

УДК 539.17.01, 539.142, 539.143

ОКОЛОБАРЬЕРНЫЕ ПЕРЕДАЧИ ПРОТОНОВ В РЕАКЦИЯХ С ЯДРОМ ${}^3\text{He}$

© 2018 г. В. В. Самарин^{1,2*}, Ю. Э. Пенионжкевич^{1,3}, М. А. Науменко¹, Н. К. Скобелев¹

¹Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

²Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области Университет «Дубна», Дубна

³Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

*E-mail: samarin@jinr.ru

Расчеты сечений образования изотопов ${}^{194}\text{Au}$ в реакции ${}^3\text{He} + {}^{194}\text{Pt}$ и ${}^{45}\text{Ti}$ в реакции ${}^3\text{He} + {}^{45}\text{Sc}$ выполнены на основе решения нестационарного уравнения Шредингера в сочетании с расчетами в статистической модели с использованием вычислительного кода базы знаний NRV. Экспериментальные различия в околобарьерных энергетических зависимостях сечений образования изотопов в данных реакциях объяснены различием протонных и нейтронных оболочек ядер-мишеней, а также различным характером эволюции плотности вероятности протона ядра-снаряда и нейтронов ядер-мишеней в ходе столкновения.

DOI: 10.7868/S0367676518060091

ВВЕДЕНИЕ

Процессы передачи нейтронов и протонов интенсивно изучаются как экспериментально, так и теоретически. Теоретическое описание экспериментальных данных по образованию изотопа ${}^{194}\text{Au}$ в реакции ${}^3\text{He} + {}^{194}\text{Pt}$ [1] и изотопа ${}^{45}\text{Ti}$ в реакции ${}^3\text{He} + {}^{45}\text{Sc}$ [2] требует учета каналов передачи протонов. Такой учет каналов в приближении DWBA позволяет (при соответствующем подборе параметров) удовлетворительно воспроизводить экспериментальные угловые распределения при энергиях, заметно превышающих кулоновский барьер [3]. Однако при околобарьерных энергиях осцилляции в угловых распределениях выражены слабо, что затрудняет определение параметров оптического потенциала. В таких случаях сравнение теоретических расчетов с экспериментальными данными удобнее проводить для сечений образования продуктов реакций.

Для реакции ${}^3\text{He} + {}^{194}\text{Pt}$ в работе [1] с использованием метода активации было измерено сечение образования изотопа ${}^{194}\text{Au}$. Возможные механизмы образования изотопа ${}^{194}\text{Au}$ включают захват протона ядром-мишенью с потерей нейтрона из-за его испарения (после возбуждения, связанного с захватом протона) или из-за его подхвата ядром-снарядом (с превращением ${}^3\text{He}$ в ${}^3\text{H}$). Еще один возможный механизм образования изотопа ${}^{194}\text{Au}$ – слияние ядер с испарением двух нейтронов и протона – имеет малую вероятность из-за высокого кулоновского

барьера для протонов. Для реакции ${}^3\text{He} + {}^{45}\text{Sc}$ [2] вероятность образования изотопа ${}^{45}\text{Ti}$ в канале слияния–испарения существенно выше из-за меньшей высоты кулоновского барьера.

Для расчета сечений передачи нейтрона в реакциях срыва и подхвата с участием ядра ${}^3\text{He}$ в работе [4] было успешно применено численное решение нестационарного уравнения Шредингера [5] с учетом спин-орбитального взаимодействия. В данной работе этот нестационарный квантовый подход применен для описания срыва протона с ядра ${}^3\text{He}$ при столкновениях с ядрами ${}^{194}\text{Pt}$ и ${}^{45}\text{Sc}$, а также сочетания срыва протона с подхватом нейтрона с ядра-мишени. Слияние–испарение учитывалось с использованием вычислительного кода базы знаний NRV [6, 7].

1. ТЕОРИЯ

Для теоретического описания передачи протона (нейтрона) в ходе столкновения атомных ядер было использовано нестационарное уравнение Шредингера [4, 5] для протонов (нейтронов) вместе с классическими уравнениями движения центров масс ядер

$$m_1 \ddot{\vec{r}}_1 = -\nabla_{\vec{r}_1} V_{12}(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|), \quad m_2 \ddot{\vec{r}}_2 = -\nabla_{\vec{r}_2} V_{12}(|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|). \quad (1)$$

Здесь $\vec{r}_1(t)$, $\vec{r}_2(t)$ – центры ядер с массами m_1 , m_2 , а $V_{12}(r)$ – потенциальная энергия взаимодействия ядер.

