

РЕАЛИСТИЧЕСКИЙ НУКЛОН-НУКЛОННЫЙ ПОТЕНЦИАЛ В РАСЧЕТЕ α - α РАССЕЙЯНИЯ ПО МЕТОДУ РЕЗОНИРУЮЩИХ ГРУПП

Ю. Е. Козырь

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина

Взаимозависимость оболочечных потенциалов сталкивающихся ядер учтена при построении пространственного базиса метода резонирующих групп (МРГ) для одноканального рассеяния ${}^4\text{He}(\alpha, \alpha){}^4\text{He}$. Осцилляторный радиус потенциала ${}^4\text{He}$ рассматривается как ступенчатая функция расстояния между ядрами. Рассчитанные с реалистическим нуклон-нуклонным потенциалом значения фазовых сдвигов рассеяния описывают эксперимент, если при сближении ядер на расстояние менее 1,9 фм радиус уменьшается до 0,91 фм от его асимптотического значения 1,37 фм.

Введение

На протяжении последних трех десятилетий рассеяние ${}^4\text{He}(\alpha, \alpha){}^4\text{He}$ было объектом интенсивного приложения практически всех появившихся в это время версий микроскопического расчета ядерных столкновений. Система ${}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ оказалась естественным необходимым этапом в распространении на столкновения ядер с $A \geq 4$ достаточно последовательных квантово-механических расчетных методов, реализующих концепцию МРГ [1], развитых к тому времени для малонуклонных систем. Простая оболочечная структура ядра ${}^4\text{He}$, нулевой спин фрагментов канала, только четные состояния относительного движения наряду с наличием беспрецедентного объема систематических экспериментальных данных по энергетической зависимости фазовых сдвигов рассеяния способствовали решению рассматриваемой задачи в рамках основных счетных версий МРГ [2 - 4]. Полученное почти сразу описание основных черт энергетической зависимости фазовых сдвигов при $E_{\text{с.м.}} \leq 50$ МэВ, видимо, несколько ослабило интерес к этому процессу, хотя экспериментальные данные воспроизводились не полностью даже в одноканальной области энергии $E_{\text{с.м.}} \leq 17,3$ МэВ и некоторые физические аспекты проведенных вычислений оставались недостаточно ясными. В основных работах этого и последующего периодов пространство задачи строилось на базисе антисимметризованных произведений обычных оболочечных волновых функций нуклонов ядра ${}^4\text{He}$. Попытки улучшить результаты путем добавок различной математической формы с варьируемыми амплитудами к обычной волновой функции МРГ, впервые описанные в [5], существенного успеха здесь не имели. Включение различных гипотетических возбужденных состояний и псевдосостояний ядра ${}^4\text{He}$ в пространство задачи, согласно [6, 7], также несущественно улучшало расчетные значения фазовых сдвигов, это же верно и для поисков более удачных форм нуклон-нуклонного потенциала [8].

Существенного улучшения расчетных результатов позволила добиться пока только предложенная недавно концепция гибкого базиса [9], учитывающая изменения оболочечного потенциала ядер в процессе их столкновения. Для ${}^4\text{He}$ это проявляется прежде всего в зависимости радиуса осцилляторного потенциала модели оболочек от межъядерного расстояния. Введенная в [9] ступенчатая параметризация этой зависимости обеспечивает практически полное описание энергетической зависимости фазовых сдвигов рассеяния одноканальным расчетом, причем полученные значения параметров свидетельствуют о существенном уменьшении осцилляторного радиуса при сближении ядер. Для взаимодействия нуклонов в [9] применялся эффективный нуклон-нуклонный потенциал (ННП) Волкова, пригодный, строго говоря, только для нуклонов находящихся внутри ядра ${}^4\text{He}$. В частности, рассеяние нуклонов, как отмечалось и в [9], с этим потенциалом передается весьма грубо. Настоящая работа посвящена решению рассматриваемой задачи с реалистическим центральным ННП, отражающим спиновую зависимость нуклон-нуклонного взаимодействия. С этой целью в рамках построенного в [9] аппарата МРГ выполнены расчеты фазовых сдвигов рассеяния ${}^4\text{He}(\alpha, \alpha){}^4\text{He}$ для энергии $0 < E_{\text{с.м.}} \leq 50$ МэВ при использовании феноменологического ННП, полученного из анализа данных по нуклон-нуклонному рассеянию [10]. В разделе 1 приводятся основные положения расчетного формализма, раздел 2 описывает процесс вычислений, анализ результатов проводится в разделе 3.

