

## ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ИЗОТОПОВ ЛЕГКИХ ЯДЕР В РЕАКЦИИ $^{18}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$

© 2020 г. А. К. Ажибеков<sup>1),2)\*</sup>, В. А. Зернышкин<sup>1)</sup>, В. А. Маслов<sup>1)</sup>,  
Ю. Э. Пенионжкевич<sup>1),3)</sup>, К. Мендибаев<sup>1),2)</sup>, Т. Исатаев<sup>1),2)</sup>,  
М. А. Науменко<sup>1)</sup>, Н. К. Скобелев<sup>1)</sup>, С. Стукалов<sup>1)</sup>, Д. Азнабаев<sup>1),2)</sup>

Поступила в редакцию 22.07.2019 г.; после доработки 22.07.2019 г.; принята к публикации 22.07.2019 г.

В настоящей работе представлены результаты экспериментов на магнитном спектрометре высокого разрешения (МАВР). С помощью установки МАВР измерены дифференциальные сечения образования изотопов кислорода в реакции  $^{18}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$  при энергии ядра-снаряда 10 МэВ/нуклон. Проведен теоретический анализ выходов продуктов реакции в рамках метода искаженных волн в борновском приближении с конечным радиусом взаимодействия с помощью программы FRESKO. Вычислены теоретические дифференциальные сечения для последовательных нейтронных передач. Изучены вклады механизмов последовательной передачи нейтронов и динейтронных кластеров в сечения образования нейтроноизбыточных изотопов кислорода  $^{20,22,24}\text{O}$ .

DOI: 10.31857/S0044002720010031

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Получение ядер, удаленных от области стабильности, в реакциях многонуклонных передач — одно из перспективных направлений ядерной физики. Основная особенность данных реакций — это статистический характер процессов обмена нуклонами между ядрами, что порождает множество каналов распада системы, в которых образуются десятки различных изотопов. С определенной вероятностью может быть реализована любая конфигурация системы, совместимая с законами сохранения энергии, числа нуклонов и заряда. Первые эксперименты, в которых наблюдалась передача значительного числа нуклонов, были выполнены в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ в 1963–1969 гг. [1, 2]. В дальнейшем в реакциях  $^{181}\text{Ta} + ^{40}\text{Ar}$  (190 МэВ),  $^{181}\text{Ta} + ^{86}\text{Kr}$  (550 МэВ) и  $^{181}\text{Ta} + ^{136}\text{Xe}$  (840 МэВ) с использованием магнитной спектрометрии было зарегистрировано большое число изотопов, образование которых могло быть обусловлено передачей от ядра к ядру до двух десятков нуклонов [3]. Это показало эффективность реакций многонуклонных передач для получения ядер, удаленных от области стабильности.

В настоящей работе исследуется вклад механизмов последовательной передачи нуклонов и кластерных передач при образовании нейтроноизбыточных изотопов.

### 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент проводился на пучках ионов  $^{18}\text{O}$  с энергией 10 МэВ/нуклон на циклотроне У-400 ЛЯР ОИЯИ. Интенсивность пучка  $^{18}\text{O}$  составляла 100 нА. Пучок выводился на мишень  $^{181}\text{Ta}$  толщиной  $d = 4$  мкм. Измерения проводились под углом  $12^\circ$  к оси пучка в лабораторной системе. Продукты реакций после вылета из мишени сепарировались и регистрировались с помощью магнитного спектрометра МАВР [4]. Схема эксперимента МАВР представлена на рис. 1.

Дублет квадрупольных линз (Q1–Q2) фокусировал интересующие нас изотопы ядер на вход в магнит, что позволяло увеличить захватываемый телесный угол анализатора. Калибровка телесного угла установки МАВР проводилась измерением упруго рассеянных на мишени ядер пучка  $^{18}\text{O}$  в фокальной плоскости анализатора МАВР. При углах, меньших угла касательных столкновений для данной реакции (около  $28^\circ$ ), сечение упругого рассеяния можно рассчитать по формуле Резерфорда. Следовательно, учитывая, что измерения проводились под углом  $12^\circ < 28^\circ$ , телесный угол установки МАВР был оценен согласно выражению

$$\Omega_{\text{setup}} = \frac{N_{\text{els}}}{N_{\text{beam}} n_{\text{targ}}} \left[ \frac{d\sigma_{\text{R}}}{d\Omega}(\theta_{\text{setup}}) \right]^{-1}, \quad (1)$$

<sup>1)</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

<sup>2)</sup>Евразийский национальный университет им. Л. Н. Гумилева, Нур-Султан, Казахстан.

<sup>3)</sup>Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

\*E-mail: azhibekoaidos@mail.ru

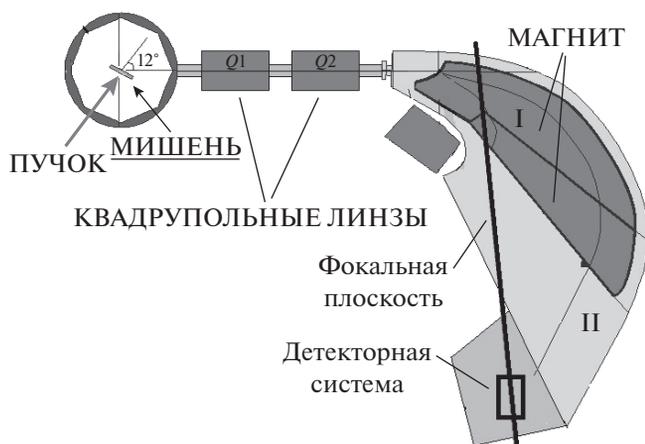


Рис. 1. Схема эксперимента на магнитном анализаторе высокого разрешения (МАВР).