Эволюция компонент ψ_1, ψ_2 спинорной волновой функции $\Psi(\vec{r}, t)$ протона (нейтрона) массой m в ходе столкновения определяется нестационарным уравнением Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\vec{r}, t) = \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + W(\vec{r}, t) + \hat{V}_{LS}(\vec{r}, t) \right\} \Psi(\vec{r}, t). \quad (2)$$

Потенциальная энергия $W(\vec{r}, t)$ протона (нейтрона) и оператор спин-орбитального взаимодействия $\hat{V}_{LS}(\vec{r}, t)$ до касания ядерных поверхностей представлялись в виде суммы центральных потенциалов $V_i(r)$ и операторов $\hat{V}_{LS,i}(\vec{r}, t)$ для ядра-снаряда ${}^3\text{He}$ ($i = 1$) и тяжелого ядра-мишени ($i = 2$). Операторы спин-орбитального взаимодействия имели вид

$$\hat{V}_{LS,i} = -\lambda \frac{\hbar}{(2mc)^2} \vec{\sigma} [(\nabla V_i) \hat{p}], \quad (3)$$

где \hat{p} – оператор импульса, $\vec{\sigma} = \{\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z\}$ – матрицы Паули, c – скорость света, λ – безразмерная постоянная спин-орбитального взаимодействия. В проведенных расчетах остаточное взаимодействие нуклонов и силы спаривания не учитывались.

Для ядерной части потенциала взаимодействия протона (нейтрона) с тяжелым ядром-мишенью была использована форма Вудса–Саксона $V_2(r)$

$$V_2(r) = -U_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_V}{a_V}\right) \right]^{-1} \quad (4)$$

с различной глубиной $U_{0,p}$ для протонов (p) и $U_{0,n}$ для нейтронов (n) [8]

$$U_{0,p} = V_{0,p} [1 - c_0(Z - N)/A], \quad (5)$$

$$U_{0,n} = V_{0,n} [1 + c_0(Z - N)/A], \quad (6)$$

где $R_V = r_0 A^{1/3}$, $c_0 = 0.63$. Подбор значений параметров $V_{0,p}$, r_0 , a_V , λ выполнялся из условия равенства с погрешностью до 0.1% теоретических и экспериментальных значений энергий отделения протона от ядра мишени и нескольких соседних ядер с возрастающим нечетным атомным номером и неизменным числом нейтронов. При этом значения $V_{0,p}$, a_V и λ фиксировались, а параметр r_0 , определяющий радиус ядер, варьировался в большом диапазоне.

Начальные условия для волновых функций протона в ядре-снаряде ${}^3\text{He}$ основаны на оболочечной модели с потенциалом среднего поля ядра ${}^3\text{He}$, приведенным в работе [4]. Он отличается от потенциала Вудса–Саксона наличием максимума в нуле, что дает лучшее согласие с экспериментальным

зарядовым распределением [6]. При постановке начальных условий для волновой функции протона был учтен дальнедействующий характер кулоновского взаимодействия с ядром-мишенью. Волновая функция протона в изолированном ядре-снаряде, помещенном на конечное расстояние от ядра-мишени, предварительно подвергалась медленному (адиабатическому) включению кулоновского взаимодействия с ядром-мишенью. Таким образом, эффекты поляризации протонного облака уже были учтены в начальном условии.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ РЕАКЦИИ ${}^3\text{He} + {}^{194}\text{Pt}$

Для ядра-мишени ${}^{194}\text{Pt}_{116}$ подбор значений параметров $V_{0,p}$, r_0 , a_V , λ среднего поля оболочечной модели выполнялся для ядер ${}^{194+x}\text{X}_{116}$, $x = 1, 3, 5, 7, 9$ с использованием общих значений параметров $V_{0,p} = 51$ МэВ, $a_V = 0.7$ фм, $\lambda = 30$. Равенство с погрешностью до 0.1% теоретических и экспериментальных значений энергий отделения протона достигалось при следующих значениях параметра r_0 : 1.25 фм для ${}^{195}\text{Au}_{116}$, 1.244 фм для ${}^{197}\text{Tl}_{116}$, 1.289 фм для ${}^{199}\text{Bi}_{116}$, 1.282 фм для ${}^{201}\text{At}_{116}$, 1.2745 фм для ${}^{203}\text{Fr}_{116}$. Небольшие изменения r_0 можно объяснить неравномерностью изменения распределения электрического заряда и массы ядра при последовательном добавлении протонов на оболочки $3s$ и $1h$. Схемы внешних одночастичных протонных уровней вышеперечисленных ядер приведены на рис. 1б. Протонный уровень в ядре ${}^3\text{He}$

