

УДК 539.17

ПРИМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ НУКЛОН-НУКЛОННЫХ СИЛ, ПОЛУЧЕННЫХ В РАМКАХ ТЕОРИИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО СРЕДНЕГО ПОЛЯ, К ДИНАМИЧЕСКОМУ МОДЕЛИРОВАНИЮ СЛИЯНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

© 2021 г. М. В. Чушнякова¹, И. И. Гончар², Н. А. Хмырова², А. А. Климочкина^{3, *}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Омский государственный технический университет”, Омск, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Омский государственный университет путей сообщения”, Омск, Россия

³Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Москва, Россия

*E-mail: klimann16@gmail.com

Поступила в редакцию 20.11.2020 г.

После доработки 28.12.2020 г.

Принята к публикации 27.01.2021 г.

Высокоточные экспериментальные сечения слияния сферических ядер проанализированы количественно с использованием эффективного взаимодействия, полученного в рамках теории релятивистского среднего поля. Из четырех рассмотренных наборов параметров только в двух случаях имеется кулоновский барьер. Сечения слияния, вычисленные с одним из этих наборов, хорошо согласуются с экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S0367676521050057

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что теория релятивистского среднего поля (ТРСП) успешно описывает такие статические свойства ядер как энергии связи и кулоновские форм-факторы [1–3]. В то же время имеется множество высокоточных данных (с типичной погрешностью порядка 1%) по слиянию (захвату) сложных ядер [4, 5]. Эти данные детально анализировались с помощью модели двойной свертки с эффективными нуклон-нуклонными (NN) силами МЗУ [6, 7]. Поэтому представляется логичным попытаться описать те же данные, используя эффективные силы, полученные в рамках теории релятивистского среднего поля.

Это эффективное взаимодействие имеет вид [8]

$$v_{NN}(r) = \frac{g_{\omega}^2 \exp(-m_{\omega}rc/\hbar)}{4\pi r} + \frac{g_{\rho}^2 \exp(-m_{\rho}rc/\hbar)}{4\pi r} - \frac{g_{\sigma}^2 \exp(-m_{\sigma}rc/\hbar)}{4\pi r} + \frac{g_2^2}{4\pi} r \exp(-2m_{\sigma}rc/\hbar) + \frac{g_3^2 \exp(-3m_{\sigma}rc/\hbar)}{4\pi r} - J_{00} \delta(\vec{r}). \quad (1)$$

Массы мезонов m_{ω} , m_{ρ} , m_{σ} и константы связи мезонов с нуклонами g_{ω} , g_{ρ} , g_{σ} , g_2 , g_3 , полученные

из подгонки статических свойств ядер, представлены в табл. 1 с соответствующими ссылками.

Структура эффективных сил, полученных на основе ТРСП, подобна структуре хорошо известного МЗУ взаимодействия. Последнее имеет вид:

$$v_{NN}(r) = G_1 \frac{\exp(-r/r_1)}{r/r_1} - G_2 \frac{\exp(-r/r_2)}{r/r_2} - J_{00} \delta(\vec{r}). \quad (2)$$

В работе [13] приводятся следующие значения для параметров формулы (2): $G_1 = 11062$ МэВ, $G_2 = 2537.5$ МэВ, $r_1 = 0.25$ фм, $r_2 = 0.40$ фм, $J_{00} = 592$ МэВ · фм³ (парижское взаимодействие). Мы используем это же значение J_{00} и для ТРСП взаимодействия. Отметим, что энергетическая зависимость этого взаимодействия не учитывается, так как она несущественна в данной задаче. Прямые части МЗУ и ТРСП взаимодействий, т.е. v_{NN} без слагаемых с дельта-функцией, сравниваются между собой на рис. 1. Они помечены индексом “0”: МЗУ_0 и т.д. Все пять профилей $v_{NN}(r)$ похожи друг на друга, что заставляет ожидать похожих ядро-ядерных сил, полученных с использованием этих нуклон-нуклонных взаимодействий.

