

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ НУКЛОННЫХ ПЕРЕДАЧ В НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РЕАКЦИЯХ ИЗОТОПОВ ГЕЛИЯ С ЯДРАМИ ^{197}Au

© 2023 г. В. В. Самарин^{1),2)*}, М. А. Науменко¹⁾

Поступила в редакцию 30.09.2022 г.; после доработки 30.09.2022 г.; принята к публикации 01.10.2022 г.

Сечения образования изотопов $^{196,198}\text{Au}$ в реакциях $^{4,6,8}\text{He} + ^{197}\text{Au}$ рассчитаны на основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера для внешних нейтронов сталкивающихся ядер. Показано, что вклад слияния-испарения в экспериментальные данные мал. Результаты расчета в целом демонстрируют согласие с экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S0044002723010506, EDN: RHJGIN

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из основных задач как экспериментальной, так и теоретической ядерной физики является получение и исследование свойств ядер с экстремальным отношением числа нейтронов к числу протонов. Эти ядра представляют значительный интерес в связи с вопросом о пределах ядерной стабильности, т.е. о расположении нейтронной и протонной линий стабильности на карте ядер. В настоящее время существует два основных метода получения легких нейтронно-избыточных ядер. Первым является использование реакций фрагментации снаряда. Этот метод достаточно эффективен, но сечения образования изотопов существенно падают при удалении от линии стабильности. Второй метод — реакции нуклонных передач. Его преимуществом является низкая энергия возбуждения образующихся продуктов реакции, что обуславливает более высокую вероятность их выживания. Выбор оптимальных реакций для образования нейтронно-избыточных ядер чрезвычайно важен. Экспериментальные результаты в этой области дают возможность проверки различных теоретических моделей и получения информации о механизмах передачи нуклонов (например, последовательная или кластерная передача). Сечение образования ядер ^{198}Au в реакции $^6\text{He} + ^{197}\text{Au}$ растет при энергиях ниже кулоновского барьера и достигает наибольших значений несколько выше его [1]. Экспериментальные сечения образования ядер ^{196}Au в реакциях $^{4,6}\text{He} + ^{197}\text{Au}$ и ядер ^{198}Au в

реакции $^4\text{He} + ^{197}\text{Au}$ выше энергии 30 МэВ резко возрастают [1–8]; также возрастают и результаты расчета для каналов слияния-испарения, хотя и меньше первых примерно на полтора порядка. Большая разница между экспериментальными сечениями и результатами расчетов для каналов слияния-испарения свидетельствует о том, что основной вклад в экспериментальные данные вносят каналы передачи нейтронов. Каналы испарения при этом подавляются из-за высокого кулоновского барьера для испарения протонов и альфа-частиц из образовавшегося составного ядра.

В настоящей работе полученные ранее экспериментальные данные по образованию изотопов $^{196,198}\text{Au}$ в низкоэнергетических реакциях изотопов гелия $^{4,6,8}\text{He}$ с ядрами ^{197}Au были проанализированы с использованием модели нуклонных передач, основанной на численном решении нестационарного уравнения Шредингера со спин-орбитальным взаимодействием.

2. ТЕОРИЯ

Для теоретического описания передачи нуклонов в столкновениях тяжелых атомных ядер используется полуклассическая модель [9–11]. Она сочетает квантовое описание внутренних одночастичных и коллективных степеней свободы с классическими уравнениями движения атомных ядер

$$\begin{aligned} m_1 \ddot{\mathbf{r}}_1 &= -\nabla_{\mathbf{r}_1} V_{12}(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|), \\ m_2 \ddot{\mathbf{r}}_2 &= -\nabla_{\mathbf{r}_2} V_{12}(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|), \end{aligned} \quad (1)$$

где \mathbf{r}_1 , \mathbf{r}_2 — центры ядер с массами m_1 , m_2 и $V_{12}(r) = V_C(r) + V_N(r)$ — потенциальная энергия взаимодействия с кулоновской частью $V_C(r)$ и ядерной частью $V_N(r)$. В наших расчетах мы использовали потенциал $V_{12}(r)$ с кулоновской частью

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Государственный университет “Дубна”, Дубна, Россия.

*E-mail: samarin@jinr.ru

$V_C(r)$ в виде потенциала взаимодействия точечных зарядов и ядерной частью $V_N(r)$ в параметризации Акюза–Винтера [12–14]. Для столкновения ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ примеры траекторий в системе центра масс показаны на рис. 1а, а график потенциала $V_{12}(r)$ — на рис. 1б.

Классические уравнения (1) применимы, если длина волны де Бройля много меньше размеров ядер, что справедливо, например, для столкновений тяжелых ядер. Для легких ядер, таких как ${}^6,8\text{He}$, этот подход требует некоторых корректировок. Волновая функция относительного движения двух ядер равна

$$\psi_{12}(r, \theta) = \frac{1}{r} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) A_l \chi_l(r) P_l(\cos \theta), \quad (2)$$

где P_l — полином Лежандра, $l = bk$ — орбитальный момент, b — прицельный параметр столкновения, k — волновое число. Сравнение классических траекторий и плотности вероятности $|\psi_{12}|^2$ относительного движения ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^{197}\text{Au}$ показано на рис. 1а. Очевидно, что имеется сдвиг ΔR между расстоянием R_p пика $|\psi_{12}|^2$, ближайшего к центру ($r = 0$), и минимальным расстоянием R_{\min} между центрами ядер при прицельном параметре столкновения $b = 0$. Можно использовать приближенное значение $\Delta R \approx 2$ Фм для классического описания столкновения ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ (рис. 1б). Для надбарьерных энергий значение ΔR может использоваться в качестве подгоночного параметра для улучшения согласия между теоретическими результатами и экспериментальными данными.

Поскольку ядро гелия ${}^4\text{He}$ и альфа-кластерные остовы ядер ${}^6,8\text{He}$ являются сильно связанными, будем рассматривать столкновения сферических ядер с радиусами R_1, R_2 с возможным частичным перекрытием их объемов: $|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| > R_{21}$, где $R_{21} \approx R_2 - R_1, R_2 > R_1$. Для энергии в системе центра масс $E_{\text{с.м.}} < V_B$, где V_B — высота кулоновского барьера, минимальное расстояние между центрами ядер $R_{\min} > R_B > R_1 + R_2$, где R_B — радиус кулоновского барьера (рис. 1б).

Вероятности и сечения передачи нуклонов в реакциях с тяжелыми ядрами-мишенями Au рассчитывались с использованием зависящих от времени волновых функций нуклонов ядер-снарядов и ядер-мишеней. В начальном приближении нуклон-нуклонные корреляции и столкновения не учитывались и эволюция слабосвязанных нейтронов ${}^6,8\text{He}$ описывалась нестационарным уравнением Шредингера со спин-орбитальным взаимодействием (LS):

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\mathbf{r}, t) = \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V_1(\mathbf{r}, t) + \right. \quad (3)$$

$$\left. + V_2(\mathbf{r}, t) + \hat{V}_{LS}^{(1)}(\mathbf{r}, t) + \hat{V}_{LS}^{(2)}(\mathbf{r}, t) \right\} \Psi(\mathbf{r}, t)$$

для двухкомпонентной волновой функции

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \begin{pmatrix} \psi(\mathbf{r}, t) \\ \varphi(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Схема решения уравнения (3) в декартовых координатах изложена в [9]. Учет спин-орбитального взаимодействия необходим для расчетов с правильными начальными волновыми функциями и средними потенциальными ямами V_1, V_2 с корректными уровнями нуклонов.