1. Основные положения расчета

В случае когда оболочечный потенциал кластеров зависит от расстояния между фрагментами канала волновая функция МРГ для одноканального рассеяния имеет вид

$$\Psi = A_e [F(\vec{r}) \Phi(\xi_1, r) \Phi(\xi_2, r)] \quad (1)$$

где $F(\vec{r})$ – функция относительного движения фрагментов канала; r – расстояние между центрами масс ядер; Φ – волновая функция ядра ${}^4\text{He}$, зависящая от ξ_1 и ξ_2 – наборов кластерных координат нуклонов в соответствующем ядре, и от r – вследствие зависимости от этой переменной оболочечного потенциала ядра. Функция Φ берется в виде четырехнуклонного детерминанта Слэтера, построенного из волновых функций отдельных нуклонов, каждая из которых представляет собой произведение пространственной, спиновой и изоспиновой волновых функций. Таким образом, волновые функции ядер антисимметризованы относительно перестановок нуклонов внутри каждого ядра. Оператор A_e антисимметризует волновую функцию задачи относительно перестановок нуклонов между фрагментами канала.

Во всех вычислениях пространственная часть волновой функции нуклона дается 1s-функцией гармонического осциллятора, радиус которого $b = \sqrt{\hbar/m\omega}$ является функцией от r . Функция $b(r)$ в принципе может быть найдена в рамках МРГ одновременно с искомой функцией относительного движения канала $F(\vec{r})$, однако из-за нелинейной зависимости волновой функции задачи от b расчетные процедуры становятся слишком громоздкими. По этой причине для $b(r)$ применялось параметризованное выражение, значение параметров которого определялось из сравнения результатов расчета с экспериментальными данными. Формализм МРГ при этом усложняется не так сильно, как при точном решении задачи относительно неизвестных функций $b(r)$ и $F(\vec{r})$. Вид параметризации выбирался из достаточно общих соображений. Очевидно, что на дальней асимптотике, где ядерное взаимодействие фрагментов канала становится достаточно слабым, b имеет постоянное значение, соответствующее изолированному ядру ${}^4\text{He}$. При уменьшении r можно ожидать достаточно плавного изменения b , необходимого для непрерывности Ψ и ее первых двух производных. Эти условия заведомо обеспечивает функция $b(r)$ с непрерывными первыми двумя производными. Практически в расчетах было удобнее использовать функцию $a = b^{-2}$, для которой верно все изложенное выше относительно b . В качестве начального приближения для $a(r)$ применялась сглаженная ступенька

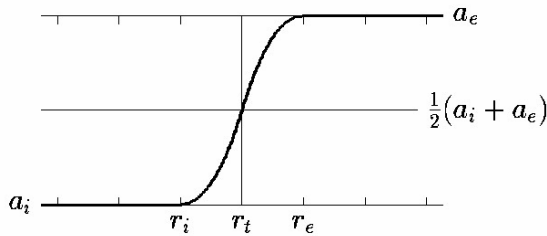


Рис. 1. Принятая аппроксимация зависимости параметра осцилляторного оболочечного потенциала ${}^4\text{He}$ от расстояния между сталкивающимися ядрами.

(рис. 1), у которой феноменологическое значение a_e на дальней асимптотике (область $r \geq r_e$ соединяется со значением a_i во внутренней области $r \leq r_i$ кривой $\sum_{k=1}^3 c_k (r - r_i)^{2k-1}$, симметричной относительно точки с координатами $r_i = \frac{1}{2}(r_i + r_e)$, $a_i = \frac{1}{2}(a_i + a_e)$. Коэффициенты c_k однозначно определяются условиями непрерывности в точках r_i и r_e функции $a(r)$ и ее первых двух производных.

