

Сергей Иванович МАЗУР¹
Григорий Иванович КОСЕНКО²
Рамиль Султангареевич КУРМАНОВ³

УДК 539.172.17

ВЫБОР ЯДЕРНОГО ПОТЕНЦИАЛА ДЛЯ РАСЧЕТА ВХОДНОГО КАНАЛА В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

- ¹ аспирант,
Омский государственный технический университет
mazur1sergey@gmail.com
- ² доктор физико-математических наук,
профессор кафедры физико-математических дисциплин,
филиал Военной академии материально-технического
обеспечения им. генерала армии А. В. Хрулёва (г. Омск)
kosenkophys@gmail.com
- ³ кандидат физико-математических наук,
доцент кафедры физики и химии,
Омский государственный университет путей сообщения
kurmanovrs@mail.ru

Аннотация

Для описания реакций слияния — деления ядер применяют различные модели. Мы используем модель, содержащую две стадии расчетов. На первой стадии моделируется процесс сближения сталкивающихся ионов до момента их касания. На второй рассматривается динамика образовавшейся моносистемы. Нас будет интересовать первая стадия процесса, а именно сечение касания как определяющее сечение образования испарительного остатка сверхтяжелых элементов (СТЭ).

При построении модели всегда остро встает вопрос с выбором конкретного вида ядерного потенциала. В данной работе производится сравнение существующих вариантов

Цитирование: Мазур С. И. Выбор ядерного потенциала для расчета входного канала в реакциях с тяжелыми ионами / С. И. Мазур, Г. И. Косенко, Р. С. Курманов // Вестник Тюменского государственного университета. Физико-математическое моделирование. Нефть, газ, энергетика. 2019. Том 5. № 1. С. 162-175.
DOI: 10.21684/2411-7978-2019-5-1-162-175

ядерного потенциала типа Вудса — Саксона. На основе чего выбирается наиболее подходящий потенциал для расчета входного канала реакции в нашей модели.

Ключевые слова

Процесс слияния — деления, тяжелые ионы, потенциал взаимодействия, компаунд-ядро, сечение касания, сверхтяжелые элементы.

DOI: 10.21684/2411-7978-2019-5-1-162-175

Введение

На протяжении последних десятилетий изучение синтеза и свойств сверхтяжелых элементов (СТЭ) является одним из приоритетных направлений современной ядерной физики. Для получения определенного изотопа СТЭ экспериментаторы выбирают реакцию и энергию налетающих частиц. Задача теоретических моделей — облегчить выбор экспериментаторам, т. е. максимально точно и полно описать характеристики реакции (сечения захвата, слияния, образования остатков испарения) в зависимости от входных параметров. Для описания реакций слияния — деления мы используем двухшаговую модель [10], содержащую две стадии. На первой происходит касание налетающего ядра с более тяжелым ядром-мишенью. На этой стадии рассматривается динамика сближения ядер до их касания. После касания взаимодействие ядер рассматривается как динамика моносистемы, и возможны несколько сценариев развития. Первое возможное развитие реакции — это глубоконеупругое взаимодействие (*deep inelastic*). При таких реакциях взаимодействующие ядра обмениваются большим числом нуклонов, но после касания система вновь распадается, вероятность такого процесса очень велика. Второй сценарий — это квазиделение (*quasi-fission*). В таких процессах взаимодействующие ядра могут значительно изменить структуру друг друга, обмениваясь нуклонами, но при этом не образуется составное (компаунд) ядро. Третий исход реакции — это слияние. В этих случаях составная система достигает сферической формы и образует компаунд-ядро, которое, как правило, находится в возбужденном состоянии. Такое ядро может поделиться или снять возбуждение в процессе эмиссии нескольких частиц и γ -квантов, в результате чего образуется испарительный остаток. Испарительный остаток и есть основная цель при синтезе СТЭ. Таким образом, сечение образования СТЭ, основная величина, характеризующая процесс поиска нового элемента, определяется вероятностью слияния и вероятностью образования остатка испарения. В свою очередь, вероятность слияния находится перемножением вероятности касания и вероятности формирования сферического ядра после этого:

$$P_{fus}(L, E_{c.m.}) = P_{touch}(L, E_{c.m.}) P_{form}(L, E_{c.m.}). \quad (1)$$

В настоящей работе нас интересует сечение касания как определяющее все остальные сечения. Величина сечения касания зависит от соотношения энергии столкновения и величины барьера слияния. Барьер слияния зависит от суммы кулоновской и ядерной энергий взаимодействия сталкивающихся ядер.

При построении модели всегда остро встает вопрос о выборе конкретного вида потенциалов. Основным критерием выбора является возможность описания экспериментальных значений барьеров слияния и сечений касаний. И если с выбором вида кулоновской части не возникает проблем, то при расчете ядерной части есть несколько вариантов [2, 3, 6, 9]. Вид потенциала, использованный нами в [10], — это модифицированный в [4] потенциал из [6]. Данный потенциал имеет вид потенциала Вудса — Саксона [13]. Потенциал имеет несколько параметров, которые подбираются под экспериментальные данные для описания конкретных реакций. Целью настоящей работы является сравнение существующих вариантов ядерного потенциала типа [13] и внесение однозначности в его выборе при расчете входного канала реакции для дальнейшего использования в двухшаговой модели слияния — деления сверхтяжелых ядер.

