

ДИНАМИКА ПРОЦЕССА ПЕРЕДАЧИ НЕЙТРОНА В РЕАКЦИИ $^{181}\text{Ta}(^{18}\text{O}, ^{19}\text{O})$ ПРИ ЭНЕРГИИ 10 МэВ/НУКЛОН

© 2021 г. А. К. Ажибеков^{1),2),3)*}, Ю. Э. Пенионжкевич^{1),4)},
С. М. Лукьянов¹⁾, Т. Исатаев^{1),3),5)}, В. А. Маслов¹⁾, К. Мендибаев^{1),3)},
М. А. Науменко¹⁾, Н. К. Скобелев¹⁾, К. А. Кутербеков⁵⁾, А. М. Мухамбетжан²⁾

Поступила в редакцию 11.11.2020 г.; после доработки 02.12.2020 г.; принята к публикации 03.12.2020 г.

В работе представлены результаты эксперимента на магнитном анализаторе (спектрометре) высокого разрешения (МABP) по передаче нейтрона в реакции $^{18}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$ при энергии ядра-снаряда 10 МэВ/нуклон. Проведен теоретический анализ экспериментальных сечений для механизма передачи нейтрона в рамках нестационарного подхода (на основе решения нестационарного уравнения Шредингера). Описана динамика процесса передачи нейтрона и определены вероятности заселения свободных нейтронных уровней в ядре ^{19}O .

DOI: 10.31857/S0044002721040073

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований и теоретические расчеты для реакции передачи нейтрона с образованием легкого нейтронно-избыточного изотопа кислорода ^{19}O в рамках нестационарного (на основе решения нестационарного уравнения Шредингера) подхода. Исследование реакций передачи нуклонов является важным направлением физики тяжелых ионов, позволяющим понять возможности таких реакций для синтеза новых экзотических ядер. Теоретическое исследование механизмов реакции передачи нейтронов имеет большое значение для планирования и проведения экспериментов по получению нейтронно-избыточных ядер на границе нуклонной стабильности. Такие исследования могут помочь также в дальнейшем изучении области ядерной нестабильности, где ядра существуют в виде резонансов в непрерывном спектре (например, изотопы кислорода $^{25,26}\text{O}$), имеющих характерные “ядерные” времена жизни.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В работах [1, 2] нами были опубликованы результаты эксперимента с использованием магнитного анализатора высокого разрешения (МABP) по измерению дифференциальных сечений образования нейтронно-избыточных изотопов кислорода $^{18-22}\text{O}$ в реакции $^{18}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$ при энергии 10 МэВ/нуклон. Эксперимент проводился на циклотроне У-400 ЛЯР ОИЯИ. Были изучены каналы передачи нейтронов с пучком ^{18}O и мишенью ^{181}Ta . Для формирования профиля пучка использовалась магнитная оптика отвода циклотрона У-400, дополненная системой диафрагм. Профиль пучка контролировался с помощью специальных профилометров. В результате удалось получить на мишени пучок размером 5×5 мм и интенсивностью 100 нА. В эксперименте использовалась мишень ^{181}Ta толщиной 4 мкм. Разделять продукты реакции и ядра пучка позволял магнитный анализатор МABP с относительно высокой эффективностью (телесный угол составлял 1.5 мср). Энергетический диапазон продуктов реакции, которые могли быть зарегистрированы спектрометром, составлял $E_{\text{max}}/E_{\text{min}} = 5.2$ при энергетическом разрешении $\Delta E/E = 5 \times 10^{-4}$. Система анализа и регистрации частиц позволяла проводить измерения энергетических спектров продуктов реакции в диапазоне 30–110 МэВ. Магнитный анализатор МABP для регистрации продуктов реакции позволяет работать под малыми углами с пучками высокой интенсивности (до $5 \times 10^{12} \text{ c}^{-1}$). В результате расчетов определялись траектории зарядовых состояний пучка и продуктов ядерных реакций. С помощью

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Кызылординский университет им. Коркыт Ата, Кызылорда, Казахстан.

³⁾Институт ядерной физики Министерства энергетики Республики Казахстан, Алматы, Казахстан.

⁴⁾Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

⁵⁾Евразийский национальный университет им. Л. Н. Гумилева, Нур-Султан, Казахстан.