Применение стандартных процедур, описанных для рассматриваемой задачи в [9], к исходному микроскопическому уравнению Шредингера с волновой функцией (1) позволяет для каждого значения l орбитального момента получить уравнение движения МРГ в виде

$$\begin{aligned} & \left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} E - V(r) \right] g_l(r) + \\ & + \int dr' N_l(r, r') \left[\frac{d^2}{dr'^2} - \frac{l(l+1)}{r'^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} E \right] g_l(r') - \int dr' U_l(r, r') g_l(r') + \\ & + \left\{ 2P(r) \cdot \left[a'(r) \frac{d}{dr'} + a''(r) \right] + Q(r) \cdot (a'(r))^2 \right\} g_l(r) + \end{aligned} \quad (2)$$

$$+2 \cdot \int dr' R_l(r, r') \left[a'(r') \frac{d}{dr'} + a''(r') \right] g_l(r') + \int dr' S_l(r, r') (a'(r'))^2 g_l(r') + \int dr' T_l^{(0)}(r, r') g_l(r') = 0.$$

Здесь $g_l = r F_l(r)$, $\mu = mA_1 A_2 / (A_1 + A_2)$ – приведенная масса системы; m – масса нуклона; E – энергия относительного движения фрагментов канала. Кинетическая энергия (2) образована движением нуклонов относительно центра масс соответствующего кластера и относительным движением кластеров. Производные величины $a(r)$ по ее аргументу в (2) обозначены штрихами, иначе, чем производные искомой функции g_l , чтобы подчеркнуть то обстоятельство, что $a(r)$ из уравнения не определяется. Слагаемые уравнения с этими производными появляются в результате действия оператора кинетической энергии на волновую функцию задачи. За изъятием этой составляющей уравнение движения внешне имеет такой же вид, как и при постоянном a . В этом случае практически без потери точности решения может быть опущено и последнее слагаемое, в котором собраны наиболее громоздкие для вычислений слагаемые интегрального ядра кинетической энергии. Коэффициенты уравнения, описывающие взаимодействие, также определяются формально аналогично обычному случаю. Потенциал $V(r)$ образуется локальной составляющей матричных элементов оператора взаимодействия кластеров $I^{(c)}$, определенного в [9]:

$$V(r) = \frac{2\mu}{\hbar^2} \left\langle \Phi(\xi_1, r) \Phi(\xi_2, r) \middle| I^{(c)} \middle| A_e \{ \Phi(\xi_1, r) \Phi(\xi_2, r) \} \right\rangle_{loc}. \quad (3)$$

Интегральные ядра взаимодействия образуются нелокальной составляющей тех же матричных элементов:

$$U_l(r, r') = \frac{2\mu}{\hbar^2} r r' \left[\left\langle \Phi(\xi_1, r) \Phi(\xi_2, r) \middle| I^{(c)} \middle| A_e \{ \Phi(\xi_1, r) \Phi(\xi_2, r) \} \right\rangle_{nloc} \right]_l. \quad (4)$$

Квадратные скобки с нижним индексом обозначают проекцию на состояние с орбитальным моментом l . Ядра перекрытия образуются нелокальными компонентами соответствующих матричных элементов:

$$N_l(r, r') = r r' \left[\left\langle \Phi(\xi_1, r) \Phi(\xi_2, r) \middle| A_e \{ \Phi(\xi_1, r) \Phi(\xi_2, r) \} \right\rangle_{nloc} \right]_l. \quad (5)$$