Методы расчета ядерного потенциала

Рассмотрим разные варианты расчета ядерного потенциала. Мы будем рассматривать потенциалы типа Вудса — Саксона. В работе [10] нами был использован потенциал Гросса — Калиновского [6]:

$$U(r) = \frac{1}{2}(U_{12}(r) + U_{21}(r)), \quad (2)$$

$$U_{12}(r) = \int V_1(r - r')\rho_2(r')d^3r', \quad (3)$$

$$V = \frac{V_0}{1 + \exp\left[\frac{r - R_1}{a_V}\right]}, \quad (4)$$

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left[\frac{r - R_2}{a_d}\right]}. \quad (5)$$

Здесь $R_1 = 1,25A_1^{1/3}$, а $R_2 = 1,12A_2^{1/3} - 0,86A_2^{-1/3}$, A_i — массовое число первого или второго ядра соответственно. Параметры: $\rho_0 = 0,17$ фм⁻³; $a_d = 0,54$ фм; $V_0 = 50$ МэВ; $a_V = 0,65$ фм.

В работе [4] для улучшения согласия с экспериментальными данными было предложено использовать три набора значений a_V и V_0 для (4), (5). Причем автор использовал разные значения для глубины и диффузности потенциала при расчетах с одним и тем же изотопом кислорода ¹⁷O (рис. 1, левая панель). Поэтому выбор глубины потенциала — во многом искусство. Мы хотим внести однозначность в выбор глубины потенциала и его диффузности.

В работе [8] потенциал Вудса — Саксона был модернизирован:

$$V(r) = V_0 \frac{1}{\left\{1 + \exp\left[\frac{r-R_v}{a_v}\right]\right\}^k} \left\{1 + \frac{V_{dp}}{1 + \exp\left[\frac{r-R_v}{a_v}\right]}\right\}, \quad (6)$$

где параметр k отвечает за поведение на больших расстояниях, а V_{dp} формирует провал потенциала в области поверхности ядра. Параметры V_0 , a_v , как и параметры k и V_{dp} , зависят от нуклонного состава ядра и находятся отдельно для нейтронов и протонов. Формулы для расчета этих величин, как и R_v , представлены в [8, формулы (3)-(10)], а параметры для их расчета предложены в трех вариантах для согласования с экспериментальными данными. Но целью текущей работы является внесение однозначности, поэтому будет использоваться первый набор параметров [8, таблица 1], как было сделано в [1]. При $a_v = k$ и $V_{dp} = 0$ получим обычный потенциал Вудса — Саксона:

$$V(r) = V_0 \frac{1}{\left\{1 + \exp\left[\frac{r-R_v}{a_v}\right]\right\}}, \quad (7)$$

где глубина потенциала и его диффузность зависят от A и Z ядра.

Поскольку для ядерного взаимодействия отличие между протонами и нейтронами не существенно, мы будем использовать средние значения для этих величин, которые будем определять следующим образом:

$$V_0 = \frac{AV_{0p}V_{0n}}{NV_{0p} + ZV_{0n}}, \quad (8)$$

$$a_v = \frac{Aa_{vp}a_{vn}}{Na_{vp} + Za_{vn}}. \quad (9)$$

Средние значения остальных величин (V_{dp} , R_v , k) рассчитываются аналогичным образом.

Для потенциала (7) будем использовать параметр капли Майерса — Святецкого с резким краем $R_v = 1,2249A^{1/3}$. Для наших целей желательно использовать именно такой параметр, поскольку он применяется при расчетах кулоновского взаимодействия, а также при расчете инерционных и фрикционных параметров системы [7], которые рассчитываются методом линейного отклика. Кроме того, при переходе от разрывной формы к сплошной будет сохраняться полный объем системы.

Возьмем еще потенциал с параметрами, использованными в [12]. Глубину потенциала автор определяет как:

$$V_{0(p,n)} = 49,65 (1 \pm 0,862(N - Z)/A), \quad (10)$$

а диффузность — $a_v = 0,7$ фм. Причем радиус потенциала определяется как $R_0 = 1,275A^{1/3}$.

Таким образом, в работе будет произведено сравнение результатов, полученных на основании следующих вариантов потенциала:

- 1) Koura [8] — по формуле (6);
- 2) Koura (W-S) — по формуле (7) с параметрами, рассчитанными по формулам (8), (9) и $R_v = 1,2249A^{1/3}$;
- 3) G-K [6] — по формуле (7) с параметрами $V_0 = 50$ МэВ, $a_v = 0,65$ фм;
- 4) Pashkevich [12] — по формуле (7) с параметром V_0 , рассчитанным по формуле (10) и $a_v = 0,7$ фм.

При этом будет предполагаться, что ядра в процессе сближения не деформируются и имеют сферическую форму.