*E-mail: azhibekoaidos@mail.ru

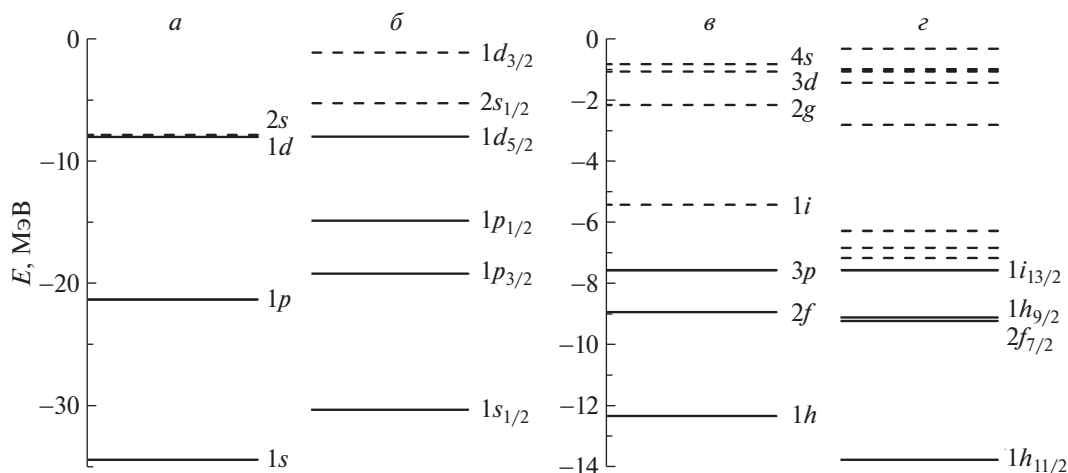


Рис. 1. Одночастичные энергетические уровни нейтронов в ядре ^{18}O (а, б) и верхние уровни в ядре ^{181}Ta (в, г) в оболочечной модели сферического ядра: а, в — без спин-орбитального взаимодействия; б, г — с его учетом.

позиционно-чувствительных детекторов определялись положения всех продуктов реакции в фокальной плоскости спектрометра.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работах [1, 2] нами был проведен теоретический анализ экспериментальных результатов в рамках метода DWBA (Distorted Wave Born Approximation). Более корректным представляется рассмотрение реакций передачи нуклонов в рамках точного квантового описания передаваемых частиц, что возможно на основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера для волновых функций нуклонов в среднем поле ядер, движущихся по классическим траекториям [3–8]. Использование нестационарного метода обеспечивает визуализацию динамики происходящих процессов и быстроту вычислений на сетке с шагом 0.1–0.3 Фм, меньшим чем расстояние между осцилляциями плотности вероятности для одночастичных состояний. Это позволяет достаточно точно вычислять пространственную структуру волновых функций нейтронов. В дальнейшем в рамках этого метода рассмотрим реакции однеutronной передачи при взаимодействии ^{18}O и ^{181}Ta .

Структура ядер ^{18}O и ^{181}Ta определялась в оболочечной модели сферического ядра с учетом и без учета спин-орбитального взаимодействия [9] (рис. 1). Параметры потенциала Вудса–Саксона (см. табл. 1) подобраны с условием равенства энергий верхних занятых нейтронных уровней в ядрах ^{18}O и ^{181}Ta энергиям отделения нейтрона, взятым с противоположным знаком. Экспериментальные значения энергий отделения нейтронов для ядер ^{18}O и ^{181}Ta равны 8.045 и 7.576 МэВ [10].

Как видно из рис. 1, структура верхних занятых нейтронных уровней ядра ^{181}Ta в модели оболочек с учетом и без учета спин-орбитального взаимодействия достаточно близка. Для качественного понимания процесса передачи нейтрона и существенного ускорения численного решения нестационарного уравнения Шредингера не учитывался спин нейтрона, что не привело к принципиальным различиям в результатах, как и в работах [3, 7, 8].

Радиальные части $R_{nl}(r)$ волновых функций для верхних нейтронных уровней ядер ^{18}O и ^{181}Ta в оболочечной модели без учета спин-орбитального взаимодействия представлены на рис. 2.

Примеры расчета плотности вероятности волновой функции $|\psi_{nlm}(\mathbf{r})|^2$ для нейтрона на $3p$ -оболочке в ядре ^{181}Ta с проекцией углового момента $m_l = 0, \pm 1$ на ось Oz и усредненной по проекциям m_l плотности вероятности волновой функции

$$|\psi_{3p}(\mathbf{r})|^2 = \frac{1}{3} \left[|\psi_{3p m_l=0}(\mathbf{r})|^2 + |\psi_{3p m_l=+1}(\mathbf{r})|^2 + |\psi_{3p m_l=-1}(\mathbf{r})|^2 \right] \quad (1)$$

представлены на рис. 3. Волновые функции $\psi_{3p m_l=0, \pm 1}(\mathbf{r})$ использовались в качестве начальных состояний нейтрона в ходе решения нестационарного уравнения Шредингера, описывающего эволюцию волновой функции $\Psi(\mathbf{r}, t)$ внешнего нейтрона в поле сталкивающихся ядер

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + (V_1(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1(t)|) + V_2(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_2(t)|)) \Psi, \quad (2)$$