где  $N_{\text{els}}$  — число зарегистрированных событий упругого рассеяния пучка  $^{18}\text{O}$  на ядрах танталовой мишени,  $N_{\text{beam}}$  — число частиц пучка, зарегистрированных на мишени,  $n_{\text{targ}}$  — число ядер мишени на единицу площади, сечение Резерфорда

$$\frac{dG_R}{d\Omega}(\theta_{\text{setup}}) = \left( \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta_{\text{setup}}/2)}, \quad (2)$$

$$\vartheta_{\text{setup}} = 12^\circ.$$

Определенный таким образом телесный угол установки составил величину 1.5 мср.

Регистрация и идентификация продуктов реакции в фокальной плоскости спектрометра осуществлялась детекторной системой, состоящей из двух кремниевых телескопов, находящихся на расстоянии 25 см друг от друга. Первый телескоп состоял из  $dE$ -детектора толщиной 50 мкм и  $E$ -детектора толщиной 1 мм, толщины детекторов второго телескопа составляли 100 мкм и 1 мм для  $dE$ - и  $E$ -детекторов соответственно. Толщина детекторов подбиралась из условия оптимального разрешения изотопов кислорода. На рис. 2 представлены идентификационные двумерные  $dE$ - $E$ -матрицы исследуемых изотопов. Рисунки 2а, 2б демонстрируют хорошее разрешение для изотопов  $^{16}\text{O}$ ,  $^{17}\text{O}$ ,  $^{19}\text{O}$ ,  $^{20}\text{O}$ ,  $^{21}\text{O}$ ,  $^{22}\text{O}$ .

Таблица 1. Дифференциальные сечения образования изотопов кислорода в реакции  $^{18}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$  при угле установки  $12^\circ$

	$^{16}\text{O}$	$^{17}\text{O}$	$^{19}\text{O}$	$^{20}\text{O}$	$^{21}\text{O}$	$^{22}\text{O}$
$d\sigma/d\Omega$ , мбн/ср	0.899	0.465	0.309	0.048	0.005	0.001
$\Delta\sigma/\sigma$	0.123	0.108	0.223	0.231	0.23	0.227

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для получения дифференциальных сечений выхода изотопов кислорода была измерена зависимость выходов данных изотопов от магнитного поля установки МАВР (рис. 3).

Полный выход каждого из изотопов в данной реакции был вычислен интегрированием распределения выходов изотопов  $P(B\rho)$ :

$$P(B\rho) = \frac{k_B}{\Delta(B\rho)}$$

в зависимости от магнитной жесткости, где  $k_B$  — число зарегистрированных событий реакции для определенной величины магнитного поля  $B$ ,  $\Delta(B\rho)$  — линейный размер детектора, выраженный в единицах магнитной жесткости.

Для этого исходные зависимости выходов изотопов были нормированы на интеграл пучка и на линейный размер детектора, выраженный в единицах магнитной жесткости, после чего полученные спектры были профитированы функцией Гаусса и проинтегрированы, чтобы получить полный выход изотопа  $N_{\text{isot}}$ , как показано на рис. 4 в случае регистрации изотопа  $^{17}\text{O}$ .

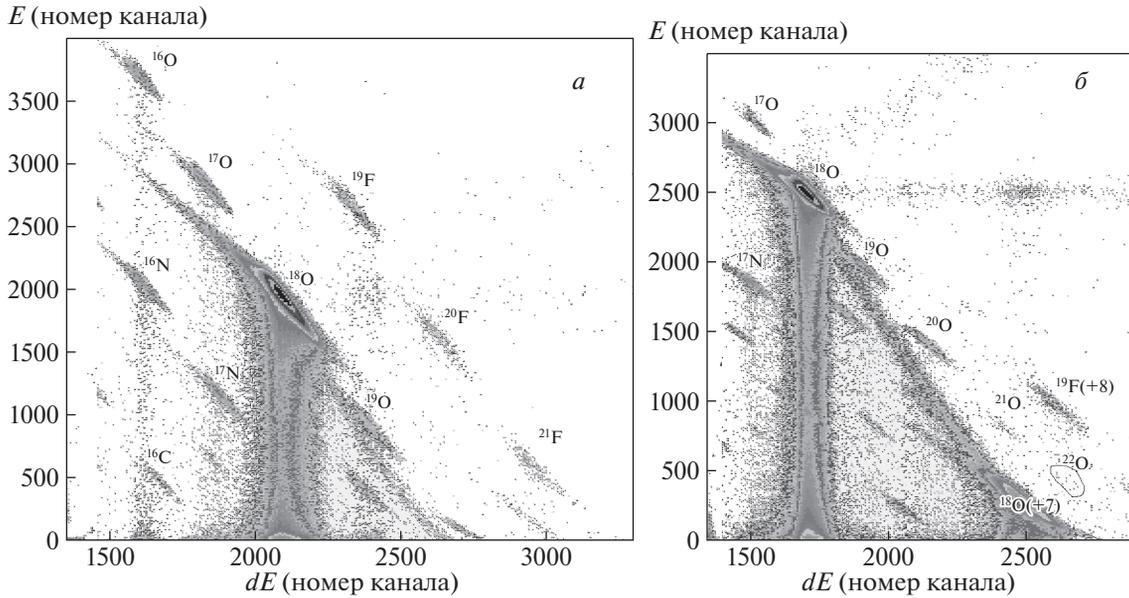
Дифференциальные сечения выхода изотопов легких элементов были рассчитаны по формуле

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\text{setup}}) = \frac{N_{\text{isot}}}{N_{\text{beam}} n_{\text{targ}} \Omega_{\text{setup}}}. \quad (3)$$

Полученные значения дифференциальных сечений образования изотопов кислорода в реакции  $^{18}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$  представлены в табл. 1. Относительная ошибка измерения дифференциальных сечений была вычислена как относительная ошибка аппроксимации распределения выходов изотопов и составила величину меньше 0.231.