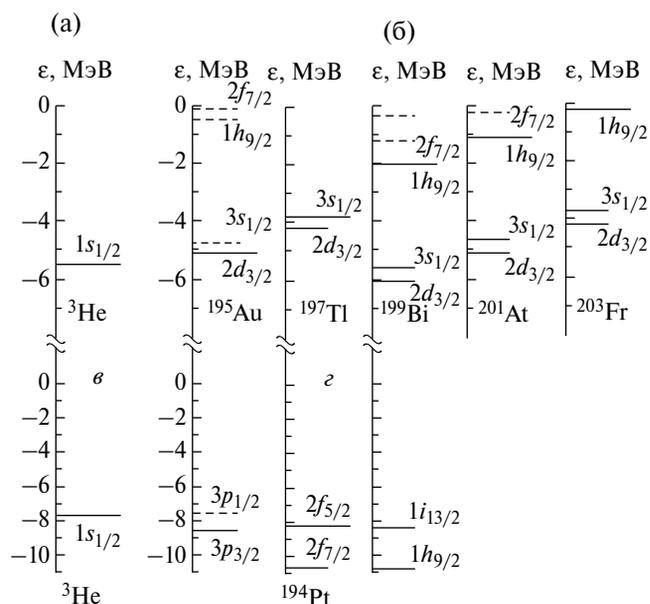


Рис. 1. Протонные уровни в оболочечной модели ядер ${}^3\text{He}$ (а) и ${}^{194+x}\text{X}_{116}$, где $x = 1, 3, 5, 7, 9$ (б). Нейтронные уровни в оболочечной модели ядра-снаряда ${}^3\text{He}$ (в) и ядра-мишени ${}^{194}\text{Pt}$ (г).

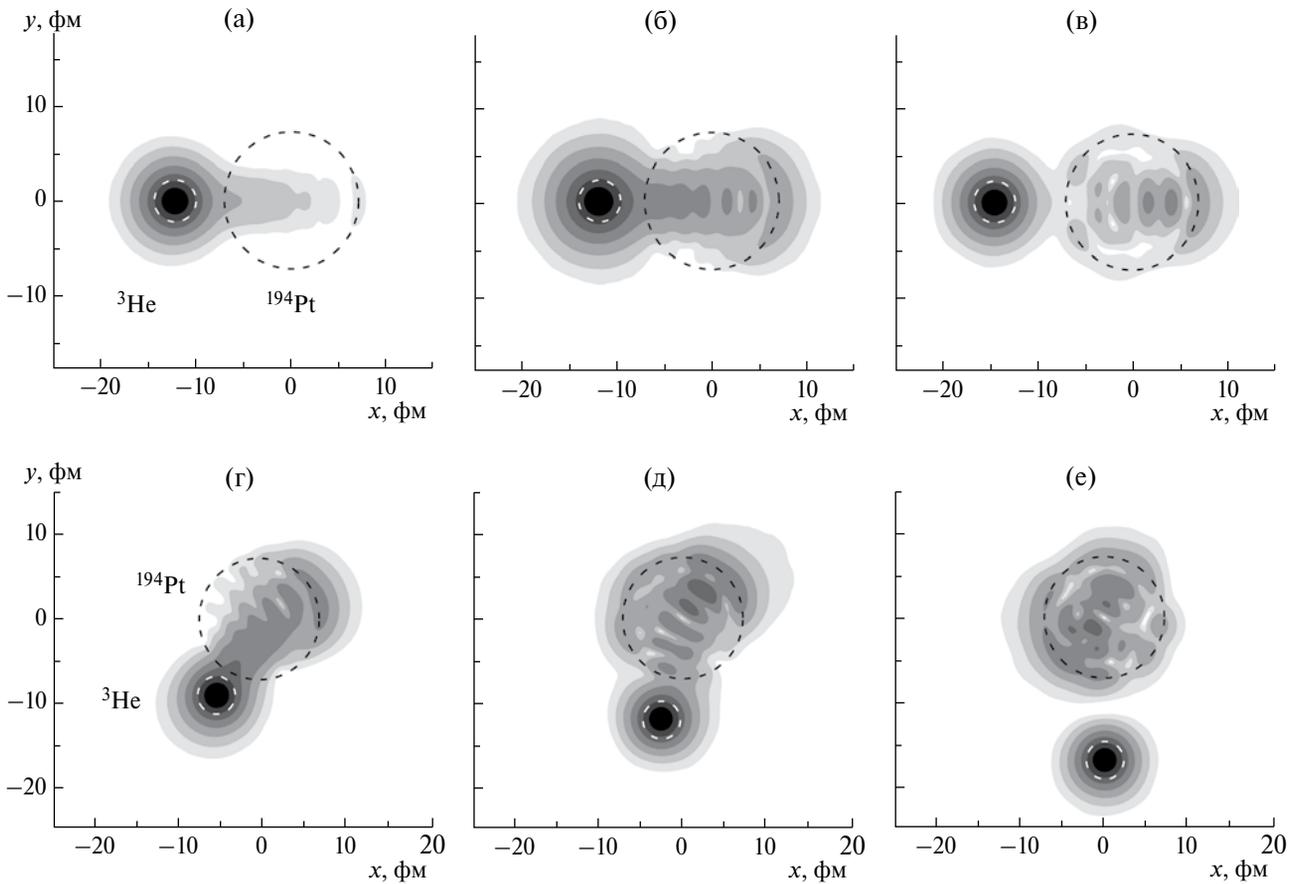


Рис. 2. Пример эволюции плотности вероятности для протонов ядра-снаряда ${}^3\text{He}$ при столкновении с ядром-мишенью ${}^{194}\text{Pt}$ при различных значениях энергии E в системе центра масс и прицельного параметра b столкновения: $E = 19$ МэВ, $b = 0$ (а, б, в), $E = 25$ МэВ, $b = 4.6$ фм (г, д, е). Радиусы окружностей равны эффективным радиусам ядер. Ходу времени соответствует расположение рисунков слева направо (а–б–в), (г–д–е).