где $\mathbf{r}_1(t), \mathbf{r}_2(t)$ — радиус-векторы центров сталкивающихся ядер с массами m_1 и m_2 , движущихся по классическим траекториям; m — масса нуклона; $V_i(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t)|)$ — потенциалы среднего поля

Таблица 1. Параметры потенциала Вудса—Саксона для ядер ^{18}O и ^{181}Ta в оболочечной модели сферического ядра с учетом и без учета спин-орбитального взаимодействия [9], κ — константа спин-орбитальной связи

Ядро	$V_0^{(WS)}$, МэВ	$r_0^{(WS)}$, ФМ	$a^{(WS)}$, ФМ	$V_0^{(SO)}$, МэВ	$r_0^{(SO)}$, ФМ	$a^{(SO)}$, ФМ	κ
^{18}O	-47.350	1.347	0.7	-44.86	1.31	0.7	35
^{18}O	-52.069	1.347	0.7	—	—	—	—
^{181}Ta	-42.050	1.347	0.7	-41.35	1.31	0.7	35
^{181}Ta	-42.747	1.347	0.7	—	—	—	—

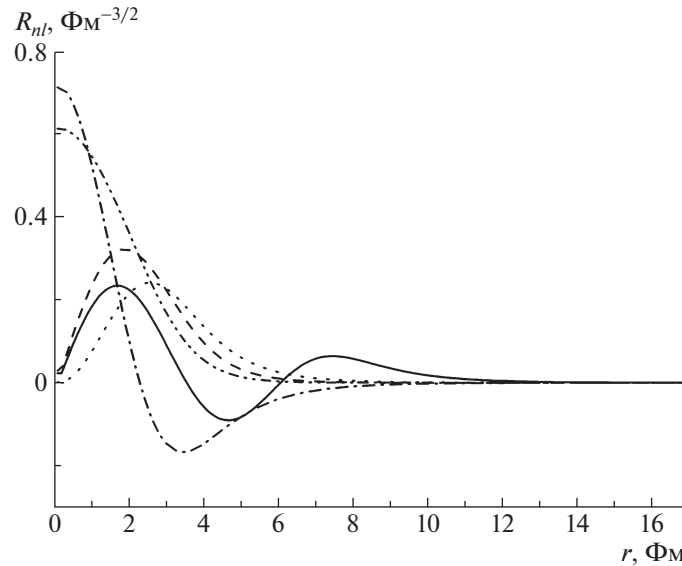


Рис. 2. Радиальные части $R_{nl}(r)$ волновых функций для верхних нейтронных уровней в оболочечной модели без учета спин-орбитального взаимодействия для состояний в ядрах ^{18}O (кривые: $1s$ — штрихпунктирная с 2 точками, $1p$ — штриховая, $1d$ — точечная, $2s$ — штрихпунктирная) и ^{181}Ta ($1p$ — сплошная кривая).

взаимодействия нейтрона с ядрами. Зависимость потенциальной энергии нейтрона от времени определяется движением ядер в системе их центра масс. Для решения уравнения (2) была использована равномерная пространственная сетка в трехмерной системе декартовых координат (x, y, z) с размерами $285 \times 200 \times 435$ точек ($85 \times 60 \times 130.5$ ФМ³). Обычно пространственная сетка для численного решения выбирается в форме прямоугольного параллелепипеда, размеры которой подбираются исходя из условий задачи. Шаг пространственной сетки был принят равным 0.3 ФМ, что много меньше размеров ядра, т.е. характерной длины, на которой сильно меняется полная волновая функция стационарных состояний и ее радиальная часть. Расчеты проводились на гетерогенном вычислительном кластере “HybriLIT” ЛИТ ОИЯИ [11].

Путем решения уравнений

$$\begin{aligned} m_1 \ddot{\mathbf{r}}_1 &= -\nabla_{\mathbf{r}_1} U(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|), \\ m_2 \ddot{\mathbf{r}}_2 &= -\nabla_{\mathbf{r}_2} U(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|) \end{aligned} \quad (3)$$

были вычислены траектории ядер ^{18}O и ^{181}Ta в системе центра масс (рис. 4а). Для выбранных траекторий касательного столкновения ядер минимальное расстояние сближения их центров R_{\min} , как видно из рисунка, было больше суммы среднеквадратичных зарядовых радиусов ядер, равной 8.12 ФМ (2.77 ФМ для ядра ^{18}O и 5.35 ФМ для ^{181}Ta [10]). Для центральной части потенциала взаимодействия ядер $U(|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|)$ в форме Вудса—Саксона были использованы те же значения параметров, что и в предыдущих расчетах по DWBA [1, 2]: $V_{N0} = -63.487$ МэВ, $R_N = 9.753$ ФМ, $a_N = 0.659$ ФМ, что дало высоту кулоновского барьера $V_B = 68.94$ МэВ. Зависимость R_{\min} от прицельного параметра b , полученная при расчете траекторий в системе центра масс для ядер ^{18}O и ^{181}Ta , представлена на рис. 4б.