В оболочечной модели с независимыми нуклонами определялись начальные условия для волновых функций и зависящие от времени средние поля для нуклонов в ядрах до, во время и после столкновений. Вследствие малой деформации ядра ${}^{197}\text{Au}$ [15], для него, а также для ядер гелия мы использовали оболочечную модель сферических ядер, в которой зависимость среднего поля от расстояния r аналогична зависимости зарядовой плотности. Экспериментальные зарядовые плотности ядер ${}^7\text{Li}$ и ${}^{197}\text{Au}$ (см., например, [16]) в центральной части ядер имеют близкие значения, 0.06518 и 0.06788 Фм⁻³ соответственно. Поэтому обычно для ядер от Li до Au и более тяжелых используют центральный потенциал типа Вудса–Саксона

$$V(r) = -V_0 f(r; R, a) \quad (5)$$

с формфактором $f(r; R, a)$

$$f(r; R, a) = \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-1} \quad (6)$$

с радиусом $R = r_0 A^{1/3}$ и шириной поверхностной области a потенциальной ямы. В настоящей работе вместо (6) в расчетах использовалось выражение для среднего поля

$$V(r) = -V_0 F(r; R, a) \quad (7)$$

со сглаженным формфактором

$$F(r; R, a) = \left\{ 1 + 2 \exp\left(-\frac{R}{a}\right) \times \right. \quad (8)$$

$$\left. \times \left[\cosh\left(\frac{r}{a}\right) - 1 \right] \right\}^{-1}.$$

Благодаря конечному значению величины $r^{-1}F'(r)$ при $r = 0$ уменьшаются погрешности при численном решении уравнения (3) и расчетах с оператором спин-орбитального взаимодействия для центрального поля $V(r)$:

$$\hat{V}_{LS} = -v_{LS}(r) \hat{\mathbf{S}} \hat{\mathbf{L}}, \quad (9)$$

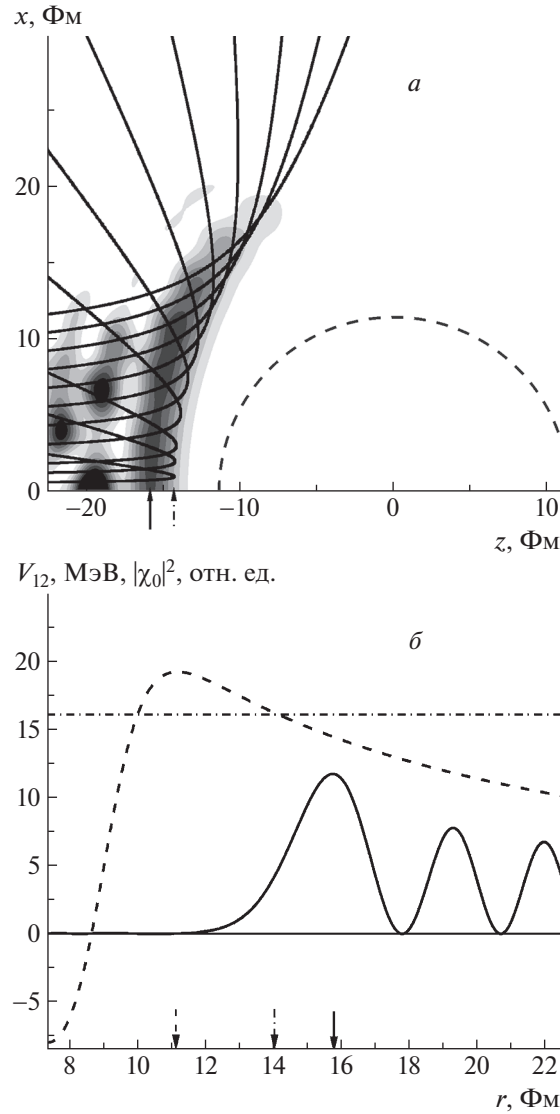


Рис. 1. *a* — Классические траектории (кривые) и плотность вероятности $|\psi_{12}|^2$ (оттенки серого) для относительного движения ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^{197}\text{Au}$ в ядро-ядерном потенциале $V_{12}(r)$ в системе центра масс при энергии $E_{\text{с.м.}} = 16$ МэВ, прицельные параметры столкновения $0 < b < 9.5$ Фм, орбитальные моменты $0 < l < 20$. Радиус полукруга равен радиусу вершины кулоновского барьера R_B . *б* — Потенциал $V_{12}(r)$ для системы ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ (штриховая кривая) и плотность вероятности $|\psi_{12}|^2$ (сплошная) для орбитального момента $l = 0$ и $E_{\text{с.м.}} = 16$ МэВ. Стрелками (*a*, *б*) отмечены радиус вершины кулоновского барьера R_B (штриховая), значение R_{\min} при $b = 0$ (штрихпунктирная) и расстояние R_p пика $|\psi_{12}|^2$, ближайшего к центру (сплошная).

$$v_{LS}(r) = \kappa b R_0^2 \frac{1}{r} V'(r) = V_{0,LS} R_0^2 \frac{1}{r} F'(r), \quad (10)$$

где \hat{s} и \hat{l} — операторы спина и орбитального момента, κ — безразмерная постоянная спин-орбитального взаимодействия, $b = 0.5[\hbar/(mcR_0)]^2$, m — масса нуклона, c — скорость света, $R_0 = = 1$ Фм и $V_{0,LS} \approx 50$ МэВ для тяжелых ядер [16].

Экспериментальные распределения зарядов для экзотических радиоактивных ядер ${}^{6,8}\text{He}$ отсутствуют, однако с учетом их близости к ядру ${}^7\text{Li}$, среднее поле для них также было выбрано в форме (7), (8).

Параметры оболочечной модели обычно определяются для обеспечения согласия с экспериментальными значениями энергии отделения нейтрона и среднеквадратичного зарядового радиуса r_{ch} [16]. Параметры среднего поля оболочечной модели приведены в табл. 1.