Таблица 1. Массы мезонов и соответствующие константы связи, полученные из подгонки статических свойств ядер, с соответствующими ссылками

	NL1 [1, 2]	NL2 [2]	NL3 [8, 9]	HS [10–12]
$m_\omega c^2/\text{МэВ}$	795.359	780.0	782.501	783
$m_\rho c^2/\text{МэВ}$	763.0	763.0	763.000	770
$m_\sigma c^2/\text{МэВ}$	492.25	504.89	508.194	520
$g_\omega/\sqrt{\hbar c}$	13.285	11.493	12.868	13.8
$g_\rho/\sqrt{\hbar c}$	4.975	5.507	4.474	8.08
$g_\sigma/\sqrt{\hbar c}$	10.138	9.111	10.271	10.47
$g_2/(\text{фм}\sqrt{\hbar c})$	-12.172	-2.304	-10.431	0
$g_3/\sqrt{\hbar c}$	-36.265	13.783	-28.885	0

**ЭНЕРГИЯ
ЯДРО-ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ**

В настоящей работе энергия сильного ядерно-го взаимодействия (СиЯВ, U_n) вычисляется методом двойной свертки:

$$U_n(R) = \int d\vec{r}_p \int d\vec{r}_T \rho_p(\vec{r}_p) v_{NN}(|\vec{R} + \vec{r}_T - \vec{r}_p|) \rho_T(\vec{r}_T). (3)$$

Здесь \vec{R} – вектор, соединяющий центры масс сталкивающихся ядер; \vec{r}_p и \vec{r}_T – радиус-векторы двух взаимодействующих точек снаряда и мишени соответственно. Рисунки, иллюстрирующие этот процесс, можно найти во многих публикациях (см., например, [14, 15]). Энергия кулоновского взаимодействия вычисляется посредством двойной свертки по формуле, аналогичной формуле (3). Нуклонные и зарядовые плотности, необходимые для этих вычислений, взяты из работы [7]. Они были получены методом Хартри–Фока с силами Скирма, как описано в работе [16]. При этом учитывался тензорный характер сил и использовалась SKX параметризация [17] (далее мы ссылаемся на них как на SKX HF плотности).

Вычисленные таким образом потенциалы СиЯВ и полные потенциалы взаимодействия (т.е. с учетом кулоновской составляющей) показаны на рис. 2 для реакции $^{12}\text{C} + ^{92}\text{Zr}$ при нулевом угловом моменте. Вычисления, результаты которых показаны на рис. 2а и 2б, проведены без учета слагаемого с дельта-функцией. Потенциалы СиЯВ на рис. 2а не убывают при уменьшении R и, соответственно, потенциалы $U_{tot}(R)$ на рис. 2б не имеют барьеров. Стало быть, их нельзя использовать для описания данных по слиянию (захвату) при столкновении тяжелых ионов. Однако потенциалы U_n на рис. 2а возрастают с разной скоростью: те из них, что соответствуют наборам параметров NL2_0 и HS_0 возрастают с убыванием R значительно

медленнее, чем два других ТРСП-потенциала, NL1_0 и NL3_0. Для сравнения на рис. 2 показаны также потенциалы, полученные с силами МЗУ.

В качестве следующего шага мы вычислили ТРСП U_n потенциалы с учетом J_{00} (т.е. с обменным слагаемым). Результаты этих расчетов снабжены индексом “Е”. Результирующие потенциалы показаны на рис. 2в и 2г. Для параметров NL1 и NL3 учет обменного слагаемого качественно не изменил картину: полные потенциалы взаимодействия по-прежнему не имеют барьеров. Однако, потенциал $U_n(\text{NL2_E})$ убывает подобно $U_n(\text{МЗУ_E})$ (рис. 2в) и в результате на рис. 2г по-