показан на рис. 1а. Нейтронный уровень ядра ${}^3\text{He}$ и нейтронные уровни в ядре ${}^{194}\text{Pt}$, лежащие вблизи уровня Ферми, показаны на рис. 1в и г соответственно (для $V_{0,n} = 53$ МэВ). Согласие между теоретическими и экспериментальными значениями энергий отделения протона для нескольких соседних ядер делает обоснованным применение оболочечной модели для описания состояния протона, передаваемого ядру ${}^{194}\text{Pt}$.

Типичная картина изменения плотности вероятности протона при его срыве в ходе столкновения ядер ${}^3\text{He} + {}^{194}\text{Pt}$ показана на рис. 2. В качестве эффективного радиуса ядра ${}^3\text{He}$ на рис. 2 и далее использовано значение $\bar{R}_1 = 2.2$ фм, несколько большее его среднеквадратичного зарядового радиуса $R_{1,ch} \approx 2$ фм [6], а эффективный радиус ядра ${}^{194}\text{Pt}$ был определен по обычной формуле $\bar{R}_2 = 1.25A_2^{1/3} \approx 7.2$ фм. Видно, что при околобарьерных энергиях (рис. 2а–в) структура плотности вероятности в ядре-мишени соответствует преимущественному срыву в близкое по энергии состояние $3s_{1/2}$ (см. рис. 1б) образовавшегося

ядра ${}^{195}\text{Au}$. В условиях медленного относительного движения сталкивающихся ядер и быстрого движения передаваемого протона реализуется адиабатический режим [9] перераспределения плотности вероятности с заселением двуцентровых состояний. При этом кроме состояния $3s_{1/2}$ заселиться могут лишь высоколежащие состояния $1f_{5/2}$ и $1h_{9/2}$. При касательных столкновениях в области надбарьерных энергий (рис. 2г–е) заселенность таких состояний увеличивается, что заметно по росту протяженности плотности вероятности за границами ядра. При разлете ядер по мере их удаления друг от друга возбуждение может сниматься путем испускания как протона, так и нейтрона. Это дает первый механизм образования изотопа ${}^{194}\text{Au}$. Вероятность его может быть оценена по формуле

$$p_1 = C(p_0 - p^{(-)}), \quad (7)$$

где $C < 1$ – варьируемый (подгоночный) параметр, p_0 – полная вероятность попадания протона из ядра ${}^3\text{He}$ в область ядра ${}^{194}\text{Pt}$ (не далее примерного радиуса действия ядерных сил $R_{NN} \approx 3$ фм от его поверхности) за время пролета ядра-снаряда мимо