### 4. АНАЛИЗ НУКЛОННЫХ ПЕРЕДАЧ МЕТОДОМ DWBA

Теоретический анализ каналов реакции  $^{181}\text{Ta}(^{18}\text{O}, ^{19-22}\text{O})X$  при энергии ядра-снаряда 10 МэВ/нуклон был проведен в программе FRESCO [5]. Ядро  $^{181}\text{Ta}$  является деформированным (вероятно, из-за наличия неспаренного протона), для расчета одночастичных нейтронных уровней было использовано значение параметра квадрупольной деформации  $\beta_2 = 0.25$  [6]. Энергия отделения нейтрона для ядра  $^{181}\text{Ta}$  равна 7.58 МэВ, значение спина и четности ядра  $7/2^+$ . Верхние нейтронные уровни в модели деформированного и сферического ядер приведены на рис. 5. В процессе взаимодействия с ядром  $^{18}\text{O}$  высока вероятность передачи внешних нейтронов, в частности, с



**Рис. 2.** Идентификационные  $dE-E$ -матрицы, полученные в фокальной плоскости анализатора МАВР. Рисунок *a* получен для нейтронодефицитных продуктов при магнитной жесткости пучка  $B\rho < B\rho_{\text{beam}}$ , *б* — при магнитной жесткости пучка  $B\rho > B\rho_{\text{beam}}$  для нейтроноизбыточных продуктов.

уровней деформированного ядра  $^{181}\text{Ta}$  (рис. 5*б*) с энергиями от  $-7.5$  МэВ до  $-9$  МэВ. С целью усреднения вероятности передачи нейтронов с одного из верхних четырех нейтронных уровней деформированного ядра будем использовать модель сферического ядра (рис. 5*а*, 5*б*), согласно которой на верхнем уровне  $1i_{13/2}$  ядра  $^{181}\text{Ta}$  находится восемь нейтронов.

Используя модель сферического ядра для опи-

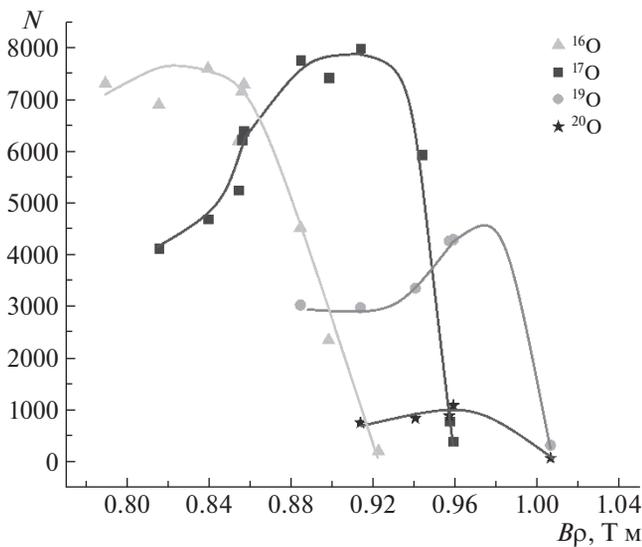
сания структуры ядер, были вычислены дифференциальные сечения передачи нейтронов с уровня  $1i_{13/2}$  в ядре  $^{181}\text{Ta}$  на частично свободный уровень  $1d_{5/2}$  в ядре  $^{18}\text{O}$ . В наших расчетах передачи нейтронов происходили последовательно. Все расчеты проведены в рамках метода искаженных волн в борновском приближении с конечным радиусом взаимодействия (Finite range distorted wave Born approximation FR — DWBA), реализованного в коде FRESKO [5].

В качестве потенциала для точного квантового описания относительного движения ядер во входном и выходных каналах реакции использован оптический потенциал Вудса—Саксона. Параметры потенциала вычислены с помощью параметризации, предложенной для ядро-ядерного потенциала авторами работы [7].

В ходе расчетов мы варьировали глубину мнимой части оптического потенциала для удовлетворительного описания наших экспериментальных данных (табл. 2). Для всех потенциалов значение параметра радиуса кулоновского потенциала было выбрано  $r_c = 1.3$  фм. С помощью потенциалов входного и выходного каналов вычислялись искаженные волны, в то время как механизм реакции  $A + b \rightarrow a + B$  ( $A = a + v, B = b + v$ ) определялся волновой функцией передаваемого нуклона и/или кластера.

Основа расчетов по методу DWBA заключается в вычислении амплитуды передачи:

$$T_{\text{prior}} = \int dR_\alpha dR_\beta \chi_\beta^{(-)}(R_\beta) \times \quad (4)$$



**Рис. 3.** Зависимости выходов изотопов  $^{16,17,19,20}\text{O}$  в реакции  $^{18}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$  от магнитной жесткости частиц (Т м).