Локальные функции $P(r)$, $Q(r)$ и интегральные ядра $R_l(r, r')$, $S_l(r, r')$ образуются соответственно локальными и нелокальными составляющими матричных элементов операторов первой и второй производной по a :

$$P(r) = \left\langle \Phi(\xi_1, r) \Phi(\xi_2, r) \middle| \frac{\partial}{\partial a} \middle| A_e \{ \Phi(\xi_1, r) \Phi(\xi_2, r) \} \right\rangle_{loc}, \quad (6)$$

$$Q(r) = \left\langle \Phi(\xi_1, r) \Phi(\xi_2, r) \middle| \frac{\partial^2}{\partial a^2} \middle| A_e \{ \Phi(\xi_1, r) \Phi(\xi_2, r) \} \right\rangle_{loc}, \quad (7)$$

$$R_l(r, r') = r r' \left\langle \Phi(\xi_1, r) \Phi(\xi_2, r) \middle| \frac{\partial}{\partial a} \middle| A_e \{ \Phi(\xi_1, r') \Phi(\xi_2, r') \} \right\rangle_{nloc}, \quad (8)$$

$$S_l(r, r') = r r' \left\langle \Phi(\xi_1, r) \Phi(\xi_2, r) \middle| \frac{\partial^2}{\partial a^2} \middle| A_e \{ \Phi(\xi_1, r') \Phi(\xi_2, r') \} \right\rangle_{nloc}. \quad (9)$$

Отметим, что хотя формально выражения (3), (4) и (5) выглядят как и в обычном случае с постоянным a , однако конечный математический вид соответствующих выражений получается более сложным из-за зависимости $a(r)$.

2. Нуклон-нуклонное взаимодействие

Взаимодействие в микроскопическом гамильтониане системы ${}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ бралось в следующей общей форме:

$$\sum_{\substack{i,j=1 \\ j>i}}^A \left[v(r_{ij}) + \frac{e^2}{r_{ij}} \left(\frac{1-\tau_{iz}}{2} \right) \left(\frac{1-\tau_{jz}}{2} \right) \right]. \quad (10)$$

Здесь $v(r_{ij})$ – центральный потенциал в паре нуклонов i, j ; r_{ij} – расстояние между нуклонами. Второе слагаемое в квадратных скобках – кулоновский потенциал в этой паре нуклонов, выраженный через z -компоненты матриц Паули для изоспина. Применение в качестве $v(r_{ij})$ потенциала Волкова в первоначальных расчетах [9] было обусловлено тем, что среди всех использовавшихся для подобных целей ННП только он обеспечивает правильное значение внутренней энергии ${}^4\text{He}$ с феноменологическим значением радиуса ядра если ядерная структура берется по оболочечной модели. Как можно судить по результатам расчетов [9], в этом случае удается скомпенсировать то обстоятельство, что взаимодействие в изолированной паре нуклонов ННП Волкова передает плохо, а следовательно, и передача взаимодействия между ядрами ${}^4\text{He}$ с его помощью является неточной. Остается, однако, вопрос относительно корректности получаемых из сравнения с экспериментом значений a_i и r_i для зависимости $a(r)$.

В этих обстоятельствах представляется полезным рассмотреть задачу в рамках альтернативного подхода, когда ННП строится из условия правильного описания свойств двухнуклонной системы: фазовых сдвигов рассеяния, положения резонансов, значения энергии связи дейтрона. Внутреннюю энергию ${}^4\text{He}$ на оболочечном базисе при правильном значении ядерного радиуса с таким потенциалом хорошо передать не удастся даже если использовать громоздкие вычислительные процедуры типа ввода «поляризационных добавок» [5]. Тем не менее в таком подходе для радиуса ядра ${}^4\text{He}$ фиксируется феноменологическое значение (см. [11]). Уже самые простые выражения для ННП такого типа отражают фундаментальное свойство ядерного взаимодействия – его зависимость от состояния пары взаимодействующих нуклонов. Для системы ${}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ присутствуют только четные состояния относительного движения нуклонов, и центральную составляющую ННП поэтому можно записать в виде

$$v(r_{ij}) = \left[V^{(0^+)}(r_{ij})P(0^+) + V^{(1^+)}(r_{ij})P(1^+) \right] \left[(1-m) + mP_j^r \right], \quad (11)$$

$P(0^+)$, $P(1^+)$ – проекционные операторы нуклон-нуклонных состояний со спином 0 и 1:

$$P(0^+) = \frac{1}{2}(1 - P_j^\sigma); \quad P(1^+) = \frac{1}{2}(1 + P_j^\sigma). \quad (12)$$

Операторы P_j^r , P_j^σ обменивают пространственные и спиновые координаты нуклонов i и j соответственно; m – вклад майорановских процессов (обмен пространственных координат нуклонов). Отметим, что выражение (11) для $v(r_{ij})$ только формой записи отличается от используемого в [5, 10].