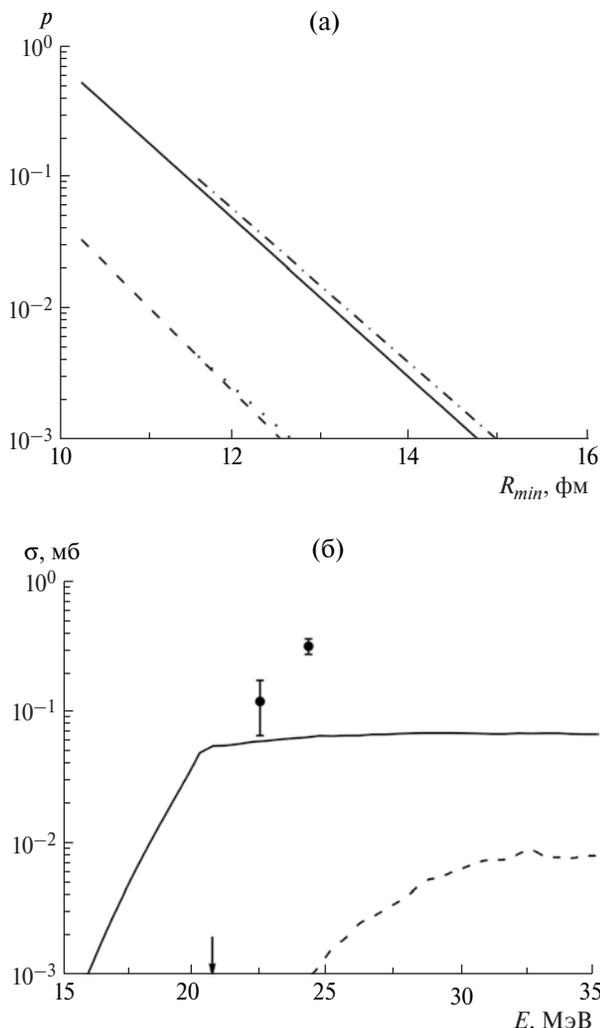


Рис. 3. (а) — полная вероятность передачи протона от ядра ${}^3\text{He}$ ядру ${}^{194}\text{Pt}$ как функция минимального расстояния между центрами ядер R_{min} для энергии в системе центра масс $E = 25$ МэВ (сплошная линия) и для $E = 19$ МэВ (штрихпунктир), вероятность передачи только в состояния дискретного спектра с энергиями выше уровня Ферми: для $E = 25$ МэВ (штрих) и для $E = 19$ МэВ (точечная линия); (б) — сечение образования изотопа ${}^{194}\text{Au}$ в реакции ${}^3\text{He} + {}^{194}\text{Pt}$: точки — экспериментальные данные из работы [1], сплошная кривая — оценка вклада от испарения нейтрона после передачи протона по формуле (7) с $C = 1$. Штриховая кривая — расчет вклада от канала слияния—испарения с помощью кода базы знаний NRV [6]. Стрелка указывает положение кулоновского барьера.

ядра-мишени, $p^{(-)}$ — сумма заселенностей $|a_k(t)|^2$ первоначально свободных уровней с энергией $\varepsilon < 0$ в ядре ${}^{195}\text{Au}$

$$p(b, E) = \lim_{t \rightarrow \infty} \sum_k |a_k(t)|^2, \quad (8)$$

где a_k — коэффициенты разложения нестационарной волновой функции протона (рис. 2) по

волновым функциям одночастичных состояний ядра-мишени.

Вторым механизмом образования ядра ${}^{194}\text{Au}$ является сочетание передачи нейтрона с ядра ${}^{194}\text{Pt}$ на ядро ${}^3\text{He}$ и передачи протона в противоположном направлении. В ходе трансформации ядра ${}^3\text{He}$ в ядро ${}^3\text{H}$ среднее поле оболочечной модели можно считать меняющимся незначительно. При этом близость энергий нейтронного уровня в ядре-снаряде и верхних нейтронных уровней ядра ${}^{194}\text{Pt}$ (см. рис. 1в, г) повышает вероятность перехода между ними. Наиболее вероятным будет подхват нейтрона с уровня $3p_{3/2}$ из-за меньшей высоты центробежного барьера. Хотя вероятность подхвата нейтрона из широкой потенциальной ямы ядра-мишени в узкую яму ядра-снаряда невелика, но большое число нейтронов (16) на уровнях вблизи уровня Ферми увеличивает вероятность подхвата одного из них и таким образом делает заметным вклад второго механизма образования изотопа ${}^{194}\text{Au}$.

Вероятности перечисленных процессов показаны на рис. 3а как функции минимального расстояния $R_{min}(b, E)$ между центрами ядер в ходе столкновения, где b — прицельный параметр столкновения, E — энергия в системе центра масс. Логарифмы вероятностей могут быть сглажены линейной зависимостью

$$\lg p_i(b, E) \approx A_i(E) - B_i(E)R_{min}(b, E) \quad (9)$$

со слабо зависящими от энергии параметрами A и B . Сечение процесса передачи протона (или сочетания передачи протона и нейтрона) вычислялось интегрированием соответствующей вероятности по прицельным параметрам

$$\sigma(E) = \int_0^{\infty} p(b, E) b db. \quad (10)$$

Результаты расчета сечения образования изотопа ${}^{194}\text{Au}$ за счет срыва протона с испарением нейтрона из ядра-мишени и за счет срыва протона с подхватом нейтрона показаны на рис. 3в вместе с пренебрежимо малым вкладом механизма слияния—испарения.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ РЕАКЦИИ ${}^3\text{He} + {}^{45}\text{Sc}$

В ядре ${}^{45}_{21}\text{Sc}_{24}$ имеется неспаренный протон состояние на оболочке $1f_{7/2}$. Экспериментальные угловые распределения для неупругого рассеяния, приведенные в работе [3], показывают, что после передачи протона основное состояние ядра ${}^{46}_{22}\text{Ti}_{24}$ с нулевым спином и двумя спаренными внешними протонами образуется с достаточно малой вероятностью. Поэтому в проведенных расчетах предполагалось, что протон, сорванный с ядра ${}^3\text{He}$