3. СРЫВ НЕЙТРОНА В РЕАКЦИЯХ ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$, ${}^4\text{He} + {}^{197}\text{Au}$

Примеры эволюции плотности вероятности

$$\rho(\mathbf{r}, t) = |\psi(\mathbf{r}, t)|^2 + |\varphi(\mathbf{r}, t)|^2 \quad (11)$$

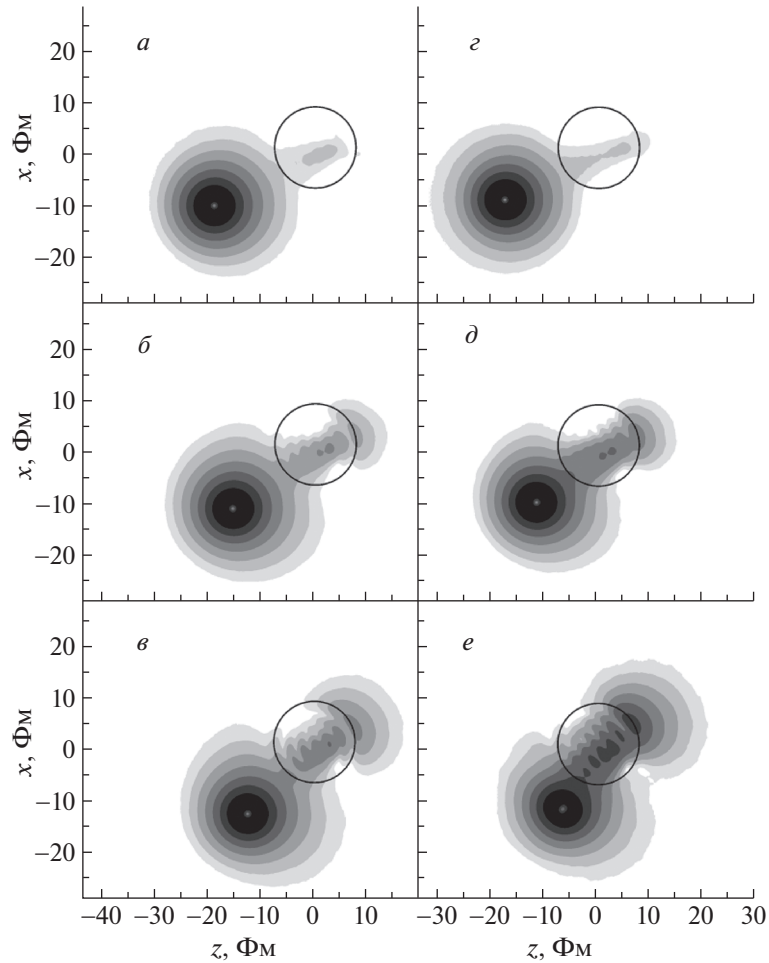


Рис. 2. Примеры эволюции в системе центра масс плотности вероятности $\rho(\mathbf{r}, t)$ нейтрона ядра ${}^6\text{He}$ на начальной стадии касательных столкновений до сближения на минимальное расстояние R_{\min} с ядром-мишенью ${}^{197}\text{Au}$ при $E_{\text{с.м.}} = 15$ МэВ (*a, б, в*), $E_{\text{с.м.}} = 25$ МэВ (*г, д, е*) и прицельном параметре $b = 8$ ФМ. Радиус окружностей равен эффективному радиусу ядра ${}^{197}\text{Au}$, $R_2 = 7.5$ ФМ. Ходу времени соответствует расположение панелей сверху вниз. Нуклон-нуклонные корреляции и столкновения при передаче слабосвязанных нейтронов не учитывались.

Таблица 1. Параметры среднего поля оболочечной модели

Ядро (нуклон)	V_0 , МэВ	r_0 , ФМ	R , ФМ	a , ФМ	κ	$E_{s,\text{exp}}$, МэВ	$E_{s,\text{theor}}$, МэВ	$r_{\text{ch,exp}}$, ФМ	$r_{\text{ch,theor}}$, ФМ
${}^7\text{Li}(p)$	48	1.375	2.63	0.95	30	9.974	10.06	2.44	2.40
${}^7\text{Li}(n)$	40.8	1.375	2.63	0.95	30	7.251	7.27		
${}^6\text{He}(n)$	30	1.36	2.47	0.9	30	0.975	0.977		
${}^8\text{He}(n)$	32	1.25	2.5	0.9	30	2.125	2.042		
${}^4\text{He}(n)$	47	0.9	1.4	0.5	20	20.577	20.59		
${}^{197}\text{Au}(n)$	46.38	1.27	7.5	1.0	47	8.072	8.076		
${}^{198}\text{Au}(n)$	44.13	1.27	7.5	1.0	47	6.512	6.51		
${}^{198}\text{Au}(p)$	58.92	1.27	7.5	1.0	47	6.449	5.89	5.44	5.44

внешнего нейтрона $1p_{3/2}$ ядра ${}^6\text{He}$ на начальной стадии касательных столкновений до сближения на

минимальное расстояние R_{\min} с ядром-мишенью ${}^{197}\text{Au}$ показаны на рис. 2, 3 для энергий $E_{\text{с.м.}} =$

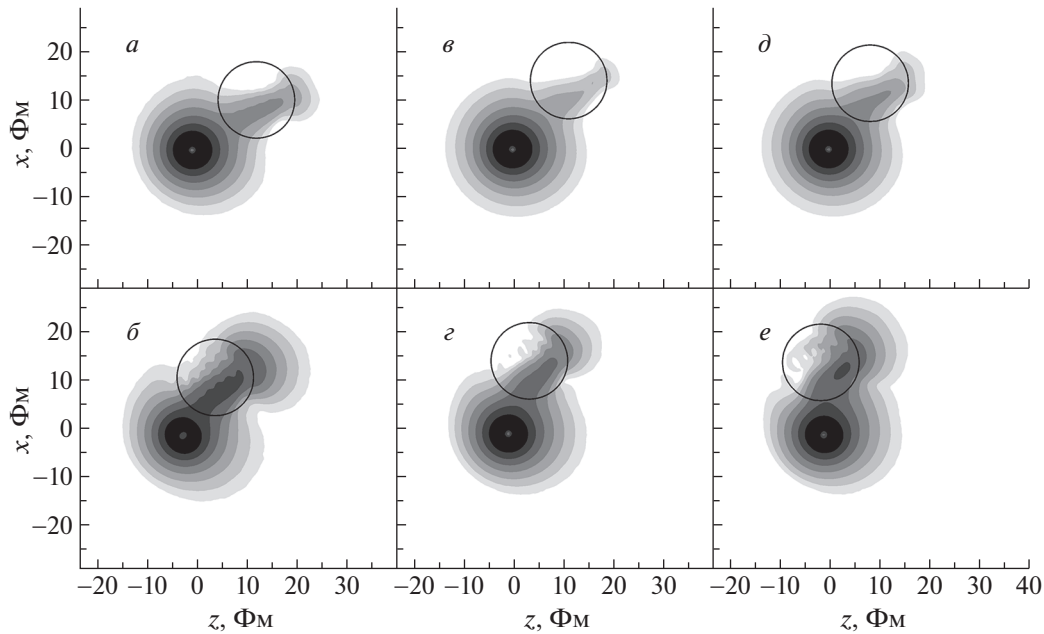


Рис. 3. Примеры эволюции плотности вероятности $\rho(\mathbf{r}, t)$ нейтрона ядра ${}^6\text{He}$ на начальной стадии касательных столкновений до сближения на минимальное расстояние R_{\min} с ядром-мишенью ${}^{197}\text{Au}$ при $E_{\text{c.m.}} = 30$ МэВ и прицельном параметре $b = 8$ Фм (*a, б*), 45 МэВ (*в, з*), $E_{\text{c.m.}} = 60$ МэВ (*д, е*) и прицельном параметре $b = 12$ Фм. Радиус окружностей равен эффективному радиусу ядра ${}^{197}\text{Au}$, $R_2 = 7.5$ Фм. Ходу времени соответствует расположение панелей сверху вниз. Нуклон-нуклонные корреляции и столкновения при передаче слабосвязанных нейтронов не учитывались. Использована система отсчета, движущаяся относительно лабораторной системы с постоянной скоростью, равной скорости ядра-снаряда на достаточно большом удалении от ядра-мишени [17].

