядовых и массовых радиусов кластеров принимались величины: 1.70 Фм для ${}^3\text{H}$ и 1.67 Фм для ${}^4\text{He}$ [18]. Современное экспериментальное значение зарядового радиуса ядра ${}^7\text{Li}$ равно $2.4017(281) \text{ Фм}$ [19].

Для асимптотической двухчастичной константы основного ${}^2P_{3/2}$ -состояния ${}^4\text{He}^3\text{H}$ -системы в ядре ${}^7\text{Li}$, например, в работе [20] с уиттекеровской асимптотикой, учитывающей кулоновские эффекты [6], получено значение $3.87(16)$ при пересчете к безразмерной величине с $k_0 = 0.453 \text{ Фм}^{-1}$ [8]. В работе [21] для основного состояния, также после пе-

ресчета к безразмерной величине, приведено значение $3.73(26)$, что вполне согласуется с полученными здесь результатами.

На рис. 1 сплошной линией показана 1S_0 -фаза упругого ${}^4\text{He}^4\text{He}$ -рассеяния с потенциалом Али–Бодмера [10], который приводит к немного заниженной трехтельной энергии связи ${}^4\text{He}^4\text{He}^3\text{H}$ -системы в ядре ${}^{11}\text{B}$. Исходные параметры такого потенциала приведены на рис. 1. Требуется несколько увеличить глубину его притягивающей части (см. табл. 1 и рис. 1), для того чтобы получить почти правильную трехтельную энергию связи. Расчетная фаза измененного потенциала показана на рис. 1 штриховой кривой, она расположена несколько выше извлеченных из эксперимента фаз рассеяния.

Возможно, это связано с одноканальностью используемой модели, в которой учитывается только одна возможная орбитальная конфигурация с межкластерным ${}^2P_{3/2}$ ${}^4\text{He}^3\text{H}$ -потенциалом при $l = 1$, $l_{12} = 1$ и $l_{13} = 1$, параметры которого приведены в табл. 1. Учет других ${}^4\text{He}^3\text{H}$ -конфигураций также с $l = 1$, но при $l_{12} = 1$ и $l_{13} = 0$ или $l_{12} = 0$ и $l_{13} = 1$, по-видимому, мог бы скомпенсировать нехватку трехтельной энергии связи и избавить от необходимости деформации параметров ${}^4\text{He}^4\text{He}$ -потенциала.

Таблица 1. Параметры парных межкластерных потенциалов

Набор потенциалов	Система частиц	$(2s+1)L_J$	V_1 , МэВ	γ , Фм^{-2}	V_2 , МэВ	δ , Фм^{-2}
1	$^4\text{He}^4\text{He}$	1S_0	-204.0	0.2025	500.0	0.36
	$^4\text{He}^3\text{H}$	$^2P_{3/2}$	-102.317	0.15	90.0	0.2
2	$^4\text{He}^4\text{He}$	1S_0	-193.0	0.2025	500.0	0.36
	$^4\text{He}^3\text{H}$	$^2P_{3/2}$	-121.405	0.18	90.0	0.2

Таблица 2. Скорость сходимости трехтельной энергии связи E ядра ^{11}B в зависимости от числа гауссоид N в разложении волновой функции

N	4	6	8	10	12
E , МэВ	-10.832	-10.985	-11.070	-11.072	-11.079

Фазы упругого $^4\text{He}^3\text{H}$ -рассеяния для первого варианта потенциала приведены на рис. 2 для состояний с $^2P_{1/2}$ и $^2P_{3/2}$. Первый из этих потенциалов использовался нами ранее при рассмотрении ядра ^9Be в трехтельной модели [2]. Как видно на рис. 2, качество описания извлеченных из эксперимента фаз $^4\text{He}^3\text{H}$ -рассеяния несколько лучше по сравнению с давно известной ситуацией с различными типами $^4\text{He}^3\text{H}$ -потенциалов, когда спин-орбитальное расщепление расчетных 2P -фаз для разных потенциалов было меньше, чем наблюдаемое в фазах, извлеченных из экспериментальных данных [5, 22].