Синглетный и триплетный потенциалы представлялись линейной комбинацией трех гауссианов:

$$V^{(0^+)}(r_{ij}) = \sum_{k=1}^3 V_k^{(0^+)} \exp(-a_k^{(0^+)} r_{ij}^2), \quad (13)$$

$$V^{(1^+)}(r_{ij}) = \sum_{k=1}^3 V_k^{(1^+)} \exp(-a_k^{(1^+)} r_{ij}^2). \quad (14)$$

Для параметров в формулах (13) и (14) использовались значения, найденные в [10]:

$$\begin{aligned} V_1^{(0^+)} &= 880 \text{ МэВ}, & a_1^{(0^+)} &= 5,4 \text{ фм}^{-2}; \\ V_2^{(0^+)} &= -70 \text{ МэВ}, & a_2^{(0^+)} &= 0,64 \text{ фм}^{-2}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
V_3^{(0^+)} &= -21 \text{ МэВ}, & a_3^{(0^+)} &= 0,48 \text{ фм}^{-2}; \\
V_1^{(1^+)} &= 600 \text{ МэВ}, & a_1^{(1^+)} &= 5,5 \text{ фм}^{-2}; \\
V_2^{(1^+)} &= -70 \text{ МэВ}, & a_2^{(1^+)} &= 0,50 \text{ фм}^{-2}; \\
V_3^{(1^+)} &= -27,6 \text{ МэВ}, & a_3^{(1^+)} &= 0,38 \text{ фм}^{-2}.
\end{aligned} \tag{15}$$

Пространственная зависимость кулоновской составляющей потенциала (10) при вычислении матричных элементов на малых r_{ij} ($r_{ij} \leq r_q$) аппроксимировалась линейной комбинацией гауссианов

$$\sum_{k=1}^M q_k \exp(-\beta_k r_{ij}^2). \tag{16}$$

Значения параметров q_k, β_k подбирались так, чтобы обеспечить наилучшую возможную аппроксимацию гиперболы до некоторого минимального r_0 от точки r_q , где проводилась сшивка с внешней гиперболой, r_0 получалось тем меньше, чем больше величина M . Согласно сделанной в [9] оценке достаточную точность обеспечивало значение $M = 6$.

3. Вычисления и результаты

Задача вычислений состояла в нахождении значений параметров расчета a_i, r_i и m , обеспечивающих наилучшее возможное описание экспериментального набора фазовых сдвигов упругого рассеяния ${}^4\text{He}(\alpha, \alpha){}^4\text{He}$ для орбитального момента $l = 0, 2, 4, 6$ в интервале энергии $0 < E \leq 50$ МэВ. Процесс сводился к сравнению с экспериментом результатов, рассчитанных для широкого набора значений перечисленной тройки параметров. В каждом случае для рассматриваемых значений l находилось численное решение уравнения (2) в области пространства, где ядерным взаимодействием нельзя пренебречь. У внешнего края этой области логарифмическая производная решения сшивалась с ее обычной асимптотической формой, построенной из волновых функций Кулона. Получаемые при этом значения фазовых сдвигов после вычитания из них кулоновских фазовых сдвигов сравнивались с экспериментальными данными, приведенными в [8]. Следует заметить, что сдвиги фаз при этом определялись с точностью до слагаемого, кратного π .

Для численного решения уравнение (2) записывалось на сетке равноотстоящих значений r в интервале $0 < r_b$, где $r_b \approx 8$ фм является радиусом сшивки. Интегральные и дифференциальные операторы уравнения записывались с помощью разностных формул. Кулоновское взаимодействие при малых r аппроксимировалось согласно (16) с $r_q = 5$ фм.