С помощью проекций вектора скорости ядра снаряда ^{18}O , найденных при численном решении уравнений (3), определены углы рассеяния $\theta_{\text{ц.м}}$ в

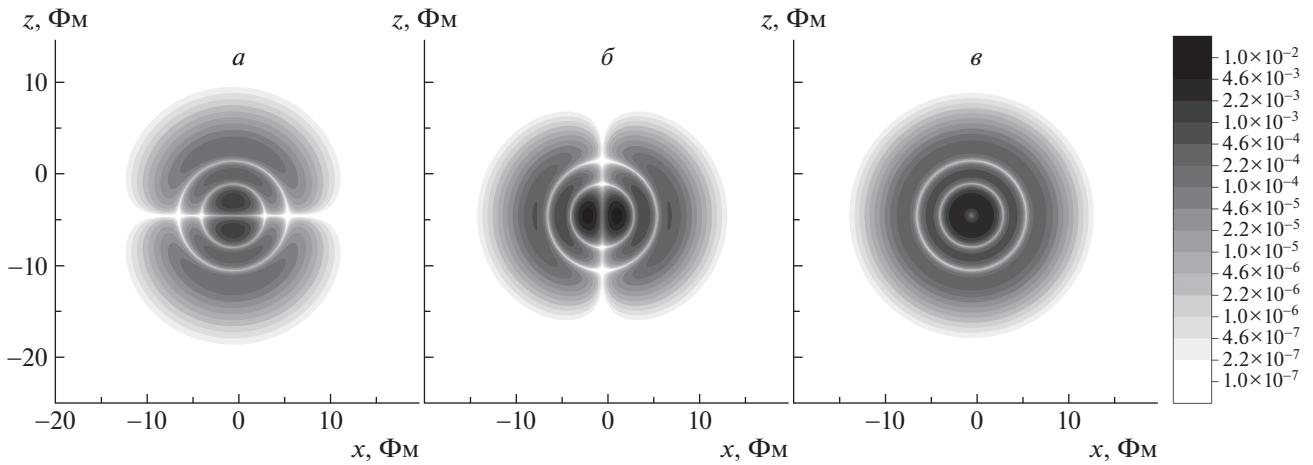


Рис. 3. Плотности вероятности волновой функции $|\Psi_{n l m_l}(\mathbf{r})|^2$ для нейтрона на $3p$ -оболочке в ядре ^{181}Ta : a — проекция углового момента $m_l = 0$; b — $m_l = \pm 1$; v — плотность вероятности нейтрона, усредненная по проекциям углового момента.

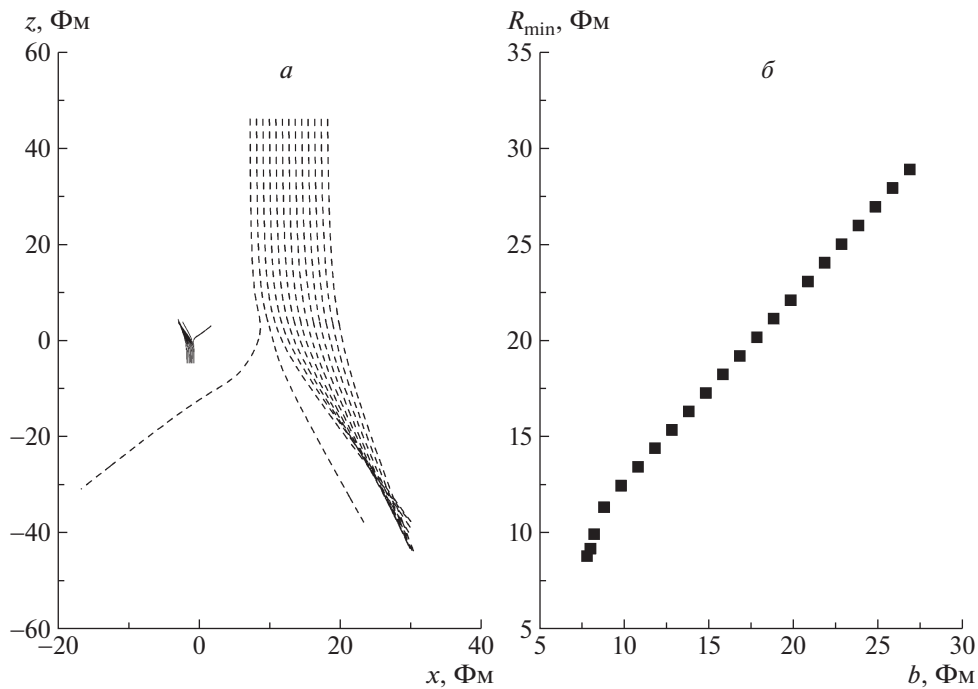


Рис. 4. Столкновения ядер ^{18}O и ^{181}Ta при энергии 10 МэВ/нуклон (163.72 МэВ в системе центра масс). a — траектории движения ядер ^{18}O (штриховые кривые) и ^{181}Ta (сплошные кривые) для прицельных параметров $b = 7.85\text{--}20.85$ Фм; b — зависимость R_{\min} от прицельного параметра b .