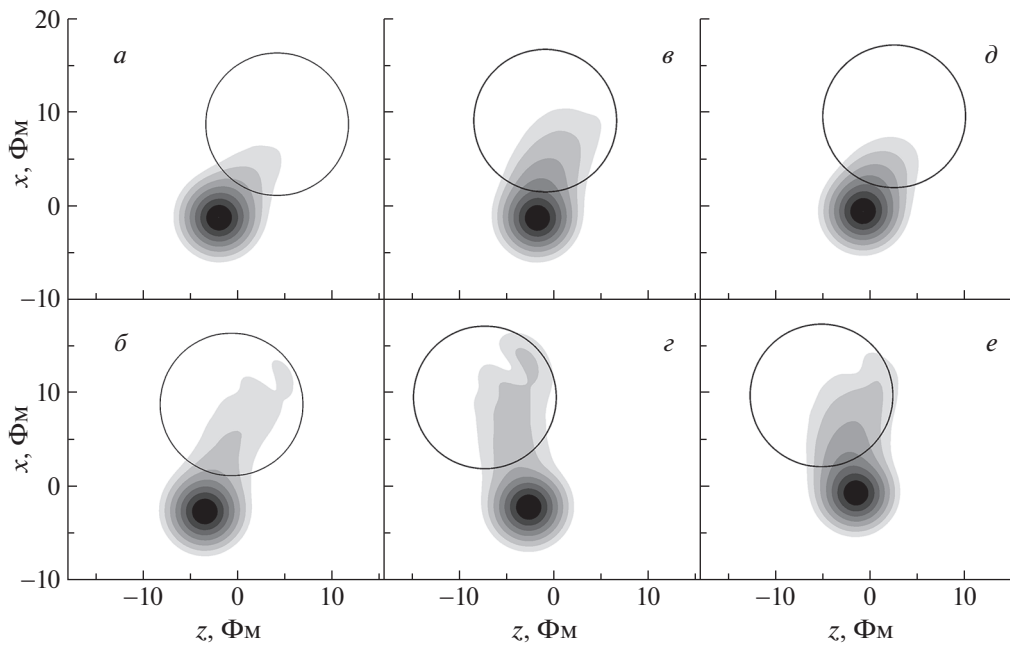


Рис. 4. Примеры эволюции плотности вероятности $\rho(\mathbf{r}, t)$ нейтрона ядра ${}^4\text{He}$ на начальной стадии касательных столкновений до сближения на минимальное расстояние R_{\min} с ядром-мишенью ${}^{197}\text{Au}$ при $E_{\text{c.m.}} = 30$ МэВ (*a, б*), 45 МэВ (*в, з*), 60 МэВ (*д, е*) и прицельных параметрах $b = 8$ Фм (*a-з*) и 8.5 Фм (*д, е*). Радиус окружностей равен эффективному радиусу ядра ${}^{197}\text{Au}$, $R_2 = 7.5$ Фм. Ходу времени соответствует расположение панелей сверху вниз. Нуклон-нуклонные корреляции и столкновения при передаче слабосвязанных нейтронов не учитывались. Использована система отсчета, движущаяся относительно лабораторной системы с постоянной скоростью, равной скорости ядра-снаряда на достаточно большом удалении от ядра-мишени [17].

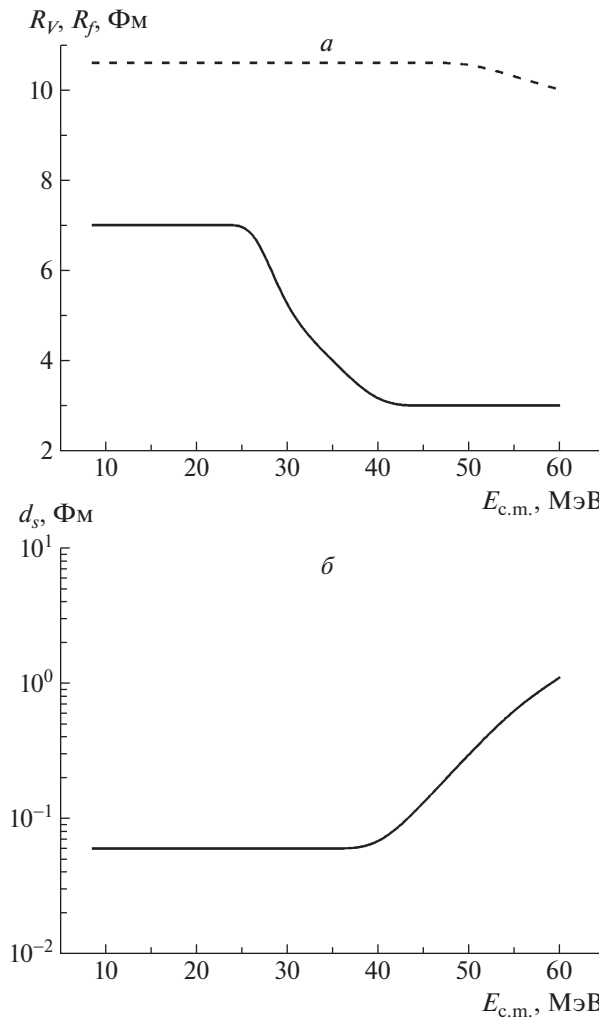


Рис. 5. Зависимости от энергии в системе центра масс $E_{c.m.}$ радиуса R_V области с объемным мнимым потенциалом для образования ядер ^{198}Au (сплошная кривая), среднего радиуса R_f слияния ядер (штриховая кривая) (а) и толщины d_s слоя с поверхностным мнимым потенциалом при $R_S = 7.5$ Фм для образования ядер ^{196}Au (б) в реакции ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$.

= 15, 30, 45 и 60 МэВ. Результаты на рис. 2 представлены в системе центра масс; на рис. 3 показаны картины в системе отсчета, движущейся относительно лабораторной системы с постоянной скоростью, равной скорости ядра-снаряда на достаточно большом удалении от ядра-мишени [17]. Образование пространственной структуры плотности вероятности из нескольких максимумов и минимумов, заметное на рис. 2 (б, в, е) указывает на заселение при $E_{c.m.} \leq 30$ МэВ двухцентровых состояний, соответствующих движению передаваемого нейтрона в различных направлениях в объеме обоих сблизившихся ядер. Это связано с адиабатическим режимом столкновения, когда скорость относительного движения ядер меньше средней скорости движения внешних нейтронов ядра-снаряда [18]. Неадиабатический режим имеет место при больших энергиях $E_{c.m.} > 30$ МэВ, когда скорость относительного движения может превос-

ходить среднюю скорость движения внешних нейтронов ядра ${}^6\text{He}$ и нейтрона ядра ${}^4\text{He}$ [18]. В этом случае исчезновение пространственной структуры указывает на преимущественное движение передаваемых нейтронов от ядра-снаряда в направлении ядра-мишени. Для внешнего нейтрона ${}^8\text{He}$ в столкновении ${}^8\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ картина эволюции плотности вероятности аналогична.