Результаты и обсуждения

На рис. 1 представлены результаты расчета ядерного потенциала. На левой панели изображены ядерные потенциалы ядра ^{17}O . На нижнем рисунке представлен потенциал G-K с параметрами $V_0 = 50$ МэВ, $a_v = 0,65$ фм и еще два варианта, предложенные в [4]: $V_0 = 40$ МэВ, $a_v = 0,45$ фм и $V_0 = 30$ МэВ, $a_v = 0,35$ фм. Хорошо видно, что диффузности потенциалов и их глубина заметно разные. Отметим, что от диффузности зависит величина трения в системе.

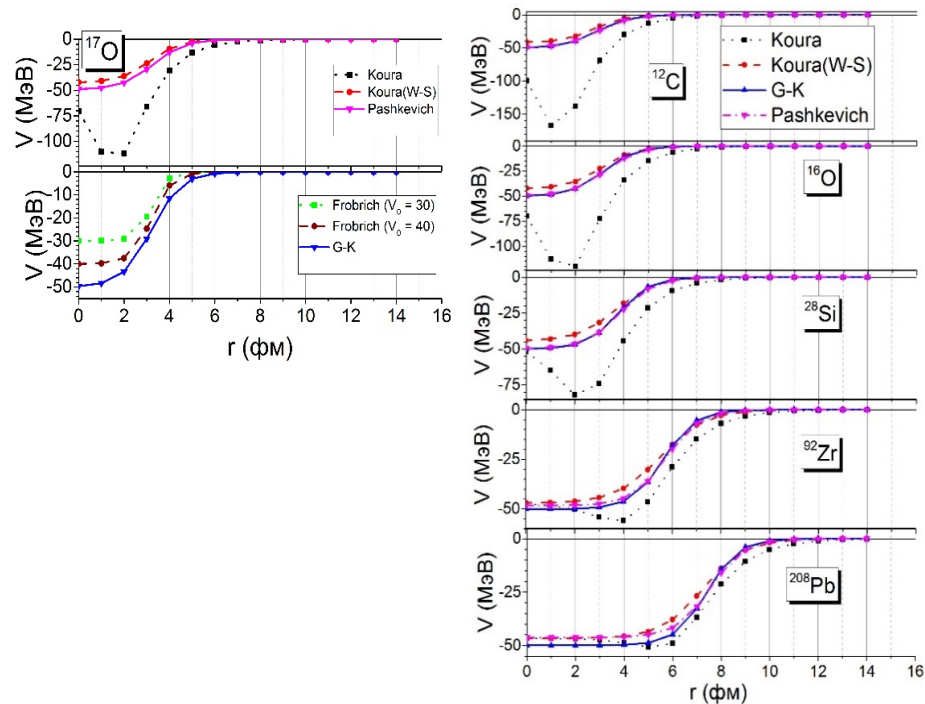


Рис. 1. На левой панели — ядерные потенциалы для ядра ^{17}O , на правой — для ядер ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si , ^{92}Zr , ^{208}Pb , рассчитанные разными методами

Примечание: обозначения приведены на рисунке.

Fig. 1. On the left panel — nuclear potentials for the nucleus ^{17}O , on the right—for the nuclei ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si , ^{92}Zr , ^{208}Pb , calculated by different methods

Note: the designations are shown in the figure.

На верхнем рисунке приведены остальные рассматриваемые потенциалы. Потенциалы Pashkevich и Koura (W-S) по глубине и диффузности похожи на потенциал, предложенный Гроссом и Калиновским (G-K). А модернизированный потенциал Koura существенно отличается от всех остальных. Но чем ядро тяжелее (на правой панели представлены ядерные потенциалы для ядер ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si , ^{92}Zr , ^{208}Pb), тем его отличие от остальных потенциалов меньше.

Рассмотрим точку ($r = 0$ фм). В этой точке потенциал должен стремиться к глубине потенциала V_0 . На рисунке видно, что это условие выполняется для метода G-K ($V_0 = 50$ МэВ). Для метода Pashkevich, исходя из формулы (10) для ядер с $Z = N$ (^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si) $V_0 = 49,65$ МэВ, что также видно на рисунке. Для методов Koura и Koura (W-S) V_0 в точке $r = 0$ фм должны совпадать, что наблюдается только для тяжелых ядер. Причем чем легче ядро, тем отличие потенциалов сильнее. Таким образом, при расчете методом Koura большое влияние оказывают короткодействующие силы, которые отражаются в значении V_{dp} .

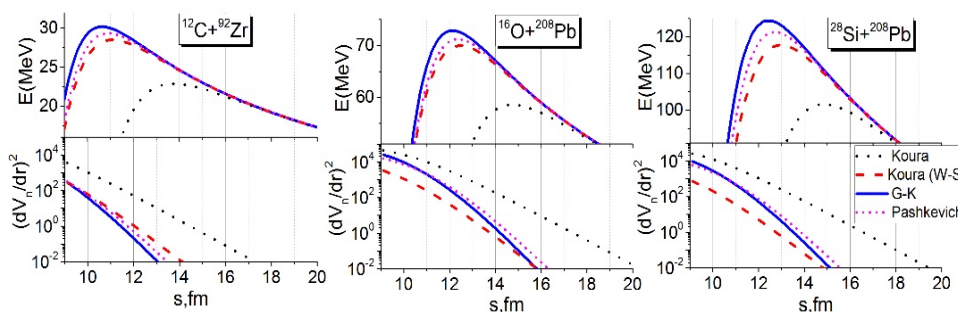


Рис. 2. Зависимости потенциальной энергии от расстояния между центрами масс в реакциях $^{12}\text{C} + ^{92}\text{Zr}$, $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, $^{28}\text{Si} + ^{208}\text{Pb}$