системе центра масс ядер и $\theta_{\text{лаб}}$ в лабораторной системе координат.

Экспериментальные дифференциальные сечения для канала передачи нейтрона с образованием изотопов кислорода получены для угла $\theta_{\text{лаб}} = 12^\circ$ ($\theta_{\text{ц.м}} = 13.9^\circ$), которому соответствуют траектории с прицельным параметром $b = 8.6$ Фм. Пример эволюции плотности вероятности внешнего нейтрона ядра ^{181}Ta в ходе касательного столкновения ^{18}O и ^{181}Ta при $b = 8.6$ Фм представлен на рис. 5.

Видно, что поток плотности с ядра ^{181}Ta в ^{18}O немного смещен относительно межъядерной оси (рис. 5а). Из-за высокой относительной скорости движения ядер нейтрон не успевает перейти в ядро ^{18}O и заселить незанятые уровни связанного состояния. Большая часть переданной плотности вероятности с течением времени отрывается от ядра ^{18}O , переходя в состояния непрерывного энергетического спектра (рис. 5б).

Для количественной оценки вероятности засе-

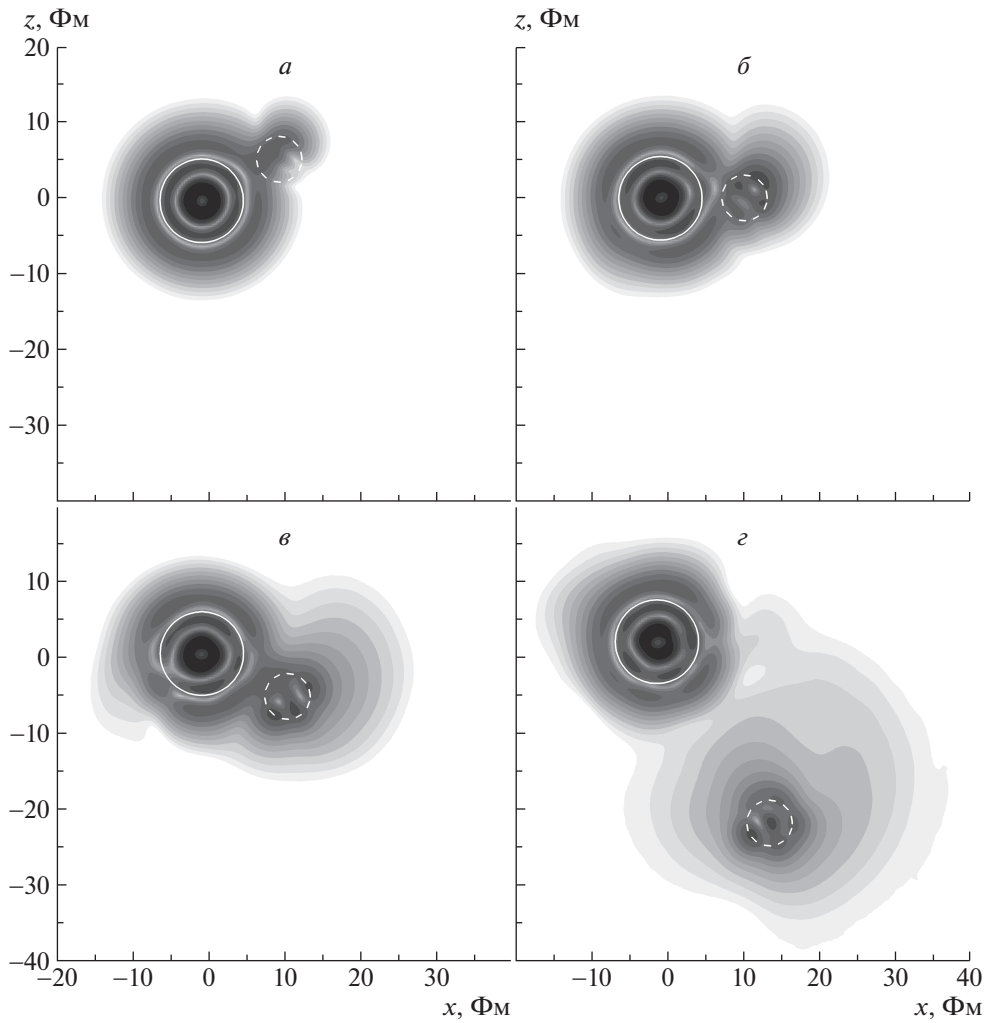


Рис. 5. Эволюция плотности вероятности внешнего нейтрона в ядре ^{181}Ta в ходе касательного столкновения ^{18}O (окружность штриховой линией) и ^{181}Ta (окружность сплошной линией). Радиусы окружностей равны среднеквадратичным зарядовым радиусам ядер, прицельный параметр $b = 8.6$ Фм, $E_{\text{ц.м}} = 163.72$ МэВ. Порядок панелей (а, б, в, г) соответствует ходу времени.