Примеры эволюции плотности вероятности нейтрона $1s_{1/2}$ ядра ${}^4\text{He}$ на начальной стадии касательных столкновений до сближения на минимальное расстояние R_{\min} с ядром-мишенью ${}^{197}\text{Au}$ показаны на рис. 4 для энергий $E_{c.m.} = 30, 45$ и 60 МэВ. Результаты представлены в системе отсчета, движущейся относительно лабораторной системы с постоянной скоростью, равной скорости ядра-снаряда на достаточно большом удалении от ядра-мишени [17].

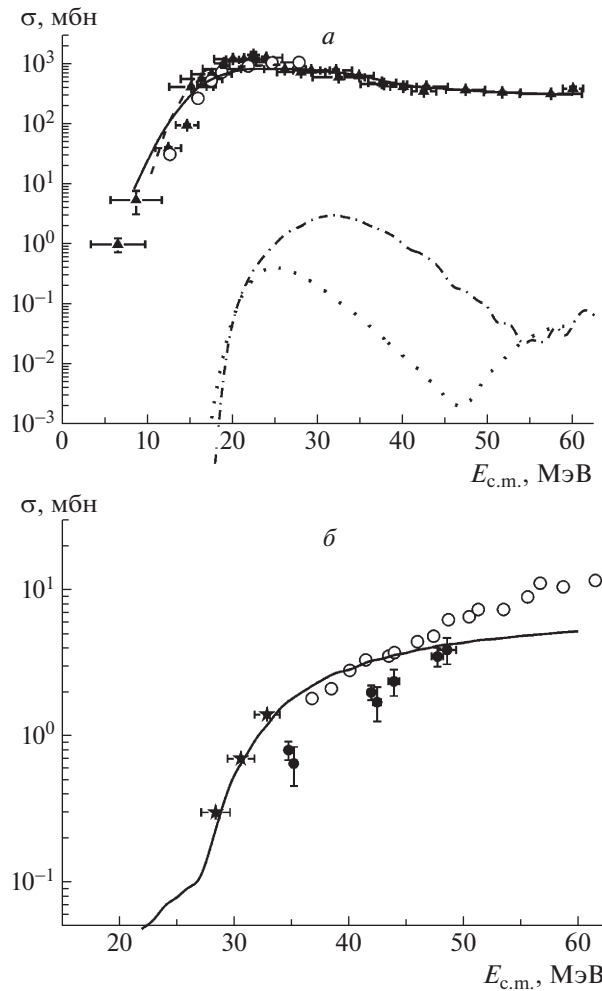


Рис. 6. *a* — Сечения образования ядер ^{198}Au в реакциях $^6\text{He} + ^{197}\text{Au}$ (треугольники, сплошная кривая) и $^8\text{He} + ^{197}\text{Au}$ (пустые кружки, штриховая кривая), символы — экспериментальные данные [1–3], кривые — результаты расчета. Результаты расчетов канала слияния-испарения с использованием сетевой базы знаний NRV [16, 19, 20] для $^6\text{He} + ^{197}\text{Au}$ (точечная кривая), $^8\text{He} + ^{197}\text{Au}$ (штрихпунктирная кривая). *б* — Сечение образования ядер ^{198}Au в реакции $^4\text{He} + ^{197}\text{Au}$, символы — экспериментальные данные [4–8], кривая — результат расчета.

Показанная на рис. 2–4 эволюция плотности вероятности получена без учета нуклон-нуклонных корреляций и столкновений внутри ядра-мишени. При $E_{с.м.} \leq 30$ МэВ (рис. 2) поток плотности вероятности в ядре-мишени движется преимущественно через его центральную часть. Из-за пренебрежения нуклон-нуклонными столкновениями поток плотности вероятности выходит за пределы ядра-мишени, в результате вероятность передачи нейтронов ядру-мишени оказывается сильно заниженной. В действительности нейтрон-нуклонные столкновения в центральной части ядра-мишени будут приводить к однократному и многократному рассеянию нейтронов, препятствующему их выходу из ядра-мишени. Феноменологически такие процессы можно учесть в оптической модели, введя объемную мнимую часть среднего поля

$$W_V(r) = -iW_0 f(r; R_V, a_V), \quad (12)$$

действующего на нейтроны ядра-снаряда, проникающие в ядро-мишень, которая отвечает за образование ядра ^{198}Au . Подобная процедура была проделана в работе [11] для описания развала альфа-кластеров, передаваемых в ядро-мишень из ядра-снаряда. Ядро ^{196}Au может образоваться в результате выбивания одного нейтрона при пролете первичного нейтрона сквозь ядро Au или в результате выбивания двух нейтронов с остановкой первичного нейтрона в ядре Au.

Феноменологически такие процессы можно учесть в оптической модели, введя дополнительную поверхностную мнимую часть среднего поля

$$W_S(r) = -iW_0 [f(r; R_S, a_S) - f(r; R_S - d_S, a_S)], \quad d_S > 0, \quad (13)$$