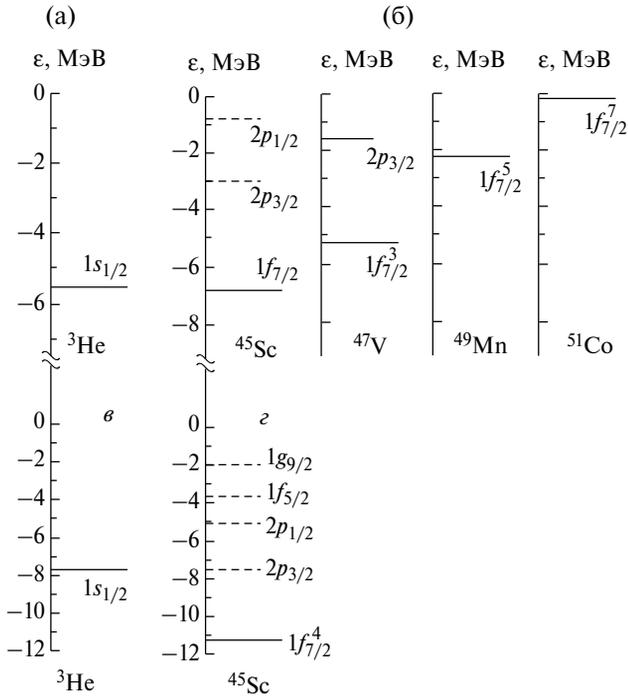


Рис. 4. Протонные уровни в оболочечной модели ядер ${}^3\text{He}$ (а) и ${}^{45+y}\text{X}_{24}$, где $y = 0, 2, 4, 6$ (б). Нейтронные уровни в оболочечной модели ядра-снаряда ${}^3\text{He}$ (в) и ядра-мишени ${}^{45}\text{Sc}$ (г).

и попавший в ядро ${}^{45}_{21}\text{Sc}_{24}$, за время касательного столкновения не успевает образовать спаренного состояния с протоном оболочки $1f_{7/2}$. На оболочке $1f$ протон может оказаться в состояниях, близких по свойствам к неспаренному состоянию внешнего протона в ядрах ${}^{45+y}_{21+y}\text{X}_{24}$, $y = 0, 2, 4, 6$. Для среднего поля оболочечной модели, действующего на протон в этих ядрах, были использованы общие значения $V_{0,p} = 51$ МэВ, $a_V = 0.7$ фм, $\lambda = 30$ и следующие индивидуальные значения параметра r_0 : 1.3075 фм для ${}^{45}_{21}\text{Sc}_{24}$, 1.2885 фм для ${}^{47}_{23}\text{V}_{24}$, 1.237 фм для ${}^{49}_{25}\text{Mn}_{24}$, 1.21 фм для ${}^{51}_{27}\text{Co}_{24}$. Монотонное уменьшение r_0 можно объяснить увеличением доли компактной составляющей распределения электрического заряда и массы ядра при последовательном добавлении протонов на оболочку $1f$. Для этой оболочки кулоновский потенциальный барьер со стороны больших значений r усиливается большим центробежным потенциалом.

Схемы внешних одночастичных протонных уровней вышеперечисленных ядер приведены на рис. 4б. Протонный уровень в ядре ${}^3\text{He}$ показан на рис. 4а. Нейтронный уровень ядра ${}^3\text{He}$ и нейтронные уровни (для $V_{0,n} = 53$ МэВ) в ядре ${}^{45}\text{Sc}$, лежащие вблизи уровня Ферми, показаны на рис. 4в и г соответственно.