ления нейтроном в ядре-снаряде ^{18}O свободных $1p$ -, $1d$ - и $2s$ -состояний воспользуемся разложением волновой функции нейтрона по волновым функциям нейтронных состояний в движущемся со скоростью ν_1 ядре:

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \sum_{nlm_l} a_{nlm_l} \psi_{nlm_l}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) \times \exp\left(i \frac{m\nu_1 \mathbf{r}}{\hbar}\right). \quad (4)$$

Коэффициенты разложения a_{nlm_l} (комплексные числа) определяются выражением:

$$a_{nlm_l} = \int_{S_1} \left[\psi_{nlm_l}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) \times \exp\left(i \frac{m\nu_1 \mathbf{r}}{\hbar}\right) \right]^* \Psi(\mathbf{r}, t) dV, \quad (5)$$

где S_1 — шар с центром в точке $\mathbf{r}_1(t)$ и радиусом $r_1 = 10$ Фм. Квадрат модуля коэффициентов разложения a_{nlm_l} определяет вероятность, с которой переданная частица занимает состояние с квантовыми числами n, l, m_l . Таким образом, вес состояния w_{nl} вычисляется по формуле:

$$w_{nl} = \sum_{m_l=-1}^1 |a_{nlm_l}|^2. \quad (6)$$

Вероятность передачи нейтрона ядру-снаряду ^{18}O равна

$$p_{\text{tr}} = \int_{S_1} |\Psi|^2 dV. \quad (7)$$

Для столкновения $^{18}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$ при энергии $E_{\text{ц.м}} = 163.72$ МэВ и значении $b = 8.6$ Фм (рис. 5г)

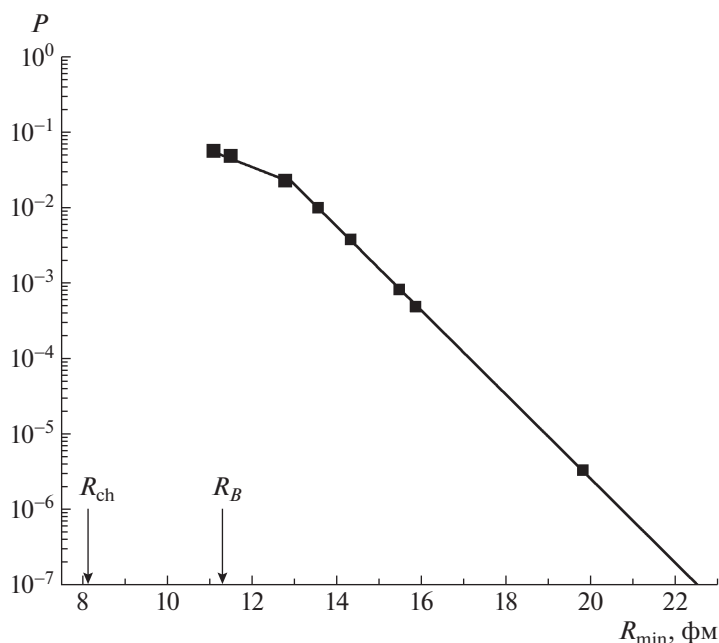


Рис. 6. Зависимость вероятности передачи нейтрона P от R_{\min} для реакции $^{181}\text{Ta}(^{18}\text{O}, ^{19}\text{O})^{180}\text{Ta}$. R_{ch} — сумма среднеквадратичных зарядовых радиусов ядер, R_B — кулоновский барьер.