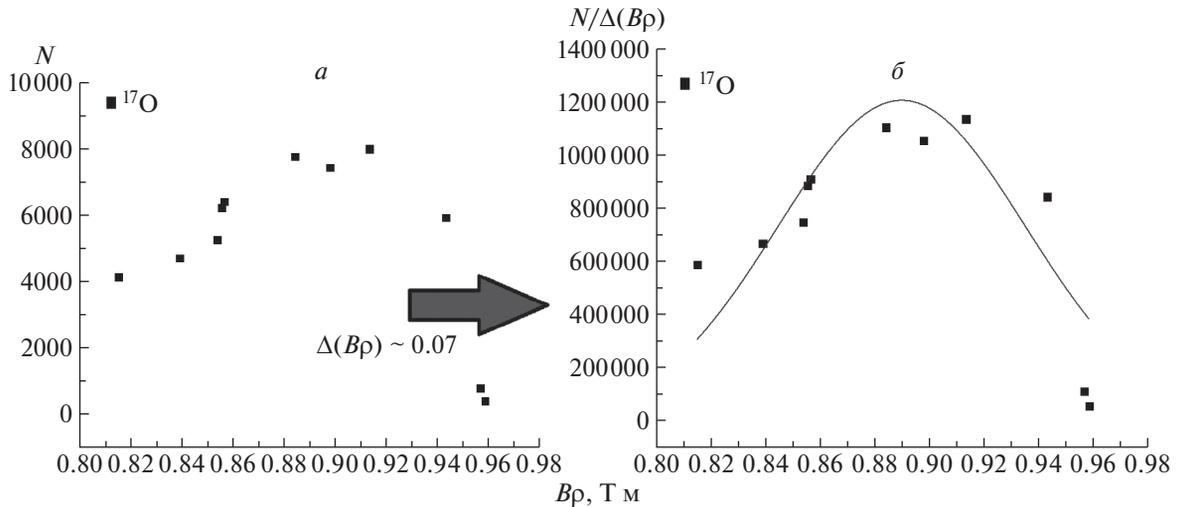


Рис. 4. Пример обработки спектра изотопа  $^{17}\text{O}$ . а — Исходный спектр, нормированный на интеграл пучка. б — График плотности распределения изотопа  $^{17}\text{O}$  в зависимости от магнитной жесткости частицы при различной величине магнитного поля.

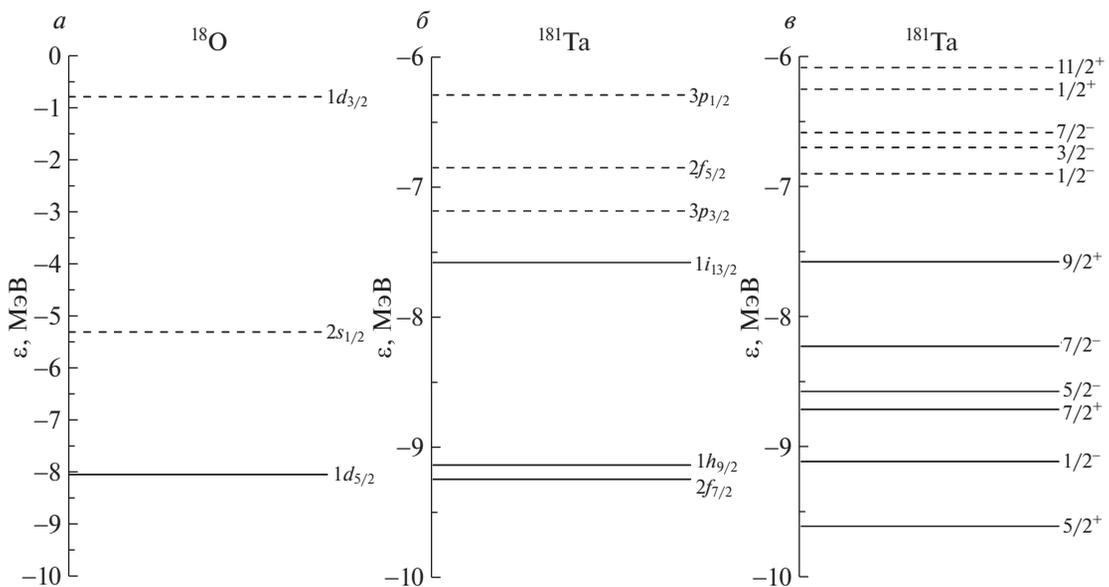


Рис. 5. Верхние нейтронные уровни в модели сферического ядра  $^{18}\text{O}$  (а), сферического (б) и слабдеформированного (в) ядра  $^{181}\text{Ta}$ .

$$\times I_{\beta\alpha}(R_\beta, R_\alpha)\chi_\alpha^{(+)}(R_\alpha),$$

$$I_{\beta\alpha}(R_\beta, R_\alpha) = (\phi_a\phi_b|V_{vb} + U_{ab} - U_\alpha|\phi_A\phi_b).$$

В формуле (4) внутренние волновые функции для начальных ( $\phi_A\phi_b$ ) и конечных ядер ( $\phi_a\phi_B$ ) играют важную роль в определении амплитуды передачи. Для определения внутренних волновых функций необходимо знать спин-четность состояний остаточного и “составного” ядра, момент импульса  $l$  переданной частицы относительно “кора” ядра и количество узлов  $N$  в радиальной волновой функции.