Далее, с описанными выше парными межкластерными потенциалами, в результате вариационной процедуры находим трехтельную энергию связи, значения которой приведены в табл. 2 в зависимости от числа членов разложения трехтельной волновой функции в ряд по гауссоидам. Заметим, что экспериментальная энергия связи в данном трехтельном канале равна -11.131 МэВ [23]. Результаты из табл. 2 позволяют заключить, что для первого набора межкластерных потенциалов из табл. 1 трехтельная энергия связи в вариационном методе была определена с точностью не хуже 7 кэВ, т.е. для нее можно принять величину -11.079(7) МэВ. Параметры и коэффициенты разложения трехтельной волновой функции $^4\text{He}^4\text{He}^3\text{H}$ -системы для $N = 12$ приведены в табл. 3. Полученные с ней зарядовый и массовый радиусы, примерно равные 2.63 Фм, оказываются заметно больше экспериментальной величины 2.43(11) Фм [23].

Ошибки триангуляризации исходной матрицы и поиска ее детерминанта имеют величину порядка 10^{-12} , полная ошибка поиска энергии и собственных векторов, определяемая близостью величины $(H - EL)C$ к нулю, равна $4 \cdot 10^{-12}$, а нормировка полученной волновой функции, приведенная в табл. 3, отличается от единицы только в 15-м знаке.

Из полученных результатов видно, что даже в одноканальном приближении трехтельной модели удается получить вполне разумные результаты для энергии связи ядра ^{11}B при относительно небольшом изменении параметров $^4\text{He}^4\text{He}$ -потенциала, которое позволяет, по-видимому, скомпенсировать многоканальные эффекты.

Рассмотрим теперь возможность получения правильной трехтельной энергии ^{11}B при минимальном изменении параметров межкластерных парных потенциалов. Для этого обратим внимание на тот факт, что радиусы ядер ^7Li (2.40 Фм [19]) и ^{11}B (2.43 Фм [23]) практически совпадают и, по-видимому, если ядро ^7Li в $^4\text{He}^3\text{H}$ -конфигурации находится внутри ^{11}B в трехтельной $^4\text{He}^4\text{He}^3\text{H}$ -модели, то оно должно быть несколько сжато.

Поэтому возьмем $^4\text{He}^3\text{H}$ -потенциал с параметрами притягивающей части $V_1 = -121.405$ МэВ и $\alpha = 0.18$ Фм^{-2} , без изменения его отталкивания (табл. 1, вариант 2). В этом случае энергия связи ^7Li с целыми значениями масс частиц равна -2.467 МэВ, что точно совпадает с экспериментальной величиной. Зарядовый радиус ^7Li оказывается равным 2.24 Фм, а асимптотическая константа на

Таблица 3. Параметры α_i , β_i и коэффициенты C_i разложения трехтельной волновой функции ${}^4\text{He}^4\text{He}^3\text{H}$ -системы ${}^{11}\text{B}$ для первого набора потенциалов из табл. 1