Fig. 2. Dependence of potential energy on the distance between the mass centers in reactions $^{12}\text{C} + ^{92}\text{Zr}$, $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, $^{28}\text{Si} + ^{208}\text{Pb}$

На рис. 2 представлена потенциальная энергия взаимодействия для реакций $^{12}\text{C} + ^{92}\text{Zr}$, $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, $^{28}\text{Si} + ^{208}\text{Pb}$. Видно, что чем выше барьер, полученный определенным методом, тем при меньших расстояниях между центрами масс он расположен. Но это не говорит о том, что вероятность касания будет меньше, т. к. трение в системе может «включаться» в разные моменты для каждого метода.

На нижних панелях рис. 2 отражено значение $\left(\frac{dV_n}{dr}\right)^2$, отвечающее за величину трения в системе. Видно, что для метода Koura трение начинает действовать на сталкивающиеся ядра значительно раньше остальных, соответственно, и до барьера потеряется больше энергии. Рассмотрим немодифицированные методы, в которых используется потенциал типа Вудса — Саксона. Видно, что высота барьера, посчитанная методом G-K для всех реакций, получается максимальной относительно других, затем идут результаты, полученные методами Pashkevich и Koura (W-S). Если учитывать в рассмотрении трение в системе, то для легкой реакции получим вывод, что чем ниже барьер, тем раньше начинает включаться

трение, и для более детальной сравнительной оценки методов необходимо рассматривать динамику процесса слияния, что будет сделано ниже. Для более тяжелых реакций $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ и $^{28}\text{Si} + ^{208}\text{Pb}$ видна особенность, что, помимо минимального барьера, трение в системе по методу Koura (W-S) наступает позже и остается минимальным в сравнении с остальными. Это может говорить о максимальных значениях сечений касания. В таблице 1 представлены значения

Таблица 1

Результаты расчетов положения потенциального барьера R_f и высоты потенциального барьера B для различных реакций, полученные рассматриваемыми методами

Table 1

The results of calculations of the position of the potential barrier R_f and the value of the potential barrier B for different reactions obtained by the methods under consideration

Реакция	R_f , фм G-K	B , МэВ G-K	R_f , фм Koura (W-S)	B , МэВ Koura (W-S)	R_f , фм Koura	B , МэВ Koura	R_f , фм Pash- kevich	B , МэВ Pash- kevich
$^{12}\text{C} + ^{92}\text{Zr}$	10,6	30,2	11,1	28,5	13,8	22,9	10,9	29,3
$^9\text{Be} + ^{208}\text{Pb}$	12,0	36,8	12,2	35,9	14,9	29,1	12,2	36,1
$^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$	10,8	39,8	11,3	37,3	13,8	30,5	11,1	38,6
$^{12}\text{C} + ^{204}\text{Pb}$	12,0	55,4	12,3	53,3	14,7	44,0	12,2	54,2
$^{16}\text{O} + ^{148}\text{Sm}$	11,5	58,0	12,0	54,8	14,3	45,6	11,8	56,5
$^{17}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$	11,5	58,0	12,1	54,2	14,2	45,7	11,8	56,4
$^{16}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$	11,4	58,4	12,0	54,7	14,2	45,7	11,7	56,8
$^{28}\text{Si} + ^{92}\text{Zr}$	11,1	67,8	11,8	62,5	13,9	52,7	11,4	65,5
$^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$	12,1	72,9	12,5	70,0	14,7	58,6	12,4	71,2
$^{36}\text{S} + ^{96}\text{Zr}$	11,5	75,0	12,2	69,7	14,1	59,3	11,8	72,5
$^{34}\text{S} + ^{89}\text{Y}$	11,2	74,6	12,1	68,4	14,0	58,4	11,6	72,0
$^{32}\text{S} + ^{89}\text{Y}$	11,1	75,2	12,0	69,0	13,9	58,7	11,5	72,6
$^{36}\text{S} + ^{90}\text{Zr}$	11,3	75,9	12,2	69,6	14,1	59,6	11,7	73,2
$^{19}\text{F} + ^{197}\text{Au}$	12,2	78,9	12,6	75,1	14,7	63,8	12,4	76,9
$^{35}\text{Cl} + ^{92}\text{Zr}$	11,3	81,0	12,1	74,3	14,0	63,6	11,6	78,2
$^{19}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$	12,3	81,1	12,7	77,6	14,7	65,9	12,5	79,2
$^{40}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr}$	11,4	93,9	12,3	86,5	14,1	74,1	11,8	90,8
$^{40}\text{Ca} + ^{90}\text{Zr}$	11,3	95,0	12,2	86,5	14,1	74,5	11,7	91,7
$^{28}\text{Si} + ^{144}\text{Sm}$	11,7	99,4	12,5	92,0	14,4	79,2	12,0	96,5
$^{40}\text{Ca} + ^{124}\text{Sm}$	11,8	113,7	12,6	105,7	14,4	91,1	12,1	110,3
$^{28}\text{Si} + ^{208}\text{Pb}$	12,4	124,4	13,0	117,8	14,9	101,6	12,7	121,3

потенциальных барьеров и соответствующих им расстояний для некоторых реакций, рассчитанных рассматриваемыми методами. Реакции представлены в порядке возрастания экспериментального барьера слияния. Отметим, что практически во всех случаях рассчитанные барьеры тоже возрастают.