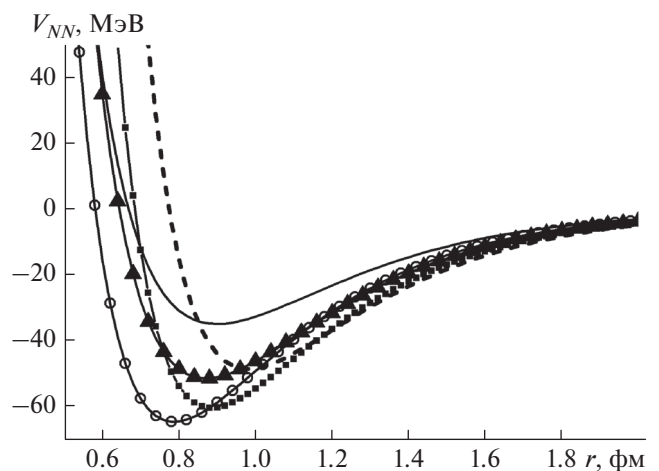


Рис. 1. Прямая часть эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия (т.е. без учета члена с дельта-функцией). Используются следующие NN силы: сплошная линия без символов – МЗУ_0, штриховая линия – NL1_0, сплошная линия с открытыми кружками – NL2_0, сплошная линия с черными квадратами – NL3_0, сплошная линия с черными треугольниками – HS_0.

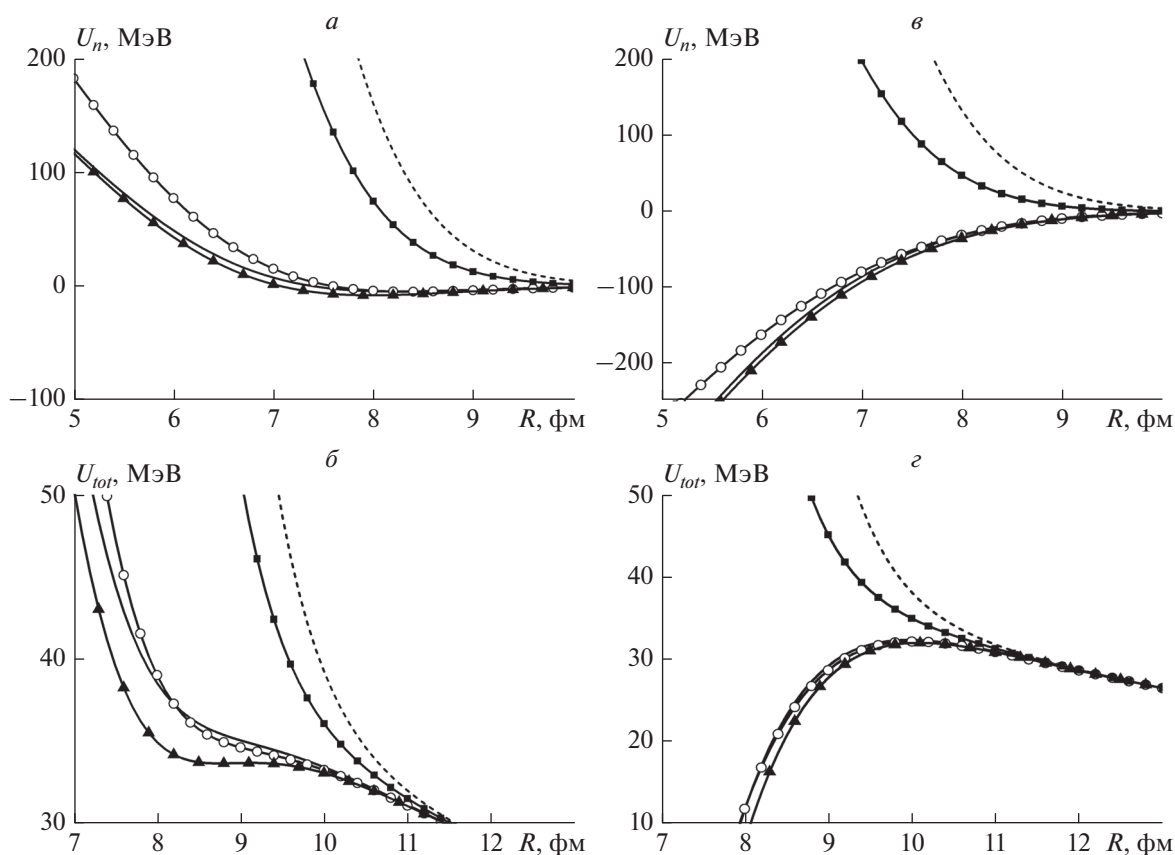


Рис. 2. СиЯВ ((а) и (в)) и полный ядро-ядерный потенциал ((б) и (г)) в зависимости от межцентрового расстояния для реакции $^{12}\text{C} + ^{92}\text{Zr}$. Панели (а) и (б) соответствуют расчетам без обменного слагаемого, панели (в) и (г) – расчетам с учетом этого слагаемого. Все обозначения как на рис. 1.