i	α_i	β_i	C_i
1	$6.409144140489247 \cdot 10^{-2}$	$1.019587659674352 \cdot 10^{-1}$	$2.405128330550160 \cdot 10^{-2}$
2	$1.258066165364320 \cdot 10^{-1}$	$1.811335435670906 \cdot 10^{-1}$	$2.838460999953977 \cdot 10^{-1}$
3	$5.502163968570325 \cdot 10^{-1}$	$1.563736148998969 \cdot 10^{-1}$	3.355552135939775
4	$1.093264054668316 \cdot 10^{-1}$	$2.915855267598159 \cdot 10^{-1}$	$6.347242717086900 \cdot 10^{-2}$
5	$1.333280173011495 \cdot 10^{-1}$	$4.867098271947788 \cdot 10^{-1}$	$-7.943048747668001 \cdot 10^{-2}$
6	$8.577841282629973 \cdot 10^{-1}$	$1.559124765668210 \cdot 10^{-1}$	-5.622161796232756
7	$2.427745646298275 \cdot 10^{-1}$	$9.280370272042079 \cdot 10^{-2}$	$-1.975249769693670 \cdot 10^{-2}$
8	$4.374090344872209 \cdot 10^{-1}$	$1.607892257131171 \cdot 10^{-1}$	-2.913336286105724
9	$2.506356884255520 \cdot 10^{-1}$	$3.365880418027703 \cdot 10^{-1}$	-1.743989588892319
10	$5.992286208956132 \cdot 10^{-1}$	$1.732142250126302 \cdot 10^{-1}$	$9.471131965767997 \cdot 10^{-1}$
11	$2.513360250891818 \cdot 10^{-1}$	$3.505196617789699 \cdot 10^{-1}$	1.677487262418139
12	$9.123756893621239 \cdot 10^{-1}$	$1.549639056362407 \cdot 10^{-1}$	4.030809374250345

Примечание. Нормировка функции, вычисленная двумя разными методами, равна 1.000000000000028 и 1.000000000000014.

интервале 5–15 Фм имеет значение $C_w = 2.58(1)$. Как видно, в таком потенциале ядро ${}^7\text{Li}$ несколько деформировано, а именно, сжато по сравнению с его свободным состоянием. Значение двухчастичной асимптотической константы также несколько меньше, чем для первого варианта потенциала, приводящего к правильному значению зарядового радиуса.

Теперь для получения практически правильной величины трехтельной энергии, равной -11.033 МэВ при $N = 12$, требуется намного меньше деформировать ${}^4\text{He}^4\text{He}$ -потенциал, а именно, принять его глубину, равной -193.0 МэВ, не меняя других параметров. Заметим, что при $N = 10$ для трехтельной энергии получено значение -11.031 МэВ, что наряду с данными табл. 2, хорошо демонстрирует сходимость энергии при увеличении числа членов разложения волновой функции по гауссоидам. Полученные результаты при использованном наборе двухтельных потенциалов позволяют принять для трехтельной энергии связи величину $-11.033(2)$ МэВ. Параметры этих вариантов ${}^4\text{He}^4\text{He}$ - и ${}^4\text{He}^3\text{H}$ -потенциалов приведены в табл. 1 под номером 2, а их расчетные фазы показаны на рис. 1, 2 пунктирными линиями. В случае ${}^4\text{He}^4\text{He}$ -рассеяния они практически не

отличаются от фаз для потенциала Али–Бодмера, а для ${}^4\text{He}^3\text{H}$ -системы проходят по верхней границе извлеченных из эксперимента фаз упругого рассеяния [14, 15].

Параметры разложения трехтельной волновой функции для такого набора потенциалов приведены в табл. 4, а для радиусов ${}^{11}\text{B}$ получено значение, примерно равное 2.55 Фм. Видно, что даже в этом случае радиусы ${}^{11}\text{B}$ оказываются несколько больше их экспериментальной величины 2.43(11) Фм [23], но для получения правильной энергии связи ${}^{11}\text{B}$ практически не требуется деформировать ${}^4\text{He}^4\text{He}$ -потенциал, а парное ${}^4\text{He}^3\text{H}$ -взаимодействие все еще согласовано с фазами рассеяния. Конечно, можно и далее изменять ${}^4\text{He}^3\text{H}$ -потенциал, сделав его более узким, что приведет к уменьшению радиуса ${}^7\text{Li}$, и в результате, возможно, удастся получить правильный радиус ядра ${}^{11}\text{B}$. Однако, как видно из рис. 2, при таком изменении потенциала уже не удастся правильно описать извлеченную из эксперимента фазу упругого ${}^4\text{He}^3\text{H}$ -рассеяния, которая имеет тенденцию к заметному увеличению при уменьшении ширины потенциала.