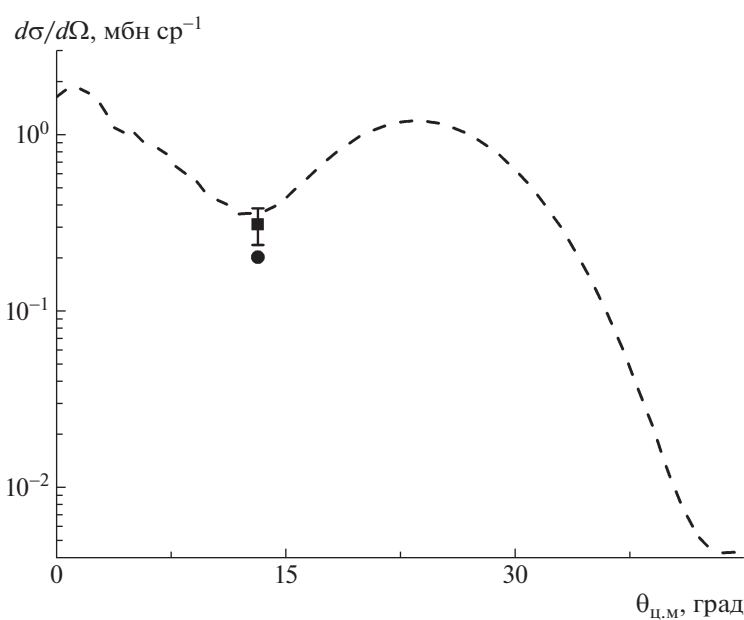


Рис. 7. Дифференциальные сечения для канала передачи нейтрона $^{181}\text{Ta}(^{18}\text{O}, ^{19}\text{O})^{180}\text{Ta}$ при энергии 10 МэВ/нуклон. ■ — эксперимент [1, 2], штриховая кривая — расчет передачи нейтрона в DWBA [1]; ● — в рамках нестационарного подхода.

вероятности заселения состояний $1p$, $1d$, $2s$ ядра ^{18}O составляют: $w_{1p}/p_{\text{tr}} \approx 0.02$, $w_{1d}/p_{\text{tr}} \approx 0.15$, $w_{2s}/p_{\text{tr}} \approx 0.26$ соответственно. Некоторая часть (около 0.57) переданного нейтронного “облака” соответствует квазистационарным состояниям ^{18}O . Вероятность заселения глубоких состояний ^{18}O довольно мала.

Для $b = 8.6$ ФМ и $R_{\min} = 10.94$ ФМ вероятность передачи нейтрона $p_{\text{tr}} = 0.056$. Зависимость этой вероятности от R_{\min} представлена на рис. 6. При больших значениях b и R_{\min} логарифм вероятности передачи линейно спадает на несколько порядков. Расчетную вероятность передачи нейтрона в ходе столкновения ядер при больших $b = 22.5$ ФМ и

$R_{\min} = 24.64$ Фм, соответствующих $\theta_{\text{ц.м}} = 13.19^\circ$, можно считать незначительной.

Экспериментальное значение дифференциального сечения для канала передачи нейтрона на $^{181}\text{Ta}(^{18}\text{O}, ^{19}\text{O})$ при $\theta_{\text{ц.м}} = 13.9^\circ$ и $E_{\text{ц.м}} = 163.72$ МэВ равно 0.309 ± 0.071 мбн (см. рис. 7), с относительной ошибкой измерения $\approx 23.1\%$ [1, 2]. Для вычисления теоретического значения дифференциального сечения передачи нейтрона воспользуемся формулой дифференциального сечения упругого рассеяния в классической механике:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\text{ц.м}}) = \frac{b(\theta_{\text{ц.м}})}{\sin \theta_{\text{ц.м}}} \left| \frac{db(\theta_{\text{ц.м}})}{d\theta_{\text{ц.м}}} \right|. \quad (8)$$

Умножив значения сечений из (8) на вероятность передачи нейтрона $p_{\text{тр}}$, получим теоретическое значение дифференциального сечения передачи нейтрона:

$$\frac{d\sigma_{\text{тр}}}{d\Omega}(\theta_{\text{ц.м}}) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\text{ц.м}}) p_{\text{тр}}(b(\theta_{\text{ц.м}})). \quad (9)$$

Для угла $\theta_{\text{ц.м}} = 13.9^\circ$ теоретическое сечение передачи нейтрона, вычисленное по формулам (8) и (9), равно 0.201 мбн.

На рис. 7 сопоставлены экспериментальное дифференциальное сечение передачи нейтрона и его теоретические значения, полученные в рамках метода DWBA [1] и решения нестационарного уравнения Шредингера. Как видно из рисунка, оба теоретических сечения близки к экспериментальному. Применение взаимно дополняющих методов, DWBA (для расчетов углового распределения сечений реакции) и нестационарного подхода (для визуализации динамики реакции и определения механизма заселения нейтронных состояний, см. рис. 7), позволило нам получить как количественное, так и качественное описание реакции передачи нейтрона.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные данные, полученные ранее на циклотроне У-400 ЛЯР ОИЯИ с помощью магнитного анализатора высокого разрешения МАВР, описаны в рамках подхода, основанного на численном решении нестационарного уравнения Шредингера. Получено близкое к экспериментальному теоретическое значение дифференциального сечения для канала передачи нейтрона $^{181}\text{Ta}(^{18}\text{O}, ^{19}\text{O})^{180}\text{Ta}$ при энергии 10 МэВ/нуклон.