является барьер. Форма и высота этого барьера близки к полученным с МЗУ_Е нуклон-нуклонным взаимодействием. Силы HS из работы [11] также

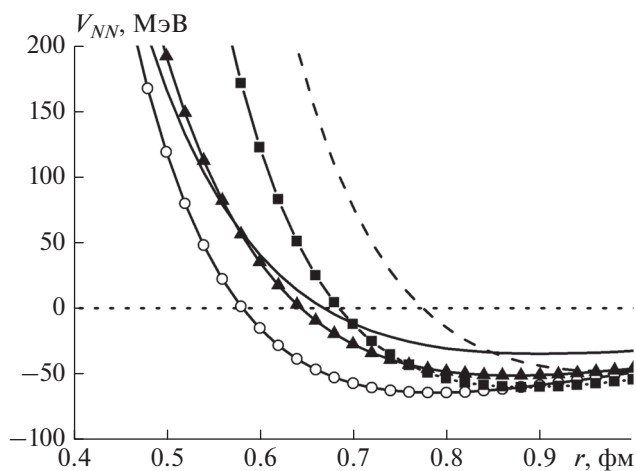


Рис. 3. Прямая часть эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия (т.е. без учета члена с дельта-функцией): детальная картина для малых расстояний между нуклонами. Все обозначения как на рис. 1.

приводят к ядро-ядерному потенциалу, который убывает по мере сближения ядер (см. рис. 2в). Соответственно, полный потенциал U_{tot} (HS_E) имеет барьер, который очень похож на барьер U_{tot} (NL2_E) (см. рис. 2г). Поэтому мы проводим сравнение с экспериментальными данными, используя только потенциал U_{tot} (HS_E).

Попытаемся качественно понять поведение ТРСП потенциалов СиЯВ, анализируя нуклон-нуклонные силы на рис. 1. Сравнивая кривые, соответствующие ТРСП и МЗУ, можно было бы ожидать, что все ТРСП СиЯВ потенциалы будут убывать при сближении ядер, приводя к появлению барьера на графике $U_{tot}(R)$. В самом деле, силы v_{NN} (ТРСП) выглядят очень похожими на v_{NN} (МЗУ), причем минимумы у v_{NN} (ТРСП) даже глубже.

Чтобы разобраться в этом кажущемся противоречии, мы показываем на рис. 3 прямые части всех пяти v_{NN} -потенциалов при малых значениях аргумента. В таком представлении видно, что v_{NN} (NL1_0) и v_{NN} (NL3_0) при уменьшении r возрастают гораздо быстрее, чем три остальных. Более

Таблица 2. Реакции, результаты расчетов для которых представлены на рис. 4; оптимальные значения амплитуды коэффициента трения K_{Rm} ; соответствующие значения χ_m^2 . В последних колонках приведены высоты кулоновских барьеров для нулевого углового момента U_{B0} , вычисленные в настоящей работе с HS_E-параметрами и в работе [7] с M3Y_E-параметрами

Реакция	K_{Rm} (зс · ГэВ ⁻¹)		χ_m^2		U_{B0} (МэВ)	
	данная работа, HS_E	работа [7], M3Y_E	данная работа, HS_E	работа [7], M3Y_E	данная работа, HS_E	работа [7], M3Y_E
¹⁶ O + ⁹² Zr	17	27	7	17	41.90	41.6
¹⁶ O + ¹⁴⁴ Sm	10	16	7	8	61.05	60.7
¹² C + ²⁰⁸ Pb	9	16	7	7	57.95	57.8
²⁸ Si + ⁹² Zr	12	19	3	3	71.01	70.5
¹² C + ¹⁴⁴ Sm	17	23	0.07	0.04	46.64	46.4

того, r -зависимости $v_{NN}(NL2_0)$ и $v_{NN}(HS_0)$ при малых значениях r становятся близки к $v_{NN}(M3Y_0)$. Таким образом, естественно ожидать, что при использовании этих трех нуклон-нуклонных сил барьеры будут получаться близкими по высоте и радиусу.