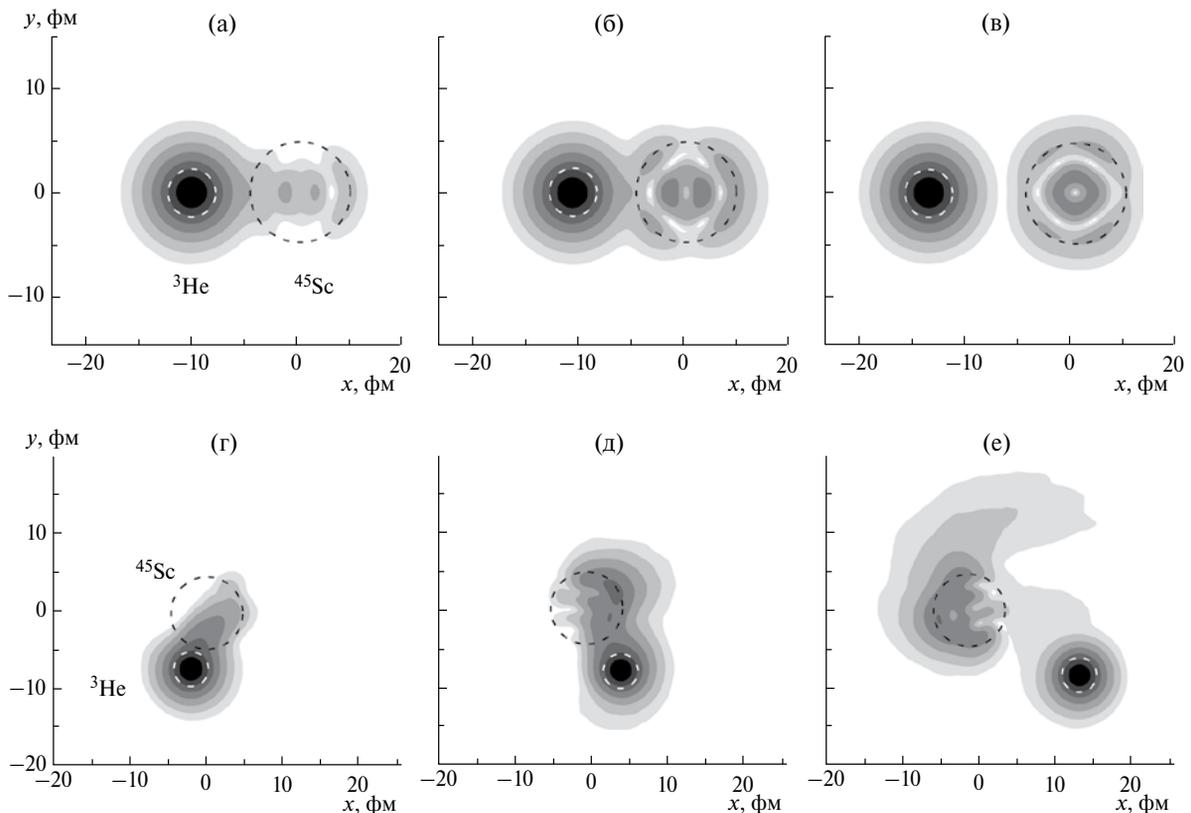


Рис. 5. Пример эволюции плотности вероятности для протонов ядра-снаряда ${}^3\text{He}$ при столкновении с ядром-мишенью ${}^{45}\text{Sc}$ при различных значениях энергии E в системе центра масс и прицельного параметра b столкновения: $E = 6$ МэВ, $b = 0$ (а, б, в), $E = 35$ МэВ, $b = 7$ фм (г, д, е). Радиусы окружностей равны эффективным радиусам ядер. Ходу времени соответствует расположение рисунков слева направо (а–б–в), (г–д–е).

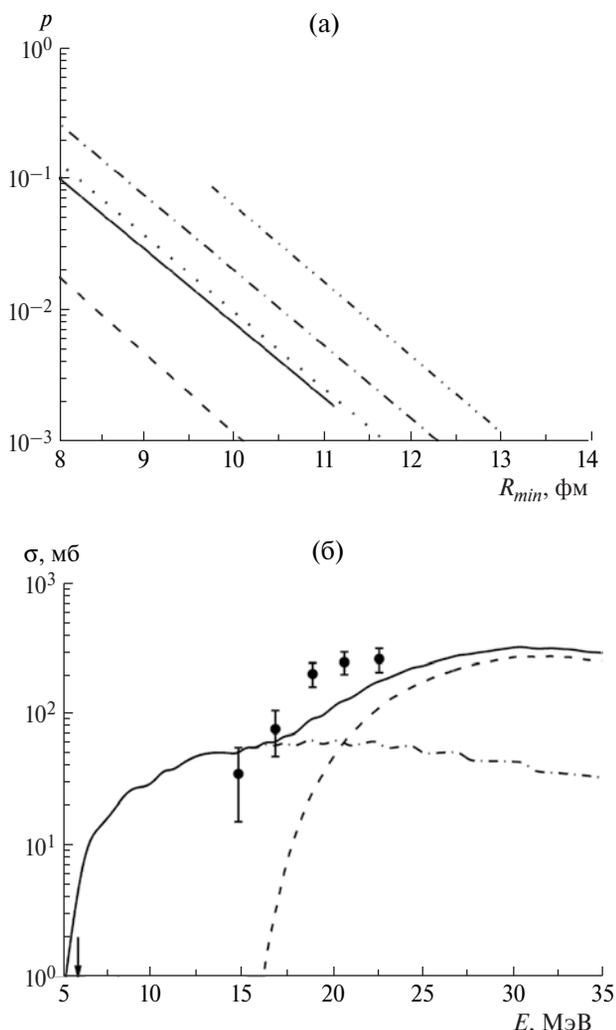


Рис. 6. (а) — полная вероятность передачи протона от ядра ${}^3\text{He}$ ядру ${}^{45}\text{Sc}$ как функция минимального расстояния между центрами ядер R_{min} для энергии в системе центра масс $E = 35$ МэВ (сплошная линия), $E = 16$ МэВ (штрихпунктир) и $E = 6$ МэВ (штрихпунктир с двумя точками), вероятность передачи только в состояния дискретного спектра с энергиями выше уровня Ферми: для $E = 35$ МэВ (штрих), $E = 16$ МэВ (точечная линия) и $E = 6$ МэВ (совпадает со штрихпунктиром с двумя точками); (б) — сечение образования изотопа ${}^{45}\text{Ti}$ в реакции ${}^3\text{He} + {}^{45}\text{Sc}$: точки — экспериментальные данные из работы [1], штрихпунктирная кривая — оценка вклада от канала испарения нейтрона после передачи протона по формуле (7) с $C = 0.5$. Штриховая кривая — расчет вклада от канала слияния—испарения с помощью кода базы знаний NRV [6]. Сплошная кривая — сумма вкладов обоих каналов. Стрелка указывает положение кулоновского барьера.