Предлагаемый подход позволил описать динамику процесса передачи нейтрона и определить вероятности заселения свободных уровней в ядре ^{19}O . При энергии 10 МэВ/нуклон большая часть (около 57%) переданного нейтронного “облака” соответствует квазистационарным состояниям.

Теоретический анализ механизма передачи нейтрона в рамках нестационарного подхода показал, что при $E > 10$ МэВ/нуклон поток плотности вероятности нейтрона с ядра ^{181}Ta в ^{18}O смещен относительно межъядерной оси. Поэтому реакции при $E < 10$ МэВ/нуклон с точки зрения получения нейтронно-избыточных ядер можно считать более эффективными, поскольку в них ожидается интенсивная передача и эффективное заселение нейтронами одночастичных уровней при движении ядер с меньшими относительными скоростями, когда поток плотности вероятности не будет смещен относительно межъядерной оси.

Авторы выражают благодарность команде гетерогенного кластера ЛИТ ОИЯИ за содействие выполнению трудоемких компьютерных расчетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. К. Ажибеков, В. А. Зернышкин, В. А. Маслов, Ю. Э. Пенионжкевич, К. Мендибаев, Т. Исатаев, М. А. Науменко, Н. К. Скобелев, С. Стукалов, Д. Азнабаев, ЯФ **83**, 94 (2020) [Phys. At. Nucl. **83**, 93 (2020)].
2. Yu. E. Penionzhkevich, S. M. Lukyanov, A. K. Azhibekov, M. A. Naumenko, T. Issatayev, I. V. Kolesov, V. A. Maslov, K. Mendibayev, V. A. Zernyshkin, K. A. Kuterbekov, and A. M. Mukhambetzhani, J. Phys.: Conf. Ser. **1555**, 012031 (2020).
3. V. I. Zagrebaev, V. V. Samarin, and W. Greiner, Phys. Rev. C **75**, 035809 (2007).
4. В. И. Загребаев, В. В. Самарин, ЯФ **70**, 1038 (2007) [Phys. At. Nucl. **70**, 1003 (2007)].
5. В. В. Самарин, Изв. РАН. Сер. физ. **84**, 1197 (2020) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **84**, 990 (2020)].
6. В. В. Самарин, ЯФ **81**, 458 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 486 (2018)].
7. А. К. Azhibekov, V. V. Samarin, and K. A. Kuterbekov, Eurasian J. Phys. Funct. Mater. **4**, 19 (2020).
8. А. К. Azhibekov, V. V. Samarin, and K. A. Kuterbekov, Chin. J. Phys. **65**, 292 (2020).
9. А. К. Azhibekov, V. V. Samarin, K. A. Kuterbekov, and M. A. Naumenko, Eurasian J. Phys. Funct. Mater. **3**, 307 (2019).
10. NRV Web Knowledge Base on Low-Energy Nuclear Physics; <http://nrw.jinr.ru/>
11. Гетерогенный вычислительный кластер “HybriLIT” Лаборатории информационных технологий ОИЯИ; <http://hybrilit.jinr.ru/>

**DYNAMICS OF NEUTRON TRANSFER IN REACTION $^{181}\text{Ta}(^{18}\text{O}, ^{19}\text{O})$
AT ENERGY 10 MeV/NUCLEON**

**A. K. Azhibekov^{1),2),3)}, Yu. E. Penionzhkevich^{1),4)}, S. M. Lukyanov¹⁾, T. Issatayev^{1),3),5)},
V. A. Maslov¹⁾, K. Mendibayev^{1),3)}, M. A. Naumenko¹⁾, N. K. Skobelev¹⁾,
K. A. Kuterbekov⁵⁾, A. M. Mukhambetzhan²⁾**

¹⁾Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

²⁾Korkyt Ata Kyzylorda University, Kyzylorda, Kazakhstan

*³⁾Institute of Nuclear Physics, Ministry of Energy of the Republic of Kazakhstan,
Almaty, Kazakhstan*

⁴⁾National Research Nuclear University "MEPhI", Moscow, Russia

⁵⁾L.N. Gumilyov Eurasian National University, Nur-Sultan, Kazakhstan

This paper presents an analysis of the results of experiment with a high-resolution magnetic spectrometer (MAVR) on neutron transfer in the reaction $^{18}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$ at projectile energy 10 MeV/nucleon. The theoretical analysis of the neutron transfer mechanism was carried out within the framework of the time-dependent approach (based on the solution of the time-dependent Schrödinger equation). The dynamics of neutron transfer process was described and the probabilities of population of free neutron levels in the ^{19}O nucleus were determined.