В потенциалах $v_{NN}(NL1_0)$ и $v_{NN}(NL3_0)$ отталкивание наступает при слишком большом расстоянии между нуклонами по сравнению с тремя потенциалами, обсуждавшимися в предыдущем абзаце. Данное наблюдение, как нам представляется, объясняет отсутствие барьеров для этих двух потенциалов.

Энергия СиЯВ вычислялась в рамках ТРСР ранее в работах [11, 12, 18]. NN-силы из работы [11] (HS_0) показаны на рис. 1 и рис. 3, а барьеры, которые получаются при использовании HS_E представлены ниже в табл. 2. Наши вычисления приблизительно воспроизводят барьер для реакции ¹⁴C + ²⁰⁸Pb (см. рис. 2 в [11]). Мы вычисляли барьер для реакции ¹²C + ²⁰⁸Pb и получили $U_{B0}(NL2_E) = 58.3$ МэВ и $U_{B0}(HS_E) = 58.0$ МэВ. Эти значения близки к $U_{B0} \approx 57$ МэВ (см. вставку на рис. 2 в [11]).

Сравнение наших результатов с результатами работы [18] вызывает трудности, так как подходы, использованные в этих двух работах, слишком различны. В самом деле, мы используем SKX HF плотности, тогда как в работе [18] использованы плотности, полученные в релятивистском подходе Хартри–Боголюбова. Кроме того, в [18] для NN сил использовано приближение дельта-функции, тогда как мы используем ТРСР-силы с конечными радиусами взаимодействия.

Наш результат в отношении отсутствия барьера при использовании NL3-сил как будто находится в противоречии с результатами работы [12], в которой сечения слияния вычислялись с использованием этого NN взаимодействия. Один источник кажущегося противоречия – различные плотности, использованные в [12] и в настоящей работе. А именно, в [12] плотности получались с использованием того же NL3 взаимодействия, тогда как у нас используются SKX HF плотности. Другая возможная причина состоит в том, что в сравниваемых двух работах расчеты сделаны для разных реакций. Следует заметить, что в работе [8] для реакции $p + ^{120}\text{Te}$ полный потенциал взаимодействия, основанный на NL3 NN силах, не имеет барьера как и в наших расчетах. Вопрос об этом кажущемся противоречии, возможно, требует дальнейшего изучения.

ВЫЧИСЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ СЛИЯНИЯ

Перейдем теперь к сравнению с экспериментом. Для этой цели мы выбрали высокоточные данные по надбарьерным сечениям слияния в реакциях ¹⁶O + ⁹²Zr и ²⁸Si + ⁹²Zr [19], ¹⁶O + ¹⁴⁴Sm [20], ¹⁶O + ²⁰⁸Pb [21], ¹²C + ¹⁴⁴Sm [22] (данные зачастую взяты из базы данных [23]). Следует заметить, что экспериментальные погрешности в работах [19–21] составляют 0.5–1%, тогда как в [22] – около 5%.

Сечения слияния в данной работе вычисляются с помощью флуктуационно-диссипативной траекторной модели, разработанной в [6, 7, 24]. Эта модель подробно описана и тщательно протестирована в указанных работах, поэтому здесь приведено лишь ее краткое описание.

Физическая картина модели похожа на использованную в работе [25]: воображаемая бронуевская частица с приведенной массой движется под действием консервативной, диссипативной и случайной сил. Мы изучаем процесс при энергиях столкновения заметно выше кулоновского барьера, так что квантовые эффекты (туннелирование и связь каналов) не учитываются. В рассматриваемых реакциях участвуют только сферические ядра. Эти ядра довольно жесткие, благодаря по крайней мере одной (нейтронной или протонной) замкнутой оболочке. Поэтому мы ограничиваемся моделированием с одной степенью свободы, соответствующей радиальному движению. Это движение описывается безразмерной координатой q , которая пропорциональна межцентровому расстоянию R . В [26] было показано, что орбитальную степень свободы можно опустить, так как ее учет влияет на сечения в пределах статистических погрешностей, которые в данной работе составляют около 1%.