Динамические расчеты позволяют оценить влияние высоты барьера и момента включения трения в системе на величину сечения касания. Учесть динамику процесса столкновения ядер можно, используя уравнения Ланжевена (11)-(12). Расчет предполагает описание изменения со временем расстояния между ядрами r и сопряженного ему импульса p :

$$\dot{r} = \frac{p_r}{\mu}; \quad (11)$$

$$\dot{p}_r = -\frac{dV}{dr} - \frac{K_r p_r}{\mu} + \xi, \quad (12)$$

где μ — приведенная масса ядер, ξ — случайная сила;

$$K_r = 0,035 \left(\frac{dv_n}{dr} \right)^2; \quad (13)$$

$$V = V_n + V_c + V_l; \quad (14)$$

$$V_l = \frac{1}{2} \frac{L^2 \hbar^2}{\mu s^2 + J_1 + J_2}, \quad (15)$$

где j_1, j_2 — моменты инерции ядер; $J_i = \frac{2}{5} m_i R_i^2$.

Расчет проводится для множества событий (траекторий слияния), после чего результат усредняется. Расчет останавливается, когда конкретная траектория достигает касания $r < R_1 + R_2 + a_d$ или ядра расходятся на расстояние, большее $5(R_1 + R_2)$.

В работе были проведены расчеты динамики слияния $N_{tot} = 10^5$ ядерных систем, N_{touch} из которых достигли точки касания, а остальные ($N_{tot} - N_{touch}$) не коснулись. Тогда вероятность касания T_L , рассчитанная для каждой энергии E налетающих частиц при определенном значении углового момента L , будет равна:

$$T_L = \frac{N_{touch}(E, L)}{N_{tot}(E, L)}. \quad (16)$$

Барьером касания будем считать энергию системы, при которой $T_L = 0,5$.

На рис. 3 отображены расхождения посчитанных таким образом данных с экспериментальными [5] ($E_{exp} - E$). Видно, что расчеты, выполненные методом Koura, дают наименьший барьер слияния, но при этом он значительно отличается от экспериментальных значений. Стоит отметить, что для легких реакций метод G-K достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными, а для тяжелых ядер также хорошо согласуются методы Koura (W-S) и Pashkevich. У метода Koura (W-S) в сравнении с методами G-K и Pashkevich есть отличительная особенность, заключающаяся в том, что он не дает завышенных результатов относительно экспериментальных данных. В таблице 2 приведены численные значения рассматриваемых величин.

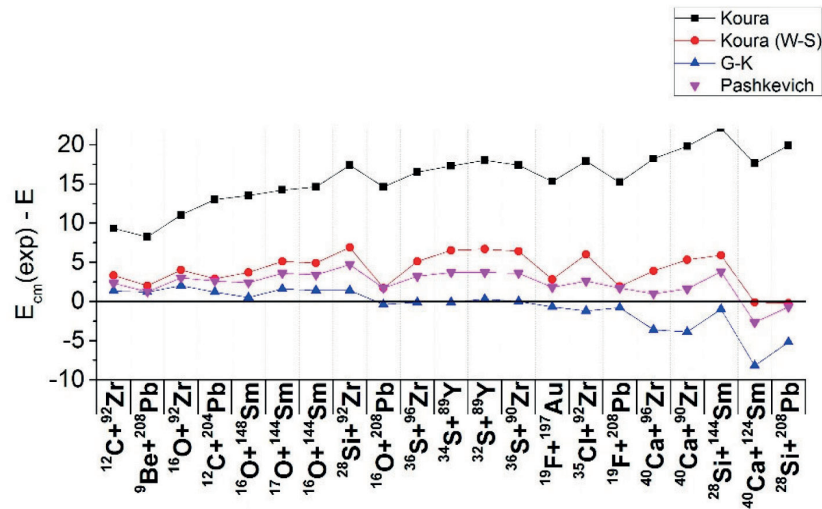


Рис. 3. Отклонения потенциальных барьеров, посчитанных рассматриваемыми методами с экспериментальными данными

Fig. 3. Deviations of potential barriers calculated by the considered methods with experimental data

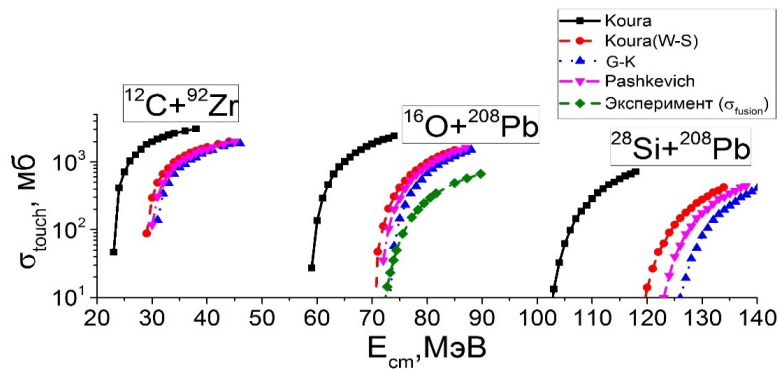


Рис. 4. Сечения касания для реакций $^{12}\text{C} + ^{92}\text{Zr}$, $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, $^{28}\text{Si} + ^{208}\text{Pb}$ и экспериментальные данные о сечении слияния для реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$

Источник: [11].