отвечающую за образование ядра ^{196}Au . Уравне-

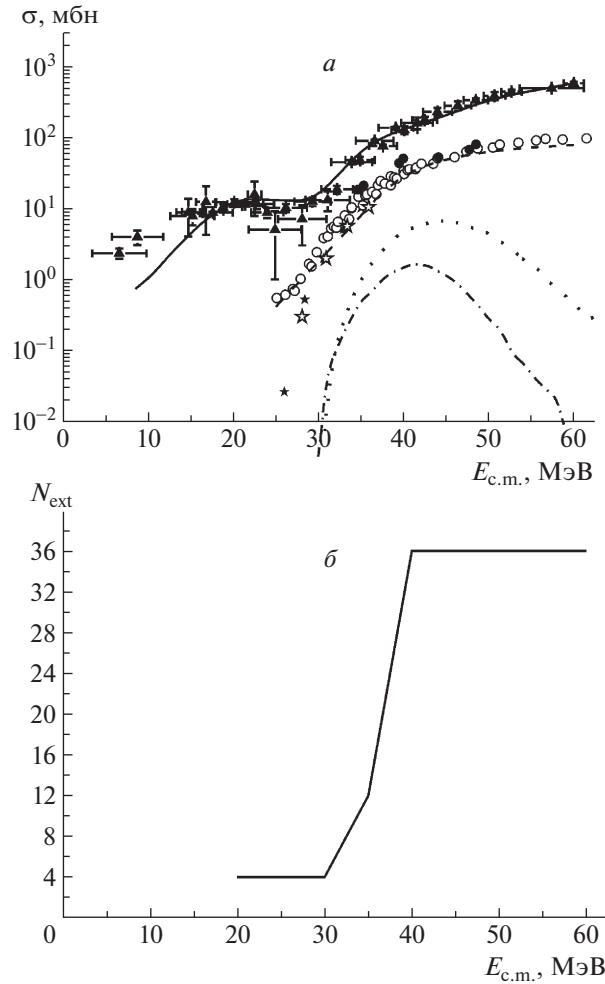


Рис. 7. *a* — Сечения образования ядер ^{196}Au в реакциях $^6\text{He} + ^{197}\text{Au}$ (треугольники, сплошная кривая) и $^4\text{He} + ^{197}\text{Au}$ (кружки и звездочки, штриховая кривая), символы — экспериментальные данные из [1–3] для ^6He и из [4–8] для ^4He , кривые — результаты расчета. Результаты расчетов канала слияния-испарения с использованием сетевой базы знаний NRV [16, 19, 20] для $^6\text{He} + ^{197}\text{Au}$ (точечная кривая), $^4\text{He} + ^{197}\text{Au}$ (штрихпунктирная кривая). *б* — Энергетическая зависимость параметра N_{ext} — числа внешних нейтронов, которые с большой вероятностью могут быть выбиты из ядра ^{197}Au при близких столкновениях с ядром ^4He . Эта зависимость была использована при расчете штриховой кривой на панели (*a*).

ние Шредингера (3) может быть решено с мнимыми добавками $W_V(r)$ и $W_S(r)$, учитываемыми по отдельности с подсчетом двух плотностей вероятности $\rho_V(\mathbf{r}, t)$ и $\rho_S(\mathbf{r}, t)$. Уменьшение полной вероятности при неограниченном времени

$$p_V = \lim_{t \rightarrow \infty} \left[1 - \int \rho_V(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} \right] \quad (14)$$

характеризует процессы рассеяния нейтронов при сложном движении внутри ядра-мишени с занятием свободных низколежащих уровней с образованием ядра ^{198}Au . При медленном встречном движении ядер (при $E_{\text{с.м.}} \leq 30$ МэВ) из-за преимущественного движения передаваемых нейтронов от ядра-снаряда в направлении ядра-мишени до момента t_{min} их наибольшего сближения можно ожидать выбивания одного или двух нейтронов из по-

верхности ядра-мишени нейтроном ядра-снаряда, которое характеризуется величиной

$$p_S = 1 - \int \rho_S(\mathbf{r}, t_{\text{min}}) d\mathbf{r}, \quad E_{\text{с.м.}} \leq 30 \text{ МэВ}. \quad (15)$$

При быстром встречном движении ядер (при $E_{\text{с.м.}} \geq 30$ МэВ) из-за преимущественного движения передаваемых в неадиабатическом режиме нейтронов от ядра-снаряда (^4He или ^6He) в направлении ядра-мишени в ходе всего времени столкновения вероятно выбивание одного или двух нейтронов из поверхности ядра-мишени нейтроном ядра-снаряда, которое характеризуется величиной

$$p_S = \lim_{t \rightarrow \infty} \left[1 - \int \rho_S(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} \right], \quad E_{\text{с.м.}} > 30 \text{ МэВ}. \quad (16)$$

Процессы захвата передаваемого нейтрона ядром-мишенью и образования ядра ^{196}Au в результате взаимодействия этого нейтрона с ядром-мишенью являются независимыми. Находимые приближенно вероятности этих процессов p_V , p_S могут быть перенормированы в случае $p_V + p_S > 1$

$$\bar{p}_V = \frac{p_V}{p_V + p_S}, \quad \bar{p}_S = \frac{p_S}{p_V + p_S}. \quad (17)$$

Выражения (15)–(17) могут быть использованы для приближенного подсчета вероятностей p_+ и p_- независимых процессов образования ядер ^{198}Au и ^{196}Au соответственно. При участии в реакции передачи двух независимых нейтронов (для ядер ^6He и ^4He) вероятности увеличения p_+ и уменьшения p_- на единицу числа нейтронов ядра-мишени равны

$$p_+ = 2p_V(1 - p_V), \quad p_- = 2p_S(1 - p_S). \quad (18)$$

В случае ядра ^8He с четырьмя внешними нейтронами вероятности увеличения и уменьшения на единицу числа нейтронов ядра-мишени равны

$$p_+ = 4p_V(1 - p_V)^3, \quad p_- = 4p_S(1 - p_S)^3. \quad (19)$$

4. ОБРАЗОВАНИЕ ИЗОТОПОВ $^{196,198}\text{Au}$ В РЕАКЦИЯХ $^{4,6,8}\text{He} + ^{197}\text{Au}$

В настоящей работе, как и в оптической модели упругого рассеяния, параметры мнимых частей определялись феноменологически из условия близости результатов расчета к экспериментальным данным. Значения параметров выбирались из интервалов вблизи естественных значений $W_0 = 5$ МэВ, $R_V \leq 7$ Фм, $a_V = 0.7$ Фм. Расчеты показали, что зависимости от R_{\min} вероятностей p_+ и p_- независимых процессов образования ядер ^{198}Au и ^{196}Au могут быть аппроксимированы выражениями

$$p_{V,S} \approx \bar{p}_{V,S}(R_{\min}) = \exp(A_{V,S} - B_{V,S}R_{\min}), \quad (20)$$

$$p_{\pm} \approx \bar{p}_{\pm}(R_{\min}) = \exp(A_{\pm} - B_{\pm}R_{\min}) \quad (21)$$

при различных значениях параметров мнимых частей потенциалов (12), (13) для прицельных параметров столкновений, для которых $R_{\min} > R_{\text{cont}} = R_{\text{He}} + R_{\text{Au}}$.

Сечения образования ядер ^{198}Au и ^{196}Au были вычислены интегрированием по прицельным параметрам касательных столкновений $b > b_{\min}$

$$\sigma_{\pm}(E) = \int_{b_{\min}}^{\infty} \bar{p}_{\pm}(b, E) [1 - P_{\text{fus}}(R_{\min})] b db, \quad (22)$$

$$\bar{p}_{\pm}(b, E) = \min \{ \bar{p}_{\pm}(R_{\min}(b, E) + \Delta R), 1 \}. \quad (23)$$

Здесь прицельный параметр b_{\min} соответствует траектории, приводящей к полному захвату остова ядра-снаряда ядром-мишенью при $R_{\min} \approx R_1 - R_2$, $R_{\min} = 5$ Фм, $P_{\text{fus}}(R_{\min})$ — вероятность слияния ядер. Для функции $P_{\text{fus}}(R_{\min})$ справедливы свойства $P_{\text{fus}}(R_{\min}) = 1$ при $R_{\min} \ll R_{\text{cont}}$ и $P_{\text{fus}}(R_{\min}) = 0$ при $R_{\min} \gg R_B$, где R_B — радиус вершины кулоновского барьера, $R_B = 11.2$ Фм для системы $^6\text{He} + ^{197}\text{Au}$ и $R_B = 10.8$ Фм для системы $^4\text{He} + ^{197}\text{Au}$. Эти свойства позволяют использовать для вероятности слияния ядер простую аппроксимацию [17]

$$P_{\text{fus}}(R_{\min}) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{R_{\min} - R_f}{a_f}\right)} \quad (24)$$

с естественным набором параметров

$$R_f \approx \frac{1}{2}(R_1 + R_2 + R_B), \quad (25)$$

$$a_f \approx \frac{1}{2}(R_B - R_1 - R_2). \quad (26)$$

Для ядер $^{6,8}\text{He}$ с протяженными нейтронными распределениями были использованы значения $R_f = 10.6$ Фм (при не очень больших энергиях, см. рис. 5a) и $a_f = 0.6$ Фм. Для более компактного ядра ^4He значения этих параметров должны быть меньше, поэтому из условия близости результатов расчетов к экспериментальным данным были использованы значения $R_f = 9.2$ Фм и $a_f = 0.5$ Фм.