В [27] было показано, что эффекты памяти в столкновениях тяжелых ионов существенны только вблизи точки касания. В наших расчетах такая конфигурация никогда не достигается, поэтому мы описываем процесс с помощью уравнений типа уравнений Ланжевена с белым шумом и мгновенным трением:

$$dp = (F_U + F_{cen} + F_D)dt + \sqrt{2D}dW, \quad (4)$$

$$dq = pdt/m_q, \quad (5)$$

$$F_U = -dU/dq, \quad (6)$$

$$F_{cen} = \frac{\hbar^2 L^2}{m_q q^3}, \quad (7)$$

$$F_D = -\frac{p}{m_q} K_R \left(\frac{dU_n}{dq} \right)^2, \quad (8)$$

$$D = \theta K_R \left(\frac{dU_n}{dq} \right)^2. \quad (9)$$

Здесь p — импульс, отвечающий радиальному движению; F_U , F_{cen} и F_D — консервативная, центробежная и диссипативная силы соответственно. Последняя связана с потенциалом СиЯВ формулой поверхностного трения (8) [28, 29]. $\hbar L$ представляет собой проекцию орбитального углового момента на ось, перпендикулярную плоскости реакции; m_q — инерционный параметр; K_R обозначает амплитуду коэффициента трения; D — коэффициент диффузии, пропорциональный температуре θ . Случайная сила пропорциональна приращению dW винеровского процесса W ; это приращение имеет нулевое среднее и дисперсию равную dt . Уравнения (4), (5) решались численно методом Рунге—Кутты (см. детали в [24, 30]).

Сечения захвата вычислялись по стандартной квантово-механической формуле (см., например, [31])

$$\sigma_{th} = \frac{\pi \hbar^2}{2m_R E_{c.m.}} \sum_{L=0}^{L_{max}} (2L+1) T_L. \quad (10)$$

Здесь $E_{c.m.}$ — энергия столкновения в системе центра масс; $m_R = m_n A_P A_T / (A_P + A_T)$ включает в себя массу нуклона m_n и массовые числа ядра-снаряда (A_P) и ядра-мишени (A_T); L_{max} — максимальное значение углового момента, выше которого коэффициент прохождения T_L становится достаточно малым. Коэффициент прохождения является результатом динамического моделирования, описанного выше.

СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Мы вычисляем сечения слияния σ_{th} , варьируя амплитуду коэффициента трения K_R в формулах (8), (9) для каждой реакции, подобно тому, как это сделано в [7, 24]. Расчетные сечения сравниваются с экспериментальными σ_{exp} с помощью формулы (11)

$$\chi^2 = \frac{1}{\nu} \sum_{i=1}^{\nu} \left(\frac{\sigma_{ith} - \sigma_{iexp}}{\Delta \sigma_{iexp}} \right)^2. \quad (11)$$

Здесь σ_{ith} соответствует значению $E_{c.m.i}$, а σ_{iexp} и $\Delta \sigma_{iexp}$ — экспериментальное сечение и его погрешность для того же значения энергии столкновения. Оптимальное значение амплитуды коэффициента трения, K_{Rm} , соответствует минимуму величины χ^2 , χ_m^2 . Полученные таким образом значения K_{Rm} , χ_m^2 и U_{B0} (высота кулоновского барьера для нулевого углового момента) собраны в табл. 2. Они сравниваются со значениями, найденными в [7]. Оптимальные значения амплитуды коэффициента трения, найденные в настоящей работе, оказываются значительно меньше значений, полученных в [7] потому, что высоты барьеров в настоящей работе получились несколько больше. Значения χ_m^2 в настоящих ТРСР-расчетах оказываются примерно такими же, как и в [7], не обнаруживая никакой регулярной закономерности.