Fig. 4. Touch cross sections for reactions $^{12}\text{C} + ^{92}\text{Zr}$, $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, $^{28}\text{Si} + ^{208}\text{Pb}$ and experimental data on the fusion cross section for the reaction $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$

Source: [11].

Рассмотрим рис. 4, на котором представлены зависимости сечений касания

$$\sigma(E) = \frac{5\pi\hbar^2}{\mu E_{cm}} \sum_L T_L (2L + 1) \quad (17)$$

для реакций $^{12}\text{C} + ^{92}\text{Zr}$, $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, $^{28}\text{Si} + ^{208}\text{Pb}$. Видно, что сечения, полученные методом Кoura, намного выше остальных. Т. е., несмотря на то, что трение включается раньше, его недостаточно для того, чтобы затормозить систему, и поэтому система доходит до касания при меньших значениях налетающих ядер.

Сдвиг по энергии со всеми остальными методами составляет от 8 до 15 МэВ при утяжелении системы, что соответствует разнице в высоте барьеров (рис. 2). Остальные же методы дают похожие результаты.

Для реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ также изображены экспериментальные данные по сечению слияния [11]. Т. к. вероятность слияния определяется произведением вероятности касания и вероятности перехода моносистемы к сферической форме, то сечение слияния будет меньше сечения касания, соответственно, все методы по этому критерию согласуются с экспериментальными данными.

Таблица 2

Результаты расчетов барьера слияния B_f для некоторых реакций

Table 2

The results of calculations of the fusion barrier B_f for some reactions

Реакция	B_f , фм G-K	B_f , МэВ Koura (W-S)	B_f , фм Koura	B_f , МэВ Pashkevich	B_f , МэВ Экспери- мент
$^{12}\text{C} + ^{92}\text{Zr}$	31,00	29,00	23,00	30,00	32,30
$^9\text{Be} + ^{208}\text{Pb}$	37,00	36,20	30,00	37,00	38,20
$^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$	40,00	38,00	31,00	39,00	42,00
$^{12}\text{C} + ^{204}\text{Pb}$	56,40	54,69	44,60	55,00	57,60
$^{16}\text{O} + ^{148}\text{Sm}$	59,30	56,10	46,30	57,40	59,80
$^{17}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$	59,00	55,50	46,40	57,00	60,60
$^{16}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$	59,60	56,10	46,40	57,60	61,00
$^{28}\text{Si} + ^{92}\text{Zr}$	69,50	64,00	53,50	66,20	70,90
$^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$	74,90	72,80	59,90	72,80	74,50
$^{36}\text{S} + ^{96}\text{Zr}$	76,80	71,60	60,20	73,50	76,70
$^{34}\text{S} + ^{89}\text{Y}$	77,00	70,48	59,60	73,20	76,90
$^{32}\text{S} + ^{89}\text{Y}$	77,50	71,10	59,80	74,10	77,80
$^{36}\text{S} + ^{90}\text{Zr}$	78,00	71,60	60,60	74,40	78,00
$^{19}\text{F} + ^{197}\text{Au}$	81,50	78,00	65,50	79,00	80,80
$^{35}\text{Cl} + ^{92}\text{Zr}$	84,10	76,90	65,00	80,30	82,90
$^{19}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$	83,80	81,10	67,80	81,30	83,00
$^{40}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr}$	98,20	90,70	76,40	93,60	94,60
$^{40}\text{Ca} + ^{90}\text{Zr}$	100,50	91,30	76,80	95,00	96,60
$^{28}\text{Si} + ^{144}\text{Sm}$	105,40	98,50	82,30	100,60	104,40
$^{40}\text{Ca} + ^{124}\text{Sm}$	121,30	113,20	95,50	115,80	113,10
$^{28}\text{Si} + ^{208}\text{Pb}$	133,30	128,30	108,20	128,80	128,10

Источник: получено с помощью рассматриваемых методов и экспериментальных данных, взятых из [5].

Source: obtained by the considered methods and experimental data taken from [5].

Таблица 3

Отклонения значения
потенциальных барьеров

	Koura	Koura (W-S)	G-K	Pashkevich
Среднее	15,8	4,0	-0,7	2,3
Минимальное	8,2	-0,2	-8,2	-2,7
Максимальное	16,5	4,0	-0,1	2,6
Среднеквадратичное	3,5	2,1	2,6	1,7

Источник: получено рассматриваемыми методами от экспериментальных данных [5].

Table 3

Deviations of the potential barrier
values

Source: obtained by the considered methods from the experimental data [5].