Картина эволюции плотности вероятности передаваемого нейтронов качественно меняется при переходе от адиабатического режима (рис. 2) к неадиабатическому (рис. 3). Поэтому значения пространственных параметров мнимых частей потенциала среднего поля будут зависеть от энергии. Зависимость размера области с объемным мнимым потенциалом R_V от энергии $E_{\text{с.м.}}$ показана на рис. 5a. Сокращение размеров области объемной мнимой части потенциала обусловлено тем, что с ростом энергии столкновения передаваемого нейтрона с нуклоном ядра-мишени возрастает доля рассеяния под малыми углами к направлению передачи. Столкновения вблизи поверхности ядра-мишени с меньшей вероятностью могут привести к захвату нейтрона. С большей вероятностью передаваемый нейтрон сможет остаться в ядре-мишени после столкновений в его центральной части. Определение параметров мнимых частей феноменологически позволило добиться близости результатов расчета сечения образования ядер ^{198}Au к экспериментальным данным для реакций $^{6,8}\text{He} + ^{197}\text{Au}$ (рис. 6a) и $^4\text{He} + ^{197}\text{Au}$ (рис. 6б).

Резкий рост сечения образования ядер ^{198}Au в реакции $^4\text{He} + ^{197}\text{Au}$ при $E_{\text{с.м.}} \geq 30$ МэВ

обусловлен орбитированием ядер ${}^4\text{He}$, которое происходит вблизи поверхности ядра при малых прицельных параметрах столкновения. Положение восходящего участка кривой на рис. 6б определяется свойствами (в частности, глубиной) ядроядерного потенциала. Для получения согласия с экспериментальными данными понадобилось незначительное уменьшение слагаемого в потенциале Акюза–Винтера $V_{12}(r)$, соответствующего притяжению ядер.

Вклады каналов слияния–испарения в образование изотопов ${}^{196,198}\text{Au}$ были вычислены с помощью расчетного кода базы знаний NRV [16, 19, 20]. Экспериментальные сечения образования ${}^{198}\text{Au}$ (рис. 6а) и ${}^{196}\text{Au}$ (рис. 7а) существенно превышают результаты расчетов с использованием сетевой базы знаний NRV для каналов слияния–испарения.

Для расчетов сечения образования ядра ${}^{196}\text{Au}$ при энергиях ниже 30 МэВ с использованием формулы (15) использовались параметры поверхностной мнимой части потенциала $R_S = 7.5$ Фм, $d_S = 0.06$ Фм, $a_V = 0.6$ Фм. Для энергий выше 30 МэВ при расчетах с использованием формулы (16) учитывалось увеличение толщины поверхностного слоя ядра–мишени, нейтрон–нуклонные столкновения в котором приводили к образованию ядра ${}^{196}\text{Au}$, $d_S = R_S(E_{c.m.})$ (рис. 5б). Это позволило добиться близости результатов расчета к экспериментальным данным для реакции ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ (рис. 7а). Сечение образования ядра ${}^{196}\text{Au}$ в реакции с ядром ${}^6\text{He}$ не менее, чем на порядок превышает сечение для реакции с ядром ${}^4\text{He}$. Это указывает на основную роль в этом процессе внешних нейтронов ядра ${}^6\text{He}$.

При касательных столкновениях с ядром–снарядом ${}^4\text{He}$ и орбитировании ${}^4\text{He}$ один из нейтронов ядра ${}^{197}\text{Au}$ может быть выбит с образованием ядра ${}^{196}\text{Au}$. Из 118 нейтронов ядра–мишени ${}^{197}\text{Au}$ 82 (магическое число) будем считать принадлежащими сильно связанному остову, из которого нейтроны не выбиваются. В оболочечной модели соответствующие уровни лежат глубже –14 МэВ. Будем учитывать возможность выбивания нейтрона только с полностью заполненных внешних нейтронных уровней $1h_{9/2}$, $1i_{13/2}$, $3p_{3/2}$, $2f_{7/2}$ с энергиями от –11 до –8 МэВ; энергия отделения нейтрона от ядра ${}^{197}\text{Au}$ равна 8.1 МэВ. В упрощенной модели определим вероятность выбивания нейтрона p_{ext} с одного среднего уровня $3p_{3/2}$ с энергией –9 МэВ. Расчеты показали, что зависимость от R_{min} вероятности $p_{\text{ext}} = p_{\text{ext}}(R_{\text{min}})$ может быть аппроксимирована выражением

$$p_{\text{ext}} \approx \bar{p}_{\text{ext}}(R_{\text{min}}) = \quad (27)$$

$$= \begin{cases} \exp(A_{\text{ext}} - B_{\text{ext}}R_{\text{min}}), & R_{\text{min}} \geq R_{\text{ext}}, \\ \exp(A_{\text{ext}} - B_{\text{ext}}R_{\text{ext}}), & R_{\text{min}} < R_{\text{ext}}, \end{cases}$$

при $R_{\text{ext}} = 9.5$ Фм. Полная вероятность выбивания нейтрона из группы N_{ext} равна

$$P_{\text{ext}} = N_{\text{ext}}p_{\text{ext}}(1 - p_{\text{ext}})^{N_{\text{ext}}-1}. \quad (28)$$

Число N_{ext} в модели со средним уровнем не совпадает с числом нейтронов на перечисленных внешних уровнях, равным 36, и фактически является варьируемым параметром. Результаты расчета оказались близки к экспериментальным данным для реакции ${}^4\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ (рис. 7а) при энергетической зависимости числа N_{ext} , показанной на рис. 7б. Зависимость $N_{\text{ext}}(E_{c.m.})$ можно объяснить сдерживающим влиянием центробежного барьера на выбивание внешних нейтронов. При небольшом превышении кулоновского барьера $E_{c.m.} < 30$ МэВ с большей вероятностью могут быть выбиты 4 нейтрона с внешнего уровня $3p_{3/2}$ с наименьшим орбитальным моментом. При росте энергии до 35 МэВ повышается вероятность выбивания с уровня $2f_{7/2}$ ($N_{\text{ext}} = 12$), затем при $E_{c.m.} > 30$ МэВ становится заметным и выбивание нейтронов с остальных внешних уровней $1h_{9/2}$, $1i_{13/2}$ ($N_{\text{ext}} = 36$).