С другой стороны, всегда можно считать, что из-за большой трехтельной энергии связи ${}^{11}\text{B}$, ко-

Таблица 4. Параметры α_i , β_i и коэффициенты C_i разложения трехтельной волновой функции $^4\text{He}^4\text{He}^3\text{H}$ -системы ^{11}B для второго набора потенциалов из табл. 1

i	α_i	β_i	C_i
1	$6.866999434690753 \cdot 10^{-2}$	$1.308910045752647 \cdot 10^{-1}$	$4.219506029644921 \cdot 10^{-2}$
2	$1.149793056566817 \cdot 10^{-1}$	$1.884387791693870 \cdot 10^{-1}$	$6.537938394165033 \cdot 10^{-2}$
3	$5.539896465720190 \cdot 10^{-1}$	$1.648434683949910 \cdot 10^{-1}$	10.984160595778020
4	$1.528193850522205 \cdot 10^{-1}$	$3.151598143556194 \cdot 10^{-1}$	1.332911137207201
5	$1.052759959020325 \cdot 10^{-1}$	$3.918444921609474 \cdot 10^{-1}$	$-1.904812220035353 \cdot 10^{-1}$
6	$8.827637468448799 \cdot 10^{-1}$	$1.561502493903658 \cdot 10^{-1}$	-16.076855570816770
7	$2.403581793183441 \cdot 10^{-1}$	$1.111462488829206 \cdot 10^{-1}$	$-3.480370810845272 \cdot 10^{-2}$
8	$5.436244156008828 \cdot 10^{-1}$	$1.700073788396006 \cdot 10^{-1}$	-19.639156270511190
9	$2.569650583366106 \cdot 10^{-1}$	$3.146550134272712 \cdot 10^{-1}$	-3.254715851761231
10	$5.752686749704641 \cdot 10^{-1}$	$1.756637188474036 \cdot 10^{-1}$	11.029434819668920
11	$2.882071283272155 \cdot 10^{-1}$	$3.321865686346414 \cdot 10^{-1}$	1.864459157683097
12	$9.046635125615116 \cdot 10^{-1}$	$1.547378005133593 \cdot 10^{-1}$	13.879575716434890

Примечание. Нормировка функции, вычисленная двумя разными методами, равна 1.000000000006423 и 0.999999999999663.

торая больше энергии связи тритонного кластера в $3N$ -канале, вполне возможна его деформация, т. е. небольшое сжатие с уменьшением радиуса. Действительно, в свободном состоянии радиус тритона ^3H оказывается больше радиуса ядра ^4He и, если тритон сильно связать в ядре, его радиус может несколько уменьшиться, уменьшив тем самым радиус ^{11}B .

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для получения новых результатов в рамках рассматриваемых вариационных методов [6] и одноканальной трехтельной $^4\text{He}^4\text{He}^3\text{H}$ -модели ядра ^{11}B использован неортогональный вариационный базис с независимым варьированием параметров разложения волновой функции по гауссоидам и межкластерные потенциалы, в целом согласованные с фазами упругого рассеяния в двухчастичных каналах. Показано, что одноканальная трехтельная модель в этом случае, как и для ядер ^7Li [1] и ^9Be [2], позволяет получить вполне разумное описание некоторых основных характеристик нечетного ядра ^{11}B . Однако одноканальность модели приводит к некоторым

неопределенностям в потенциалах взаимодействия, уменьшить которые, как уже говорилось, позволит, по-видимому, только рассмотрение двух- и трехканальных конфигураций (по орбитальному моменту) в некоторых парах частиц.

Тем не менее, рассмотренная трехтельная модель позволяет, в частности, провести определенную проверку полученных по фазам рассеяния парных межкластерных потенциалов. Полученные результаты позволяют убедиться в целесообразности дальнейшего использования таких взаимодействий для расчетов, связанных с рассмотрением некоторых, в том числе астрофизических, характеристик ядерных систем и термоядерных реакций, например, астрофизических S -факторов на легких атомных ядрах при низких и сверхнизких энергиях [8, 24, 25].