Процедуры определения явного вида коэффициентов уравнения (2), оптимальной величины шага сетки r описаны в [9]. В результате получалась система линейных уравнений относительно значений неизвестной функции g_l в каждой точке дискретизованного пространства r . Решением системы определялись значения логарифмических производных g_l в точке сшива r_b .

В вычислениях считалось, что изменение ядерного потенциала ${}^4\text{He}$ происходит в пределах двух шагов по r вблизи r_i (см. рис. 1, величина шага обозначена метками на горизонтальной оси рисунка). Для принятой формы $a(r)$ при этом ее вторая производная равна нулю во всех точках дискретизованного пространства задачи. Первая производная отлична от нуля только в точке r_i . В соответствии с этим локальные коэффициенты уравнения (2), $V(r), P(r), Q(r)$, имеют разный математический вид в следующих трех областях пространства, соответствующих трем возможным значениям a : $r \leq r_i, r = r_i, r \geq r_e$. Математическая форма интегральных ядер различна для девяти областей значения их переменных, соответствующих девяти возможным парным комбинациям трех указанных областей пространства.

Близость расчетных фазовых сдвигов к экспериментальным данным оценивалась с помощью критерия наименьших квадратов. Приемлемые результаты для фазовых сдвигов с $l = 0, 2, 4, 6$ получались в пределах ограниченной области значений параметров расчета вблизи точки $a_i = 1,22 \text{ фм}^{-2}, r_i = 1,9 \text{ фм}, m = 0,4$, соответствующей оптимуму описания эксперимента. Для параметра осцилляторного потенциала свободного ядра ${}^4\text{He}$ бралось феноменологическое значение $a_e = 0,533 \text{ фм}$. Полученные результаты приведены на рис. 2.

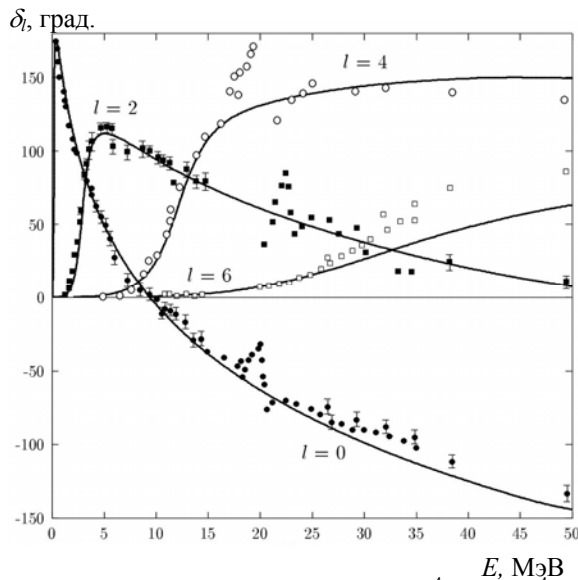


Рис. 2. Фазовые сдвиги рассеяния ${}^4\text{He}(\alpha, \alpha){}^4\text{He}$. Расчетные результаты представлены линиями с указанием орбитального момента $l = 0, 2, 4, 6$. Экспериментальные данные для этих значений l изображены черными точками, черными квадратами, открытыми точками, открытыми квадратами соответственно.

личаться для разных форм ННП. Таким образом, при переходе к реальному ННП сохраняются основные расчетные результаты, полученные с потенциалом Волкова, и подтверждается основной вывод относительно уменьшения размеров ядерного потенциала при сближении ядер ${}^4\text{He}$. В обоих случаях радиус осцилляторного оболочечного потенциала ${}^4\text{He}$ $b = \sqrt{\hbar/m\omega}$ при сближении ядер на расстояние меньше $\approx 1,9$ фм составляет примерно 0,66 от его значения для изолированного ядра.