5. ВЫВОДЫ

Экспериментальные зависимости от энергии сечений образования изотопов ${}^{196,198}\text{Au}$ в реакциях ${}^{4,6,8}\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ объяснены на основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера для нейтронов ядер–снарядов с феноменологическими объемной и поверхностной мнимыми частями потенциала. Такое развитие известного нестационарного подхода позволяет учесть влияние столкновений передаваемых от ядра–снаряда нейтронов с нуклонами ядра–мишени. Максимум сечения образования ядра ${}^{198}\text{Au}$ в реакции ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ вблизи кулоновского барьера объяснен переходом к неадиабатическому режиму столкновения при энергии выше 30 МэВ (5 МэВ/нуклон). При этом столкновения передаваемых от ядра–снаряда нейтронов с нуклонами ядра–мишени происходят, в основном, вблизи поверхности ядра–мишени. В результате выбивание нейтрона (или двух нейтронов при захвате передаваемого нейтрона) становится более вероятным по сравнению с простым захватом нейтрона. Это приводит к росту сечения образования ядер ${}^{196}\text{Au}$ и некоторому снижению сечения образования ядер ${}^{198}\text{Au}$. Для реакции ${}^4\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ резкий рост сечений образования ядер ${}^{196,198}\text{Au}$ при $E_{c.m.} \geq 30$ МэВ объяснен орбитированием ядер ${}^4\text{He}$, которое происходит вблизи поверхности ядра–мишени при малых

прицельных параметрах столкновения. При этом возрастают как вероятность подхвата нейтрона ядра ${}^4\text{He}$ ядром-мишенью, так и вероятность выбивания нейтрона из поверхностного слоя ядра-мишени ядром ${}^4\text{He}$. Результаты расчета в целом демонстрируют согласие с экспериментальными данными. Предложенный подход имеет наглядный физический смысл и может быть полезен при анализе известных экспериментальных данных и планировании новых экспериментов.

Мы благодарны Ю.Э. Пенионжкевичу и Н.К. Скобелеву за полезные обсуждения результатов работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yu. E. Penionzhkevich, R. A. Astabatyanyan, N. A. Demekhina, G. G. Gulbekian, R. Kalpakchieva, A. A. Kulko, S. M. Lukyanov, E. R. Markaryan, V. A. Maslov, Y. A. Muzychka, Yu. T. Oganessian, R. V. Revenko, N. K. Skobelev, Yu. G. Sobolev, D. A. Testov, and T. Zholdybaev, *Eur. Phys. J. A* **31**, 185 (2007).
2. A. Lemasson, A. Navin, M. Rejmund, N. Keeley, V. Zelevinsky, S. Bhattacharyya, A. Shrivastava, D. Bazin, D. Beaumel, Y. Blumenfeld, A. Chatterjee, D. Gupta, G. de France, B. Jacquot, M. Labiche, R. Lemmon, V. Nanal, J. Nyberg, R. G. Pillay, R. Raabe, K. Ramachandran, J. A. Scarpaci, C. Schmitt, C. Simenel, I. Stefan, and C. N. Timis, *Phys. Lett. B* **697**, 454 (2011).
3. A. Lemasson, A. Shrivastava, A. Navin, M. Rejmund, N. Keeley, V. Zelevinsky, S. Bhattacharyya, A. Chatterjee, G. de France, B. Jacquot, V. Nanal, R. G. Pillay, R. Raabe, and C. Schmitt, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 232701 (2009).
4. A. A. Kulko, N. A. Demekhina, R. Kalpakchieva, Yu. A. Muzychka, Yu. E. Penionzhkevich, D. N. Rassadov, N. K. Skobelev, and D. A. Testov, *Phys. At. Nucl.* **70**, 613 (2007).
5. F. M. Lanzaforame and M. Blann, *Nucl. Phys. A* **142**, 545 (1970).
6. N. Chakravarty, P. K. Sarkar, and S. Ghosh, *Phys. Rev. C* **45**, 1171 (1992).
7. N. Chakravarty, P. K. Sarkar, M. Nandy, and S. Ghosh, *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.* **24**, 151 (1998).
8. C. Necheva and D. Kolev, *Appl. Radiat. Isot.* **48**, 807 (1997).
9. В. В. Самарин, *ЯФ* **78**, 133 (2015) [*Phys. At. Nucl.* **78**, 128 (2015)].
10. М. А. Науменко, В. В. Самарин, Ю. Э. Пенионжкевич, Н. К. Скобелев, *Изв. РАН. Сер. физ.* **81**, 784 (2017) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **81**, 710 (2017)].
11. В. В. Самарин, *ЯФ* **81**, 458 (2018) [*Phys. At. Nucl.* **81**, 486 (2018)].
12. O. Akyüz and A. Winther, in *Proceedings of the International School of Physics, Enrico Fermi, Course 77th, Varenna, 1979*.
13. A. Winther, *Nucl. Phys. A* **572**, 191 (1994).
14. A. Winther, *Nucl. Phys. A* **594**, 203 (1995).
15. <http://cdfe.sinp.msu.ru/services/radchart/radmain.html>
16. V. I. Zagrebaev, A. S. Denikin, A. V. Karpov, A. P. Alekseev, M. A. Naumenko, V. A. Rachkov, V. V. Samarin, and V. V. Saiko, NRV web knowledge base on low-energy nuclear physics, <http://nrw.jinr.ru/nrv/>
17. В. В. Самарин, *Изв. РАН. Сер. физ.* **84**, 1197 (2020) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **84**, 990 (2020)].
18. Ю. Э. Пенионжкевич, Ю. Г. Соколов, В. В. Самарин, М. А. Науменко, *ЯФ* **80**, 525 (2017) [*Phys. At. Nucl.* **80**, 928 (2017)].
19. A. V. Karpov, A. S. Denikin, M. A. Naumenko, A. P. Alekseev, V. A. Rachkov, V. V. Samarin, V. V. Saiko, and V. I. Zagrebaev, NRV web knowledge base on low energy nuclear physics, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* **859**, 112 (2017).
20. A. V. Karpov and V. V. Saiko, *Phys. Rev. C* **96**, 024618 (2017).

STUDY OF NUCLEON TRANSFER PROCESSES IN LOW-ENERGY REACTIONS OF HELIUM ISOTOPES WITH ${}^{197}\text{Au}$ NUCLEI

V. V. Samarin^{1),2)}, M. A. Naumenko¹⁾

¹⁾Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

²⁾Dubna State University, Dubna, Russia

The cross sections for the production of ${}^{196,198}\text{Au}$ isotopes in the reactions ${}^{4,6,8}\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ are calculated based on the numerical solution of the time-dependent Schrödinger equation for outer neutrons of colliding nuclei. It is shown that the contribution of fusion–evaporation to the experimental data is small. The results of the calculation demonstrate overall agreement with the experimental data.