Заключение

Вернемся к стоящей перед данной работой задаче: выбрать ядерный потенциал. Исходя из результатов, представленных в таблице 3, где указаны отклонения потенциалов от экспериментальных данных для рассматриваемых реакций, видно, что если рассматривать среднее отклонение от эксперимента, то наименьшее абсолютное значение дает метод G-K. Однако если рассмотреть разницу между максимальным и минимальным отклонением от эксперимента, то увидим, что наименьший разброс дают метод Koura (W-S) и Pashkevich. То же самое можно сказать и о среднеквадратичном отклонении. Отметим, что оба метода учитывают зависимость глубины потенциала от A и Z ядра, чего нет в потенциале G-K. Потенциалы Вудса — Саксона с параметрами Koura (W-S) и Pashkevich дают похожие результаты. Поскольку в расчетах остальных параметров используется потенциал Pashkevich, то его мы и будем использовать для расчета входного канала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мазур С. И. Выбор потенциала для расчета сечения касания в реакциях с тяжелыми ионами / С. И. Мазур, В. Л. Литневский, Р. С. Курманов, Г. И. Косенко, Ф. А. Иванюк // Актуальные проблемы современной науки: материалы VII Региональной научно-практической конференции с международным участием (20 апреля 2018 г., Омск). Омск: Изд-во Омского государственного технического университета, 2018. С. 106-109.
2. Bass R. Fusion reactions: Successes and limitations of a one-dimensional description / R. Bass // Lecture Notes in Physics. Deep-Inelastic and Fusion Reactions with Heavy Ions / ed. by W. von Oertzen. Berlin; Heidelberg: Springer, 1980. Vol. 117. Pp. 281-293. DOI: 10.1007/3-540-09965-4_23

3. Blocki J. Proximity forces / J. Blocki, J. Randrup, W. J. Świątecki, C. F. Tsang // *Annals of Physics*. 1977. Vol. 105. No 2. Pp. 427-462. DOI: 10.1016/0003-4916(77)90249-4
4. Fröbrich P. Fusion and capture of heavy ions above the barrier: analysis of experimental data with the surface friction model / P. Fröbrich // *Physics Reports*. 1984. Vol. 116. No 6. Pp. 337-400. DOI: 10.1016/0370-1573(84)90162-5
5. Gontchar I. I. Double folding nucleus-nucleus potential applied to heavy-ion fusion reactions / I. I. Gontchar, D. J. Hinde, M. Dasgupta, J. O. Newton // *Physical Review C*. 2004. Vol. 69. No 2. 024610. DOI: 10.1103/PhysRevC.69.024610
6. Gross D. H. E. Friction model of heavy-ion collisions / D. H. E. Gross, H. Kalinowski // *Physics Reports*. 1978. Vol. 45. No 3. Pp. 175-210. DOI: 10.1016/0370-1573(78)90031-5
7. Ivanyuk F. A. Transport coefficients for shape degrees in terms of Cassini ovaloids / F. A. Ivanyuk, H. Hofmann, V. V. Pashkevich, S. Yamaji // *Physical Review C*. 1997. Vol. 55. No 4. Pp. 1730-1746. DOI: 10.1103/PhysRevC.55.1730
8. Koura H. Single-particle potentials for spherical nuclei / H. Koura, M. Yamada // *Nuclear Physics A*. 2000. Vol. 671. No 1-4. Pp. 96-118. DOI: 10.1016/S0375-9474(99)00428-5
9. Krappe H. J. Unified nuclear potential for heavy-ion elastic scattering, fusion, fission, and ground-state masses and deformations / H. J. Krappe, J. R. Nix, A. J. Sierk // *Physical Review C*. 1979. Vol. 20. No 3. Pp. 992-1013. DOI: 10.1103/PhysRevC.20.992
10. Litnevsky V. L. Influence of the shell structure of colliding nuclei in fusion-fission reactions / V. L. Litnevsky, V. V. Pashkevich, G. I. Kosenko, F. A. Ivanyuk // *Physical Review C*. 2012. Vol. 85. No 3. 034602. DOI: 10.1103/PhysRevC.85.034602
11. Morton C. R. Coupled-channels analysis of the $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ fusion barrier distribution / C. R. Morton, A. C. Berriman, M. Dasgupta, D. J. Hinde, J. O. Newton, K. Hagino, I. J. Thompson // *Physical Review C*. 1999. Vol. 60. No 4. 044608. DOI: 10.1103/PhysRevC.60.044608
12. Pashkevich V. V. On the asymmetric deformation of fissioning nuclei / V. V. Pashkevich // *Nuclear Physics A*. 1971. Vol. 169. No 2. Pp. 275-293. DOI: 10.1016/0375-9474(71)90884-0
13. Woods R. D. Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering / R. D. Woods, D. S. Saxon // *Physical Review*. 1954. Vol. 95. No 2. Pp. 577-578. DOI: 10.1103/PhysRev.95.577

Sergey I. MAZUR¹
Grigory I. KOSENKO²
Ramil S. KURMANOV³

UDC 539.172.17

SELECTION OF NUCLEAR POTENTIAL FOR THE CALCULATION OF THE INPUT CHANNEL IN REACTIONS WITH HEAVY IONS

¹ Postgraduate Student, Omsk State Technical University
mazur1sergey@gmail.com

² Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor,
Department of Physical and Mathematical Disciplines,
Military Academy of Logistics named
after General of the Army Khrulev A. V. (Omsk Branch)
kosenkophys@gmail.com