Типичная картина изменения плотности вероятности протона при его срыве в ходе столкновения ядер ${}^3\text{He} + {}^{45}\text{Sc}$ показана на рис. 5. При околобарьерных энергиях (рис. 5а–в) реализуется адиабатический сценарий [9] перераспределения

плотности вероятности с заселением двуцентровых состояний. Видно, что структура плотности вероятности в ядре-мишени соответствует преимущественному срыву протона в состояния $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ образовавшегося ядра ${}^{46}\text{Ti}$. Подобное поведение было получено в работе [4] для срыва нейтрона с передачей его на ядро Sc. Из-за близости энергий указанных уровней (см. [4]) вероятность передачи нейтрона велика. Для протона из-за большей разницы в энергиях начального и конечных уровней (см. рис. 3в, г) существенно меньше. По этой же причине очень мала и вероятность подхвата ядром ${}^3\text{He}$ нейтрона с нижележащих уровней ядра ${}^{45}\text{Sc}$ в сочетании со срывом протона. При касательных столкновениях с надбарьерными энергиями (рис. 5г–е) скорость перераспределения протонной плотности вероятности сопоставима с относительной скоростью ядер. Это приводит к неадиабатическому режиму передачи протона [9] с образованием высоковозбужденных состояний. При разлете ядер, по мере их удаления друг от друга, возбуждение может сниматься путем испускания как протона, так и нейтрона. Вероятности перечисленных процессов показаны на рис. 6а как функции минимального расстояния между центрами ядер в ходе столкновения. Результаты расчета сечения образования изотопа ${}^{45}\text{Ti}$ за счет срыва протона с испарением нейтрона из ядра-мишени и за счет срыва протона с подхватом нейтрона показаны на рис. 6б вместе с вкладом механизма слияния—испарения, являющегося в данном случае основным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные различия в околобарьерных энергетических зависимостях сечений образования изотопов ${}^{194}\text{Au}$ в реакции ${}^3\text{He} + {}^{194}\text{Pt}$ и ${}^{45}\text{Ti}$ в реакции ${}^3\text{He} + {}^{45}\text{Sc}$ объяснены различием протонных и нейтронных оболочек ядер-мишеней, определяющим различный характер эволюции плотности вероятности протона ядра-снаряда и нейтронов ядер-мишеней в ходе столкновения. Изучение процессов передачи протонов и нейтронов может дать информацию о свойствах ядерных состояний, имеющих преимущественно одночастичную природу. Экспериментальные данные по сечениям образования ряда изотопов могут быть использованы для проверки и уточнения теоретических моделей передачи нуклонов, слияния ядер и предравновесных процессов. Нестационарный подход, использованный в данной работе, может быть также применен для расчетов сечений передачи протонов в реакциях с ядрами, имеющими протонное гало (например, ${}^8\text{B}$), а также сечений передачи заряженных кластеров (дейтронов, α -кластеров).

Работа была поддержана Российским научным фондом (РНФ), грант № 17-12-01170.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Скобелев Н.К., Пенионжкевич Ю.Э., Воскобойник Е.И. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2014. Т. 11. С. 198; Skobelev N.K., Penionzhkevich Yu.E., Voskoboïnik E.I. et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2014. V. 11. P. 114.
2. Скобелев Н.К., Кулько А.А., Пенионжкевич Ю.Э. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. С. 878; Skobelev N.K., Kulko A.A., Penionzhkevich Yu.E. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2013. V. 77. P. 795.
3. Barnard R.W., Jones G.D. // Nucl. Phys. A. 1968. V. 111. P. 17.
4. Науменко М.А., Самарин В.В., Пенионжкевич Ю.Э. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. С. 294; Naumenko M.A., Samarin V.V., Penionzhkevich Yu.E. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2016. V. 80. P. 264.
5. Самарин В.В. // ЯФ. 2015. Т. 78. С. 133; Samarin V.V. // Phys. Atom. Nucl. 2015. V. 78. P. 128.
6. Загребяев В.И., Деникин А.С., Карпов А.В. и др. Сетевая база знаний NRV по ядерной физике низких энергий. <http://nrv.jinr.ru/>.
7. Карпов А.В., Деникин А.С., Науменко М.А. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 2017. V. 859. P. 112.
8. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М.: Наука, 1980. 94 с.
9. Пенионжкевич Ю.Э., Соболев Ю.Г., Самарин В.В. и др. // ЯФ. 2017. Т. 80. С. 525; Penionzhkevich Yu.E., Sobolev Yu.G., Samarin V.V. // Phys. Atom. Nucl. 2017. V. 80. P. 928.