Как видно из рис. 2, расчетные кривые практически полностью описывают экспериментальные данные в одноканальной области энергии $E \leq 17,3$ МэВ. Из этого следует, в частности, что расчет дает правильные значения энергии и ширины для трех первых резонансов ядра ${}^8\text{Be}$. Это в свою очередь означает, что применяемая форма ННП достаточно хорошо описывает как взаимодействие ядер ${}^4\text{He}$ на достаточно большом расстоянии в системе ${}^4\text{He} + {}^4\text{He}$, так и взаимодействие кластеров ${}^4\text{He}$ в пределах ядра ${}^8\text{Be}$. Хорошее описание эксперимента со всей очевидностью демонстрирует продуктивность предлагаемой концепции базиса даже при очень простой форме $a(r)$, использованной в настоящей работе. Из рис. 2 также видно, что расчет воспроизводит основные черты (“гладкую составляющую”) экспериментальной зависимости $\delta(E)$ и за пределами одноканальной области, при $E \geq 17,3$ МэВ, где, в частности, открыт канал $p + {}^7\text{Li}$. Нерегулярности, наложенные на гладкую компоненту, здесь обусловлены в первую очередь, конечно, не учтенными в расчете каналами реакции. В то же время при большой энергии естественно ожидать возрастающего влияния области пространства с малым значением r , и то обстоятельство, что расчет здесь передает доминирующую компоненту $\delta(E)$, подтверждает преобладающую тенденцию эволюции структуры сталкивающихся ядер ${}^4\text{He}$, отражаемую принятым выражением для $a(r)$. Для более детальных заключений относительно формы $a(r)$ полученных результатов недостаточно. Тем не менее, вслед за [9], настоящая работа показывает возможность дальнейшего развития предлагаемой концепции пространства задачи. Это может быть достигнуто как с помощью более сложной параметризации для $a(r)$, так и строго, путем решения системы динамических уравнений МРГ для двух неизвестных функций: $a(r)$ и $g_l(r)$. Эта система может быть построена на основании исходного микроскопического уравнения Шредингера с помощью вариационной процедуры. Поскольку волновая функция (1) нелинейна относительно $a(r)$, уравнения системы будут много сложнее приведенных в разделе 1. Результаты, наблюдаемые здесь для наиболее устойчивых к внешним воздействиям ядер ${}^4\text{He}$, очевидно, позволяют считать развитый подход к построению базиса пространства задачи потенциальным ресурсом улучшения результатов МРГ для реакций с более тяжелыми ядрами.

В качестве экспериментальных данных приводятся типичные результаты ряда авторов, собранные в [8].

Применяемая аппроксимация $a(r)$ позволяла в некоторых пределах исследовать зависимость результатов от крутизны переходного участка этой функции. Это можно было сделать путем вариации координатного шага в области, где его значение меньше чем 0,12 фм, величины, максимально допустимой по соображениям точности решения уравнения принятым способом. Максимальная ширина переходной области $a(r)$ при этом достигает 0,24 фм (см. рис. 1). Уменьшение шага в этой области вплоть до 0,01 фм приводило только к незначительной вариации оптимальных значений параметров в пространстве (a_i, r_i, m) без заметных изменений результатов расчета – фазовых сдвигов $\delta(E)$.

Полученные оптимальные значения параметров расчета очень близки к полученным ранее в [9] аналогичным расчетом с ННП Волкова: $a_i = 1,156$ фм², $r_i = 2$ фм, $m = 0,68$. Заметно отличаются только значения обменного параметра ННП m , значение которого строго не фиксировано и может различаться