В заключение автор выражает большую признательность Н. А. Бурковой (КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан) за идею проведения данной работы и намерение использовать полученные трехтельные волновые функции ядра ^{11}B в своих расчетах фотоядерных реакций.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Б. Дубовиченко, Изв. РАН, сер. физ. **64**, 2289 (2000).
2. Н. А. Буркова, С. Б. Дубовиченко, Изв. вузов, Физика **1**, 86 (2008).
3. О. Ф. Немец и др., *Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных переносов*, Наук. думка, Киев (1988).
4. V. I. Kukulin et al., Nucl. Phys. A **417**, 128 (1984); Nucl. Phys. A **453**, 365 (1986); Nucl. Phys. A **517**, 221 (1990).
5. С. Б. Дубовиченко, *Свойства легких атомных ядер в потенциальной кластерной модели*, Данекер, Алматы (2004); <http://arxiv.org/abs/1006.4944>.
6. С. Б. Дубовиченко, *Методы расчета ядерных характеристик*, Комплекс, Алматы (2006); <http://arxiv.org/abs/1006.4947>.
7. С. Б. Дубовиченко, В. С. Неронов, в сб. *Труды междунар. конф. ИВТ СО РАН «Вычислительные и информационные технологии в науке, технике и образовании»*, Павлодар, Казахстан (2006), т. 1, с. 429; http://www.ict.nsc.ru/ws/show_abstract.dhtml?ru+148+10322+S.
8. С. Б. Дубовиченко, *Термоядерные процессы Вселенной*, АФИФ, Алматы (2010); <http://nuclphys.sinp.msu.ru/thpu/index.html>; <http://arxiv.org/abs/1012.0877>.
9. Н. Мотт, Г. Месси, *Теория атомных столкновений*, Мир, Москва (1969).
10. S. Ali and A. R. Bodmer, Nucl. Phys. **80**, 99 (1966).
11. N. P. Heydenberg and G. M. Temmer, Phys. Rev. **104**, 123 (1956).
12. C. M. Jones et al., Phys. Rev. **117**, 525 (1969).
13. T. A. Tombrello and L. S. Senhouse, Phys. Rev. **129**, 2252 (1963).
14. R. Spiger and T. A. Tombrello, Phys. Rev. **163**, 964 (1967).
15. M. Ivanovich, P. G. Young, and G. G. Ohlsen, Nucl. Phys. A **110**, 441 (1968).
16. D. R. Tilley et al., Nucl. Phys. A **708**, 3 (2002).
17. G. R. Plattner and R. D. Viollier, Nucl. Phys. A **365**, 8 (1981).
18. F. P. Juster et al., Phys. Rev. Lett. **55**, 2261 (1985); D. H. Beck et al., Phys. Rev. C **30**, 1403 (1984); I. Sick, Phys. Lett. B **116**, 212 (1982).
19. <http://cdfesinp.msu.ru/cgi-bin/muh/radchartnucl.cgi?zmin=0&zmax=14&tdata=123456>.
20. S. B. Igamov and R. Yarmukhamedov, Nucl. Phys. A **781**, 247 (2007).
21. C. R. Brune et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 4025 (1999).
22. В. Г. Неудачин, А. А. Сахарук, Ю. Ф. Смирнов, ЭЧАЯ **23**, 480 (1992); V. G. Neudatchin et al., Phys. Rev. C **45**, 1512 (1992).
23. F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A **506**, 1 (1990).
24. S. B. Dubovichenko and A. V. Dzhazairov-Kakhrampov, Eur. Phys. J. A **39**, 139 (2009); С. Б. Дубовиченко, ЯФ **58**, 1253 (1995); ЯФ **61**, 210 (1998).
25. С. Б. Дубовиченко, Ю. Н. Узиков, ЭЧАЯ **42**, 478 (2011); С. Б. Дубовиченко, А. В. Джазаиров-Кахраманов, ЭЧАЯ **28**, 1529 (1977).