Внутренняя волновая функция с заданными квантовыми числами находилась при варьировании

глубины потенциала Вудса–Саксона с фиксированной “геометрией” (радиусом  $r_0^{\text{WS}} = 1.347$  фм,  $r_0^{\text{SO}} = 1.131$  фм и диффузностью  $a^{\text{WS}} = a^{\text{SO}} = 0.7$  фм) вплоть до достижения равенства между энергией отделения частицы и взятой с противоположным знаком энергией соответствующего уровня частицы.

Приведенные в табл. 3 спектроскопические амплитуды для последовательных передач нейтронов являются свободными параметрами расчета и приводят к хорошему согласию теоретических значений сечений с экспериментальными данными. На рис. 6 представлены результаты теоретических расчетов сечений для последовательных передач

**Таблица 2.** Параметры оптического потенциала

Канал реакции	$V_0$ , МэВ	$r_0$ , фм	$a_0$ , фм	$W_0$ , МэВ	$r_W$ , фм	$a_W$ , фм
$^{18}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$	63.519	1.178	0.660	16.88	1.178	0.660
$^{19}\text{O} + ^{180}\text{Ta}$	63.457	1.178	0.661	6.864	1.178	0.661
$^{20}\text{O} + ^{179}\text{Ta}$	63.457	1.178	0.661	0.902	1.178	0.661
$^{21}\text{O} + ^{178}\text{Ta}$	63.574	1.178	0.664	0.909	1.178	0.664
$^{22}\text{O} + ^{177}\text{Ta}$	63.574	1.178	0.664	0.909	1.178	0.664

нейтронов в реакции  $^{18}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$  с образованием изотопов  $^{19-22}\text{O}$  при энергии 10 МэВ/нуклон. Все теоретически вычисленные дифференциальные сечения согласуются с представленными экспериментальными данными.

В работе [8] в угловых распределениях для основного состояния  $^{16}\text{O}$  в канале реакции  $^{94}\text{Mo}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})$  имеются характерные области с повышенными значениями сечений. Такое поведение углового распределения объясняется в классическом подходе. Каждый угол рассеяния связан с классической траекторией и прицельным параметром. Сечение мало под малыми углами (большие прицельные параметры) и снова падает под большими углами из-за поглощения при малых прицельных параметрах. В работе [9] угловые распределения также имеют колоколообразную форму. Подобные пики были получены и нами в расчетах угловых распределений для передачи нейтронов в реакции  $^{18}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$  в рамках метода DWBA (рис. 6).

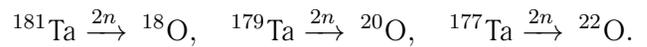
В реакции  $^{18}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$  с образованием изотопов  $^{20,22,24}\text{O}$  возможны последовательные передачи нейтронов и динейтронных кластеров. Упомянутые выше характерные пики в угловых распределениях для основных состояний  $^{20,22,24}\text{O}$  появляются при учете кластерной корреляции двух нейтронов (рис. 7, 8).

Для оценки возможности образования изотопа  $^{24}\text{O}$  в реакции  $^{18}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$  при энергии мы провели теоретический анализ канала  $^{181}\text{Ta}(^{18}\text{O}, ^{24}\text{O})^{175}\text{Ta}$

**Таблица 3.** Спектроскопические амплитуды для реакций передач нейтронов

Перекрытие	Спектроскопическая амплитуда	Перекрытие	Спектроскопическая амплитуда
$\langle ^{18}\text{O}   ^{19}\text{O} \rangle_{\text{g.s.}}$	0.45	$\langle ^{181}\text{Ta}   ^{180}\text{Ta} \rangle_{\text{g.s.}}$	0.45
$\langle ^{19}\text{O}   ^{20}\text{O} \rangle_{\text{g.s.}}$	1.80	$\langle ^{180}\text{Ta}   ^{179}\text{Ta} \rangle_{\text{g.s.}}$	1.80
$\langle ^{20}\text{O}   ^{21}\text{O} \rangle_{\text{g.s.}}$	1.32	$\langle ^{179}\text{Ta}   ^{178}\text{Ta} \rangle_{\text{g.s.}}$	1.32
$\langle ^{21}\text{O}   ^{22}\text{O} \rangle_{\text{g.s.}}$	1.60	$\langle ^{178}\text{Ta}   ^{177}\text{Ta} \rangle_{\text{g.s.}}$	1.60

как последовательной передачи трех динейтронов по схеме:



Параметры потенциала для входного и выходных каналов представлены в табл. 4.