Рисунок 4 дает визуальное представление о степени согласия расчетных сечений с экспериментальными. На нем показано отношение σ_{th}/σ_{exp} как функция $U_{B0}/E_{c.m.}$ для пяти реакций из табл. 2. Теоретические сечения получены с использованием HS_E NN-сил с оптимальными значениями K_{Rm} . Типичные статистические погрешности ланжевенских расчетов составляют около 1%. Рису-

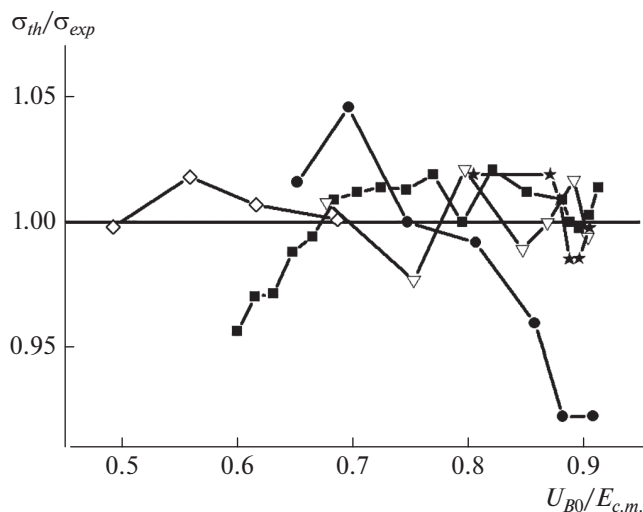


Рис. 4. Отношение σ_{th}/σ_{exp} как функция $U_{B0}/E_{c.m.}$ для пяти реакций из табл. 2: сплошные квадраты – $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$, открытые треугольники – $^{16}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$, сплошные кружки – $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$, сплошные звездочки – $^{28}\text{Si} + ^{92}\text{Zr}$, открытые ромбы – $^{12}\text{C} + ^{144}\text{Sm}$.

нок 4 показывает довольно хорошее качество теоретического описания данных: из 42 точек только две выходят за пределы 5%-ной полосы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе вычислены сечения слияния для пяти реакций со сферическими ядрами при энергиях столкновения выше кулоновского барьера. Для этого использован ядро-ядерный потенциал, полученный в модели двойной свертки (см. формулу (3)) с нуклон-нуклонными (NN) силами v_{NN} , основанными на теории релятивистского среднего поля (ТРСП). Эти NN -силы соответствуют NL1, NL2, NL3 и HS наборам параметров ТРСП, которые встречаются в литературе. Используемые для расчетов плотности нуклонов были вычислены в хартри-фоковском подходе с силами Скирма (SKX-параметризация) с учетом тензорного характера сил.

Наши расчеты показали, что два из этих наборов параметров (NL1 и NL3) приводят к полному потенциалу ядро-ядерного взаимодействия (сильное + кулоновское), не имеющему барьера. При учете обменного слагаемого в NN -силах (такого же как в МЗУ парижских сил) барьер появляется только для NL2- и HS-наборов параметров. Причину отсутствия/наличия барьера мы видим в скорости роста прямой части NN -сил при уменьшении расстояния между нуклонами. Высоты релятивистских кулоновских барьеров в наших расчетах оказались близки к полученным ранее с использованием МЗУ NN -сил.