Заклучение

Развитая в [9] концепция пространственного базиса МРГ с простейшим видом пространственной зависимости осцилляторного радиуса ядерного потенциала ${}^4\text{He}$ при использовании реалистического нуклон-нуклонного потенциала обеспечивает для фазовых сдвигов α - α -рассеяния практически такое же описание, как и расчет с ННП Волкова, недостижимое ранее применявшимися методами. Расчетные результаты довольно хорошо воспроизводят эксперимент и вне одноканальной области энергии вплоть до $E = 50$ МэВ. Наряду с энергетической зависимостью фазовых сдвигов рассеяния точно передаются положение и ширина низколежащих резонансов ${}^8\text{Be}$. Результаты свидетельствуют о существенном ($\approx 3-4\%$) уменьшении размеров ядерного (оболочечного) потенциала ${}^4\text{He}$ в случае, когда расстояние между сталкивающимися ядрами становится меньше 1,9 фм. Несмотря на простоту применявшейся аппроксимации $a(r)$, полученные результаты, судя по всему, верно воспроизводят общую тенденцию этой зависимости. Более детальная информация относительно эволюции ядерных потенциалов сталкивающихся ядер может быть получена из решения системы динамических уравнений, в которой дополнительно к обычной для МРГ функции относительного движения неизвестной функцией является также зависящий от межъядерного расстояния радиус осцилляторного оболочечного потенциала. Можно ожидать, что для столкновений более тяжелых ядер рассмотренный фактор – пространственная зависимость ядерных потенциалов фрагментов канала, будет выражен более интенсивно. Вероятно, рассмотренное приближение для пространственного базиса может оказаться полезным для преодоления трудностей, с которыми сталкиваются сейчас микроскопические расчеты рассеяния ${}^4\text{He}$ на ядрах с $A > 4$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Wheeler J.A.* // Phys. Rev. - 1937. - Vol. 52, No. 11. - P. 1083.
2. *Reichstein I., Tang Y.C.* // Nucl. Phys. - 1969. - Vol. A139, No. 1. - P. 144.
3. *Hiura J., Tamagaki R.* // Progr. Theor. Phys. Suppl. - 1972. - Vol. 52. - P. 25.
4. *Филиппов Г.Ф.* // ЯФ. - 1980. - Vol. 32, No. 4. - P. 932.
5. *Tompson D.R., Tang Y.C., Chwieroth F.S.* // Phys. Rev. - 1974. - Vol. C10, No. 3. - P. 987.
6. *Niem L.C., Heiss P., Hackenbroich H.H.* // Z. Phys. - 1971. - Vol. 244, No. 4. - P. 346.
7. *Baye D., Kruglanski M.* // Phys. Rev. - 1992. - Vol. C45, No. 3. - P. 1321.
8. *Tohsaki A.* // Phys. Rev. - 1994. - Vol. C49, No. 4. - P. 1814.
9. *Козыр Ю.Е.* // Изв. РАН. Сер. физ. - 2006. - Т. 70, № 2. - С. 294.
10. *Вильдермут К., Тан Я.* Единая теория ядра. - М.: Мир, 1980.
11. *Eikemeier H., Hackenbroich H.* // Z. Phys. - 1966. - Vol. 195. - P. 412.

REALISTIC NUCLEON-NUCLEON POTENTIAL IN RESONATING GROUP METHOD CALCULATION FOR α - α SCATTERING

Yu. E. Kozyr

Phase shifts for scattering ${}^4\text{He}(\alpha, \alpha){}^4\text{He}$ are calculated with resonating group method (RGM) spatial basis taking into account a intercoupling of nuclear potentials for colliding ${}^4\text{He}$ nuclei. Two-level step-like spatial dependence is taken for width of the nuclear potentials. The calculation with realistic nucleon-nucleon potential describes experimental data when closer than 1,9 fm the width of nuclear potential decreases to 0,91 fm from its asymptotic value 1,37 fm.

РЕАЛІСТИЧНИЙ НУКЛОН-НУКЛОННИЙ ПОТЕНЦІАЛ В РОЗРАХУНКАХ α - α РОЗСІЯННЯ ЗА МЕТОДОМ РЕЗОНУЮЧИХ ГРУП

Ю. Ю. Козир

Фазові зсуви для розсіяння ${}^4\text{He}(\alpha, \alpha){}^4\text{He}$ розраховано з просторовим базисом методу резонуючих груп (МРГ), який бере до уваги взаємозалежність ядерних потенціалів фрагментів каналу – ядер ${}^4\text{He}$. Залежність осцилляторного радіуса потенціалу ядра ${}^4\text{He}$ від між'ядерної відстані наближено дворівневою ступінчастою функцією. Розрахунок з реалістичним нуклон-нуклонним потенціалом описує експериментальні дані, якщо на відстані менше ніж 1,9 фм осцилляторний радіус оболонкового потенціалу ${}^4\text{He}$ зменшується до 0,91 фм від його асимптотичного значення 1,37 фм.