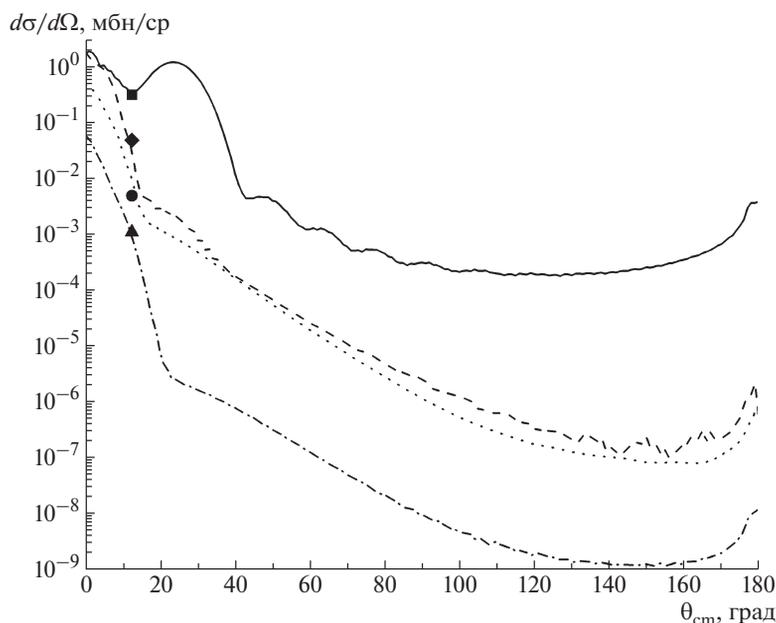
Для задания квантовых чисел кластеров использовалась одночастичная модель оболочек, т.е. кластер рассматривался как бесструктурная частица, характеризующаяся квантовыми числами центра масс относительно остова [10]. Когда  $x$  нуклонов в состояниях  $(n_i, l_i)$  преобразуются в кластер с внутренним состоянием  $(\nu, \lambda)$ , центр масс кластера будет находиться в состоянии  $(N, l)$ . Квантовое состояние центра масс кластера  $(N, l)$  для внутреннего  $1s$ -состояния  $(\nu = 1, \lambda = 0)$  удовлетворяет соотношению

$$2(N - 1) + l = \sum_1^x 2(n_i - 1) + l_i. \quad (5)$$

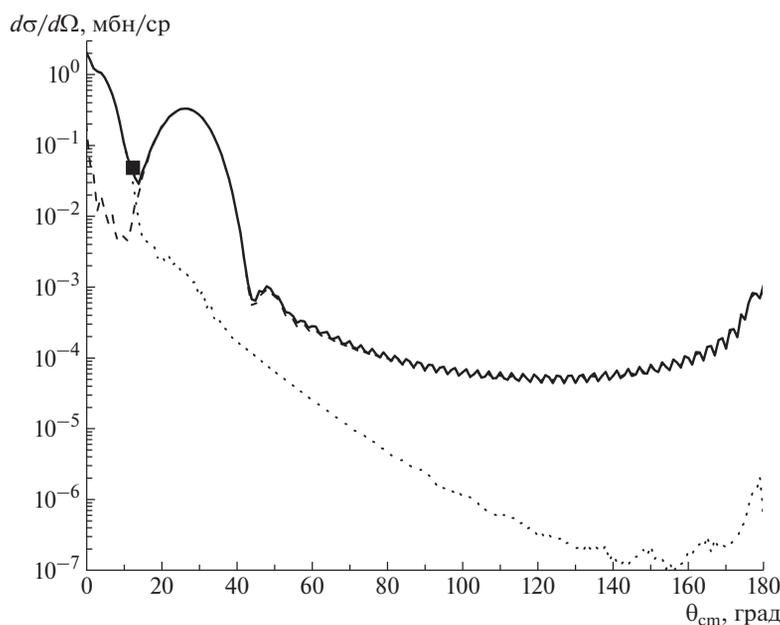
В наших расчетах нейтроны, образующие динейтронный кластер ( $x = 2$ ), занимают  $1d$ - и  $2s$ -оболочки в ядре  $^{24}\text{O}$  и  $1i$ -оболочку в ядре  $^{181}\text{Ta}$ . Квантовое состояние центра масс динейтрона  $(N, l, j)$  в ядрах  $^{20,22,24}\text{O}$  равно  $3s_0$ , в ядре  $^{181}\text{Ta} - 7s_0$ . Спектроскопические амплитуды для последовательных передач динейтронов представлены в табл. 5.

Так как образование изотопов  $^{20,22,24}\text{O}$  в реакции  $^{18}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$  может происходить за счет последовательных передач нейтронов или динейтронных кластеров, мы учли вклады обоих механизмов в сечение реакции. На рис. 7 представлены теоретические расчеты дифференциального сечения для канала реакции  $^{181}\text{Ta}(^{18}\text{O}, ^{20}\text{O})^{179}\text{Ta}$  с учетом механизмов передачи двух нейтронов и динейтронного кластера. Согласно расчетам в рамках метода искаженных волн в борновском приближении с конечным радиусом взаимодействия, при задних углах передача динейтрона доминирует в механизме образования изотопа  $^{20}\text{O}$  в реакции  $^{18}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$ .

На рис. 8 представлены результаты теоретического анализа каналов передачи нейтронов и