Ядро-ядерные потенциалы, рассчитанные с использованием HS ТРСП NN -сил, были использованы для вычисления сечений слияния с помощью флуктуационно-диссипативной траекторной модели с поверхностным трением, известной в литературе. Теоретические сечения сравниваются “точка в точку” с высокоточными экспериментальными сечениями (типичная погрешность около 1%) для пяти реакций. Результат сравнения демонстрирует хорошее качество согласия теории с экспериментом: типичный хи-квадрат составляет несколько единиц. Расчеты с NL2-параметрами дают сходный результат (см. [32]).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Reinhard P.G., Rufa M., Maruhn J. et al. // Z. Phys. 1986. A. 323. P. 13.
2. Hirata D., Toki H., Watabe T. et al. // Phys. Rev. C. 1991. V. 44. P. 1467.
3. Sugahara Y., Toki H. // Nucl. Phys. A. 1994. V. 579. P. 557.
4. Newton J.O., Butt R.D., Dasgupta M. et al. // Phys. Lett. B. 2004. V. 586. P. 219.
5. Newton J.O., Butt R.D., Dasgupta M. et al. // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. Art. No. 024605.
6. Gontchar I.I., Bhattacharya R., Chushnyakova M.V. // Phys. Rev. C. 2014. V. 89. Art. No. 034601.
7. Chushnyakova M.V., Bhattacharya R., Gontchar I.I. // Phys. Rev. C. 2014. V. 90. Art. No. 017603.
8. Lahiri C., Biswal S.K., Patra S.K. // Int. J. Mod. Phys. E. 2016. V. 25. Art. No. 1650015.
9. Lalazissis G.A., König J., Ring P. // Phys. Rev. C. 1997. V. 55. P. 540.
10. Horowitz C.J., Serot B.D. // Nucl. Phys. A. 1981. V. 368. P. 503.
11. Singh B., Bhuyan M., Patra S.K., Gupta R.K. // J. Phys. G. 2012. V. 39. Art. No. 025101.
12. Bhuyan M., Kumar R. // Phys. Rev. C. 2018. V. 98. Art. No. 054610.
13. Anantaraman N., Toki H., Bertsch G.F. // Nucl. Phys. A. 1983. V. 398. P. 269.
14. Gontchar I.I., Hinde D.J., Dasgupta M., Newton J.O. // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. Art. No. 024610.
15. Gontchar I.I., Chushnyakova M.V. // Comput. Phys. Commun. 2010. V. 181. P. 168.
16. Bhattacharya R. // Nucl. Phys. A. 2013. V. 913. P. 1.
17. Brown B.A. // Phys. Rev. C. 1998. V. 58. P. 220.
18. Gasques L.R., Afanasjev A.V., Beard M. et al. // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. Art. No. 045802.
19. Newton J.O., Morton C.R., Dasgupta M. et al. // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. Art. No. 064608.
20. Leigh J.R., Dasgupta M., Hinde D.J. et al. // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. 3151.
21. Dasgupta M., Hinde D.J., Diaz-Torres A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. Art. No. 192701.
22. Kossakowski R., Jastrzbski J., Rymuza P. et al. // Phys. Rev. C. 1985. V. 32. P. 1612.

23. Zagrebaev V.I., Denikin A.S., Karpov A.V. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2017. V. 859. P. 112.
24. Chushnyakova M.V., Gontchar I.I. // Phys. Rev. C. 2013. V. 87. Art. No. 014614.
25. Fröbrich P., Gontchar I.I. // Phys. Rep. 1998. V. 292. P. 131.
26. Chushnyakova M.V., Gontchar I.I. // J. Phys. G. 2013. V. 40. Art. No. 095108.
27. Wen K., Sakata F., Li Z.-X. et al. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. Art. No. 012501.
28. Gross D.H.E., Kalinowski H. // Phys. Rep. 1978. V. 45. P. 175.
29. Fröbrich P. // Phys. Rep. 1984. V. 116. P. 337.
30. Gegechkori A.E., Anischenko Y.A., Nadochy P.N., Adeev G.D. // Phys. Atom. Nucl. 2008. V. 71. P. 2007.
31. Fröbrich P., Lipperheide R. Theory of nuclear reactions. Oxford: Clarendon Press, 1996.
32. Chushnyakova M.V., Gontchar I.I., Khmyrova N.A. // J. Phys. G. 2021. V. 48. Art. № 015101.

Relativistic mean-field effective NN forces in dynamical modeling of heavy-ion fusion

M. V. Chushnyakova^a, I. I. Gontchar^b, N. A. Khmyrova^b, A. A. Klimochkina^{c,*}

^aPhysics Department, Omsk State Technical University, Omsk, 644050 Russia

^bPhysics and Chemistry Department, Omsk State Transport University, Omsk, 644046 Russia

^cPhysics Department, Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

*e-mail: klimann16@gmail.com

Precision experimental fusion cross-sections for the reactions with spherical nuclei are quantitatively analyzed using the relativistic mean field effective interaction. Only for two of four considered parameter sets of this interaction, the Coulomb barrier presents. The analysis of the cross-sections within the framework of a dynamical model results in good agreement with the experimental data.