³ Cand. Sci. (Phys.-Math.), Associate Professor,
Department of Physics and Chemistry,
Omsk State Transport University
kurmanovrs@mail.ru

Abstract

Various models are used to describe fusion and fission reactions. The authors of this article use a model containing two stages of calculations. At the first stage, the process of convergence of colliding ions to the moment of their contact is modeled. The second one deals with the dynamics of the resulting monosystem. The authors are more interested in the first stage of the process, namely, the section of tangency, as defining the section of formation of the evaporative residue of superheavy elements.

When building a model, there is always an acute issue with the choice of a specific type of nuclear potential. In this paper, a comparison is made of existing nuclear potential types of Woods-Saxon type. Based on what the most suitable potential is chosen for the calculation of the input reaction channel in our model.

Citation: Mazur S. I., Kosenko G. I., Kurmanov R. S. 2019. "Selection of nuclear potential for the calculation of the input channel in reactions with heavy ions". Tyumen State University Herald. Physical and Mathematical Modeling. Oil, Gas, Energy, vol. 5, no 1, pp. 162-175.
DOI: 10.21684/2411-7978-2019-5-1-162-175

Keywords

Process of fusion-fission, heavy ions, interaction potential, compound nucleus, cross section of touch, super-heavy elements.

DOI: 10.21684/2411-7978-2019-5-1-162-175

REFERENCES

1. Mazur S. I., Litnevsky V. L., Kurmanov R. S., Kosenko G. I., Ivanyuk F. A. 2018. "Choosing the potential for calculating the cross-section of tangency in reactions with heavy ions". Proceedings of the 7th Regional Research Conference with international participation "Actual Problems of Modern Science" (20 April 2018, Omsk), pp. 106-109. Omsk: Omsk State Technical University. [In Russian]
2. Bass R. 1980. "Fusion reactions: Successes and limitations of a one-dimensional description". In: von Oertzen W. (ed.). Deep-Inelastic and Fusion Reactions with Heavy Ions. Lecture Notes in Physics, vol. 117, pp. 281-293. Berlin; Heidelberg: Springer. DOI: 10.1007/3-540-09965-4_23
3. Blocki J., Randrup J., Świątecki W. J., Tsang C. F. 1977. "Proximity forces". Annals of Physics, vol. 105, no 2, pp. 427-462. DOI: 10.1016/0003-4916(77)90249-4
4. Fröbrich P. 1984. "Fusion and capture of heavy ions above the barrier: analysis of experimental data with the surface friction model". Physics Reports, vol. 116, no 6, pp. 337-400. DOI: 10.1016/0370-1573(84)90162-5
5. Gontchar I. I., Hinde D. J., Dasgupta M., Newton J. O. 2004. "Double folding nucleus-nucleus potential applied to heavy-ion fusion reactions". Physical Review C, vol. 69, no 2. 024610. DOI: 10.1103/PhysRevC.69.024610
6. Gross D. H. E., Kalinowski H. 1978. "Friction Model of Heavy-Ion Collisions". Physics Reports, vol. 45, no 3, pp. 175-210. DOI: 10.1016/0370-1573(78)90031-5
7. Ivanyuk F. A., Hofmann H., Pashkevich V. V., Yamaji S. 1997. "Transport coefficients for shape degrees in terms of Cassini ovaloids". Physical Review C, vol. 55, no 4, pp. 1730-1746. DOI: 10.1103/PhysRevC.55.1730
8. Koura H., Yamada M. 2000. Single-particle potentials for spherical nuclei". Nuclear Physics A, vol. 671, no 1-4, pp. 96-118. DOI: 10.1016/S0375-9474(99)00428-5
9. Krappe H. J., Nix J. R., Sierk A. J. 1979. "Unified nuclear potential for heavy-ion elastic scattering, fusion, fission, and ground-state masses and deformations". Physical Review C, vol. 20, no 3, pp. 992-1013. DOI: 10.1103/PhysRevC.20.992
10. Litnevsky V. L., Pashkevich V. V., Kosenko G. I., Ivanyuk F. A. 2012. "Influence of the shell structure of colliding nuclei in fusion-fission reactions". Physical Review C, vol. 85, no 3. 034602. DOI: 10.1103/PhysRevC.85.034602
11. Morton C. R., Berriman A. C., Dasgupta M., Hinde D. J., Newton J. O., Hagino K., Thompson I. J. 1999. "Coupled-channels analysis of the $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ fusion barrier distribution". Physical Review C, vol. 60, no 4. 044608. DOI: 10.1103/PhysRevC.60.044608
12. Pashkevich V. V. 1971. "On the asymmetric deformation of fissioning nuclei". Nuclear Physics A, vol. 169, no 2, pp. 275-293. DOI: 10.1016/0375-9474(71)90884-0
13. Woods R. D., Saxon D. S. 1954. "Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering". Physical Review, vol. 95, no 2, pp. 577-578. DOI: 10.1103/PhysRev.95.577