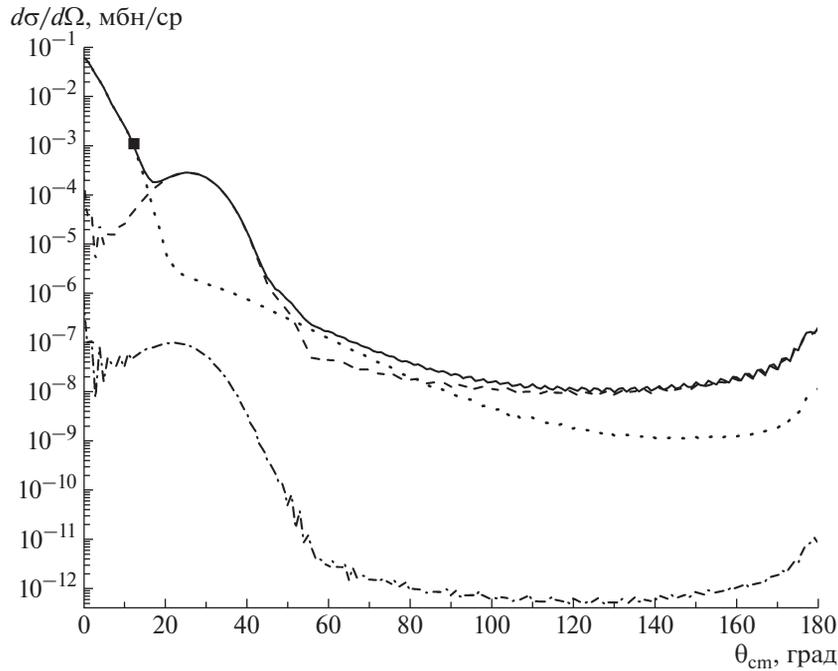
**Рис. 6.** Дифференциальные сечения для каналов передачи нейтронов в реакции  $^{18}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$  при энергии 10 МэВ/нуклон с образованием  $^{19-22}\text{O}$ .  $^{181}\text{Ta}(^{18}\text{O}, ^{19}\text{O})^{180}\text{Ta}$ : ■ — эксперимент, сплошная кривая — расчеты передачи одного нейтрона.  $^{181}\text{Ta}(^{18}\text{O}, ^{20}\text{O})^{179}\text{Ta}$ : ◆ — эксперимент, штриховая кривая — расчеты последовательной передачи двух нейтронов.  $^{181}\text{Ta}(^{18}\text{O}, ^{21}\text{O})^{178}\text{Ta}$ : ● — эксперимент, точечная кривая — расчеты последовательной передачи трех нейтронов.  $^{181}\text{Ta}(^{18}\text{O}, ^{22}\text{O})^{177}\text{Ta}$ : ▲ — эксперимент, штрихпунктирная кривая — расчеты последовательной передачи четырех нейтронов.



**Рис. 7.** Вклады механизмов передачи нейтрона и динейтрона в канале реакции  $^{181}\text{Ta}(^{18}\text{O}, ^{20}\text{O})^{179}\text{Ta}$ . Точка ■ — эксперимент. Кривые: точечная — сечение последовательной передачи двух нейтронов, штриховая — сечение передачи динейтрона, сплошная — сечение с учетом обоих механизмов.

динейтронов  $^{181}\text{Ta}(^{18}\text{O}, ^{22,24}\text{O})^{177,175}\text{Ta}$ . Видно, что механизм образования  $^{22}\text{O}$  подобен  $^{20}\text{O}$ . Теоретические расчеты указывают на то, что вклады передачи динейтронов в сечение образования  $^{22}\text{O}$  в реакции  $^{18}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$  более вероятны. Форма теоретической кривой для  $^{24}\text{O}$  позволяет сделать

вывод, что механизм образования данного изотопа подобен механизму образования изотопов  $^{20,22}\text{O}$ . Следовательно, в сечении будут доминировать механизмы кластерных передач. Кроме того, можно ожидать, что сечение образование изотопа  $^{24}\text{O}$  будет в пределах  $10^{-7}$ – $10^{-8}$  мбн/ср в области



**Рис. 8.** Вклады механизмов передачи четырех нейтронов и двух динейтронов в канал реакции  $^{181}\text{Ta}(^{18}\text{O}, ^{22}\text{O})^{177}\text{Ta}$ . Точка ■ — эксперимент. Кривые: точечная — расчетное дифференциальное сечение последовательной передачи четырех нейтронов, штриховая — расчетное дифференциальное сечение передачи двух динейтронов, сплошная — дифференциальное сечение канала  $^{181}\text{Ta}(^{18}\text{O}, ^{22}\text{O})^{177}\text{Ta}$  с учетом обоих механизмов, штрихпунктирная — расчетное дифференциальное сечение передачи трех динейтронов в канале реакции  $^{181}\text{Ta}(^{18}\text{O}, ^{24}\text{O})^{175}\text{Ta}$ .

**Таблица 4.** Параметры оптического потенциала, использованные в расчетах сечений динейтронных передач

Канал реакции	$V_0$ , МэВ	$r_0$ , фм	$a_0$ , фм	$W_0$ , МэВ	$r_W$ , фм	$a_W$ , фм
$^{18}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$	63.519	1.178	0.660	30.880	1.178	0.660
$^{20}\text{O} + ^{179}\text{Ta}$	63.479	1.178	0.663	30.870	1.178	0.663
$^{22}\text{O} + ^{177}\text{Ta}$	63.735	1.178	0.666	30.860	1.178	0.666
$^{24}\text{O} + ^{175}\text{Ta}$	64.227	1.178	0.669	16.057	1.178	0.669

**Таблица 5.** Спектроскопические амплитуды для реакций передач динейтрона

Перекрытие	Спектроскопическая амплитуда	Перекрытие	Спектроскопическая амплитуда
$\langle ^{18}\text{O}   ^{20}\text{O} \rangle_{\text{g.s.}}$	0.65	$\langle ^{181}\text{Ta}   ^{179}\text{Ta} \rangle_{\text{g.s.}}$	0.65
$\langle ^{20}\text{O}   ^{22}\text{O} \rangle_{\text{g.s.}}$	1.00	$\langle ^{179}\text{Ta}   ^{177}\text{Ta} \rangle_{\text{g.s.}}$	1.00
$\langle ^{22}\text{O}   ^{24}\text{O} \rangle_{\text{g.s.}}$	1.00	$\langle ^{177}\text{Ta}   ^{175}\text{Ta} \rangle_{\text{g.s.}}$	1.00

углов до  $40^\circ$  в с.с.м. и порядка  $10^{-8}$ – $10^{-12}$  мбн/ср до  $180^\circ$  в с.с.м. В целом, теоретические расчеты дифференциальных сечений хорошо согласуются с экспериментальными данными.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлены результаты экспериментов на магнитном спектрометре высокого разрешения МАВР. Показано, что установка позволяет измерять сечения образования изотопов вплоть до 1 мбн/ср и разрешением с точностью до изотопа. С помощью установки МАВР измерены дифференциальные сечения образования изотопов кислорода в реакции  $^{18}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$  при энергии ядра-снаряда 10 МэВ/нуклон. Проведен теоретический анализ данной реакции в рамках метода искаженных волн в борновском приближении с конечным радиусом взаимодействия с помощью программы FRESKO. Вычислены теоретические дифференциальные сечения для последовательных нейтронных передач в каналах реакции  $^{181}\text{Ta}(^{18}\text{O},$

$^{19-22}\text{O}$ ) $^{180-177}\text{Ta}$ . Изучены вклады механизмов последовательной передачи нейтронов и динейтронных кластеров в сечения образования нейтроноизбыточных изотопов кислорода  $^{20,22,24}\text{O}$ . Теоретические расчеты в рамках FR-DWBA указывают на то, что в реакции  $^{18}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$  с образованием изотопов  $^{20,22,24}\text{O}$  более вероятен механизм кластерных передач. Полученные теоретические значения сечений в целом хорошо согласуются с экспериментальными данными.

В заключение авторы выражают благодарность И.В. Колесову за большую работу по запуску магнитного анализатора высокого разрешения (МАВР) и С.М. Лукьянову за помощь в проведении эксперимента.

Настоящая работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 17-12-01170.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. W. Grochulski, T. Kwiecinska, Lian Go-chan, E. Lozynski, J. Maly, L. K. Tarasov, and V. V. Volkov, in *Proceedings of the Third Conference on Reactions between Complex Nuclei, Asilomar, California* (1963).
2. A. G. Artukh, G. F. Gridnev, V. L. Mikheev, and V. V. Volkov, *Nucl. Phys. A* **137**, 348 (1969).
3. Ю. Ц. Оганесян, Ю. Э. Пенионжкевич, Нгуен Так Ань, Д. М. Надкарни, К. А. Гаврилов, Ким Де Ен, М. Юссонуа, *ЯФ* **18**, 734 (1973).
4. В. А. Зернышкин, В. А. Маслов, Ю. Э. Пенионжкевич, В. И. Казака, И. В. Колесов, О. Б. Тарасов, *Письма в ЭЧАЯ* **15**, 421 (2018) [*Phys. Part. Nucl. Lett.* **15**, 531 (2018)].
5. I. J. Thompson, *Comput. Phys. Rep.* **7**, 167 (1988), <http://www.fresco.org.uk>
6. Centre for Photonuclear Experiments Data, <http://cdfc.sinp.msu.ru/services/radchart/radmain.html>
7. R. O. Akyüz and A. Winther, in *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", 1979*, Ed. by R. A. Broglia, R. A. Ricci, and C. H. Dasso (North-Holland, Amsterdam, 1981).
8. C. Chasman, S. Cochavi, M. J. LeVine, and A. Z. Schwarzschild, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 843 (1972).
9. Sonika, B. J. Roy, A. Parmar, U. K. Pal, H. Kumawat, V. Jha, S. K. Pandit, V. V. Parkar, K. Ramachandran, K. Mahata, A. Pal, S. Santra, A. K. Mohanty, and K. Sekizawa, *Phys. Rev. C* **92**, 024603 (2015).
10. G. R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions* (Oxford Univ. Press, New York, 1983).

## DIFFERENTIAL CROSS SECTIONS FOR FORMATION OF ISOTOPES OF LIGHT NUCLEI IN REACTION $^{18}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$

A. K. Azhibekov<sup>1),2)</sup>, V. A. Zernyshkin<sup>1)</sup>, V. A. Maslov<sup>1)</sup>, Yu. E. Penionzhkevich<sup>1),3)</sup>,  
K. Mendibayev<sup>1),2)</sup>, T. Issatayev<sup>1),2)</sup>, N. K. Skobelev<sup>1)</sup>, M. A. Naumenko<sup>1)</sup>,  
S. S. Stukalov<sup>1)</sup>, D. Aznabaev<sup>1),2)</sup>

<sup>1)</sup>Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

<sup>2)</sup>L.N. Gumilyov Eurasian National University, Nur-Sultan, Republic of Kazakhstan

<sup>3)</sup>National Research Nuclear University (MEPhI), Moscow, Russia

This paper presents the results of experiments on a high-resolution magnetic spectrometer (MAVR). The differential cross sections for formation of oxygen isotopes in the reaction  $^{18}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$  at the projectile nucleus energy 10 MeV/nucleon were measured. The theoretical analysis of the yields of reaction products in the framework of the FR-DWBA method using the FRESCO program was carried out. Theoretical differential cross sections for sequential neutron transfer are calculated. The contributions of the mechanisms of sequential neutron transfer and di-neutron cluster transfer to the cross sections for the formation of neutron-rich oxygen isotopes  $^{20,22,24}\text{O}$  were studied.