

ПРОЯВЛЕНИЕ СТРУКТУРЫ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ ЯДРА $^{16}\text{O}(\text{g. s.}; 3^-, 6.13 \text{ МэВ})$ В РЕАКЦИЯХ $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}$ И $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}$

© 2023 г. Л. И. Галанина^{1)*}, Н. С. Зеленская¹⁾,
В. М. Лебедев¹⁾, Н. В. Орлова¹⁾, А. В. Спасский¹⁾

Поступила в редакцию 15.09.2022 г.; после доработки 15.09.2022 г.; принята к публикации 15.09.2022 г.

Структура волновых функций ядра $^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ исследована с использованием экспериментальных угловых распределений дифференциальных сечений реакций $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ и $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ при $E_\alpha = 30.3 \text{ МэВ}$. Анализ проведен в рамках метода связанных каналов с учетом прямых механизмов (срыва протона и передачи тяжелого кластера ^{12}C) и в модели составного ядра. Каждый из рассмотренных механизмов обусловлен конкретной конфигурацией волновой функции ядра ^{16}O и вносит существенный вклад в экспериментальное сечение.

DOI: 10.31857/S0044002723010208, EDN: RBQFWS

1. ВВЕДЕНИЕ

Структура дважды магического ядра ^{16}O активно изучается экспериментально и теоретически. Спектр возбужденных состояний ядра не имеет однозначного описания ни в одной из существующих моделей. К настоящему времени установлено, что волновые функции (ВФ) основного состояния ^{16}O и его возбужденных 0^+ -уровней имеют двойственную природу: оболочечные ВФ в потенциале среднего поля, включающего остаточные парные взаимодействия, и α -кластерные, которые могут иметь конфигурации 4α и $\alpha + ^{12}\text{C}$.

В [1] при изучении монополюсных возбуждений первых шести 0^+ -уровней показано, что до энергии возбуждения $E^* \sim 16 \text{ МэВ}$ экспериментальная силовая функция монополюсного возбуждения в $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)$ -рассеянии удовлетворительно описывается в 4α -кластерной модели при учете оболочечных и $\alpha + ^{12}\text{C}$ конфигураций. При энергиях в интервале $16 < E^* < 40 \text{ МэВ}$ три первых структурных пика соответствуют оболочечным возбуждениям. Для $\alpha + ^{12}\text{C}$ конфигураций в [1] рассчитаны спектроскопические факторы, характеризующие распад $^{16}\text{O}(\text{g. s.}) = \alpha + ^{12}\text{C}$.

Для состояния ($3^-, 6.13 \text{ МэВ}$) подобных исследований нет. Классификация этого уровня как

члена полосы, аналогичной ротационной, предложена в [2]. Структура ядра ^{16}O рассматривается в двух конфигурациях: T_d -инвариантного 4α -тетраэдра и кластерной $\alpha + ^{12}\text{C}$. Состояния $0^+_{\text{g. s.}}$, 3^- (6.13 МэВ) и 4^+ (10.4 МэВ) интерпретируются как уровни одной полосы, полученной деформацией основного состояния 4α -тетраэдра (что объясняет наличие интенсивного $E3$ -перехода). В $\alpha + ^{12}\text{C}$ конфигурации выделены уровни, объединенные в полосы с $K = 0^+$ и $K = 0^-$. Существование $\alpha + ^{12}\text{C}$ конфигураций в различных состояниях ядра ^{16}O подтверждено в [3] в рамках современной нуклон-кластерной модели оболочек.

Согласно [1, 2] ВФ $0^+_{\text{g. s.}}$ и 3^- (6.13 МэВ) уровней ядра ^{16}O включают в себя, по крайней мере, три конфигурации: оболочечные в среднем поле ядра, деформационные полосы 4α -тетраэдра и кластерные конфигурации $\alpha + ^{12}\text{C}$. В различных механизмах протекания реакций $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ и $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ могут доминировать конкретные конфигурации ВФ конечного ядра. Оболочечные возбуждения, подтвержденные для рассматриваемой энергии в [1], обосновывают использование механизмов срыва протона для (α, t) -реакции и составного ядра (СЯ) для обеих реакций. Механизмом, чувствительным к наличию $\alpha + ^{12}\text{C}$ конфигурации, является передача тяжелого кластера ^{12}C . Наличие в ядре ^{16}O интенсивного $E3$ -перехода между основным и 3^- -состояниями обосновывает использование формализма метода связи каналов (МСК) в предположении механизма

¹⁾Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия.

*E-mail: galan_lidiya@mail.ru

коллективного возбуждения (МКВ) состояния 3^- ядра ^{16}O .

В настоящей работе проведен анализ всех указанных механизмов для угловых зависимостей экспериментальных дифференциальных сечений реакций $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ и $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$, полученных нами ранее [4, 5] при $E_\alpha = 30.3$ МэВ. Вклады прямых механизмов срыва протона и передачи кластера ^{12}C (рис. 1) с учетом связи каналов ядра ^{16}O рассчитаны с использованием кода FRESKO [6] (модель CCBA). Вклад механизма СЯ определен в коде TALYS [7].

В следующем разделе изложен аппарат расчета спектроскопических амплитуд (СА), необходимых для расчета сечений прямых механизмов. В разд. 3 обсуждается выбор оптимальных параметров для расчета сечений реакций. В разд. 4 проведено сопоставление экспериментальных дифференциальных сечений обеих реакций с рассчитанными. В Заключении проведено краткое суммирование полученных результатов.

2. СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ АМПЛИТУДЫ ДЛЯ ПРЯМЫХ МЕХАНИЗМОВ

Мы рассчитали СА в каждой вершине полюсных диаграмм рис. 1 с использованием оболочечных ВФ ядер ^{15}N и ^{16}O .

Ядро ^{15}N в основном состоянии $1/2^-$ определяется дырочной протонной конфигурацией $|1p^{-1}\rangle$ в замкнутой $1p$ -оболочке, так что его ВФ в LS -связи имеет одну компоненту (оболочку $|1s^4\rangle$ опускаем)

$$\Psi_{1/2^-, T=1/2} = |(1p)^{11}[443]: ^{22}P\rangle. \quad (1a)$$

ВФ основного состояния 0^+ дважды магического ядра ^{16}O в LS -связи имеет вид

$$\Psi_{0^+, T=0} = |p^{12}[444]^{11}S\rangle. \quad (1б)$$

ВФ состояния 3^- в ^{16}O нами определена как частично-дырочная протонная конфигурация $|1p^{-1}1d\rangle$

$$\Psi_{3^-, T=0} = |p^{11}[443]^{22}P, ^{22}d: ^{11}F\rangle. \quad (1в)$$

СА $^{B \rightarrow x+C}_{\Lambda I}$ отделения кластера x со спином J_x от ядра B с последующей схемой связи моментов $\langle \Lambda J_x | I \rangle \langle J_C I | J_B \rangle$ определяется выражением [8]

$$\begin{aligned} \text{СА}_{\Lambda I}^{B \rightarrow x+C} &= \sum_{L_i} \tilde{\Theta}_{\Lambda L_B L_C L_i L_x S_B S_C S_x}^{B \rightarrow x+C} \times \\ &\times \sqrt{(2J_C + 1)(2I + 1)(2L_B + 1)(2S_B + 1)} \times \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} &\times U(\Lambda L_x I S_x : L_i J_x) \begin{Bmatrix} L_C & S_C & J_C \\ L_i & J_x & I \\ L_B & S_B & J_B \end{Bmatrix} \times \\ &\times \langle T_C \tau_C t_x \tau_x | T_B \tau_B \rangle, \end{aligned}$$

где L_k, S_k, J_k ($k = B, C, x$) — орбитальные моменты, спины и полные моменты ядер, $\langle T_C \tau_C t_x \tau_x | T_B \tau_B \rangle$ — коэффициент векторного сложения изоспиновых переменных, Λ, I — орбитальный и полный момент, уносимый кластером x .

В (2) $\tilde{\Theta}_{\Lambda L_B L_C L_i L_x S_B S_C S_x}^{B \rightarrow x+C}$ — СА в LS -связи, для $x \leq \alpha$ ($L_x = 0, J_x = s_x$) имеющие вид

$$\begin{aligned} \tilde{\Theta}_{\Lambda L_B L_C L_i L_x S_B S_C S_x}^{B \rightarrow x+C} &= \left(\frac{A_B}{A_C} \right)^{\frac{N_x}{2}} \begin{pmatrix} n_B \\ n_C \end{pmatrix}^{1/2} \times \\ &\times \sum_{L', L''} a_{L_B S_B} a_{L_C S_C} [f_C] \times \\ &\times \text{GK}_{L_C L' L''}^{x\Lambda} K_x(L', L'' : \Lambda). \end{aligned} \quad (3)$$

В (3) N_x — главное квантовое число отдельного кластера, A_B, A_C — массы ядер B и C , n_B, n_C — число нуклонов ядер B и C во внешних оболочках, $\text{GK}_{L_C L' L''}^{x\Lambda}$ — обобщенный генеалогический коэффициент (ГК) [9] отделения x нуклонов из ядра B в смешанной ($L'' \neq 0$) или чистой ($L'' = 0, L' = \Lambda$) оболочечных конфигурациях, $K_x(L', L'' : \Lambda)$ — обобщенные коэффициенты Тальми (КТ) [9], выделяющие в ВФ этих нуклонов их внутреннюю ВФ, $a_{L_B S_B} [f_B], a_{L_C S_C} [f_C]$ — коэффициенты разложения ВФ ядер B и C по базису LS -связи [10].

Найдем выражения для ГК и КТ для всех вершин распада на рис. 1. Отметим, что в распадах $^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-) \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}(L_C)$ $S_C = 0, J_C = L_C = 0, 2, 4$. Для вершин распада α -частицы и ядер ^{16}O и ^{15}N в основных состояниях $L'' = 0, L' = \Lambda_i$. Для вершины $\alpha \rightarrow p + t$ $L' = 0$, так что $\text{СА}^{\alpha \rightarrow t+p} = \sqrt{2}$.

Для чистых оболочечных конфигураций ВФ в вершинах $^{16}\text{O}(\text{g. s.}) \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}(L_C)$ и $^{15}\text{N}(\text{g. s.}) \rightarrow t + ^{12}\text{C}(L_C)$ (рис. 1б, в) ГК определяются отделением трех и четырех нуклонов для ядер $1p$ -оболочки. Соответствующие КТ [9] равны

$$\begin{aligned} K_t\{(1p)^3[3]\Lambda\} &= \frac{\sqrt{2}}{3}, \quad N_t = 3, \\ K_\alpha\{(1p)^4[4]\Lambda\} &= \frac{1}{4}\sqrt{\frac{3}{2}}, \quad N_\alpha = 4. \end{aligned} \quad (4)$$

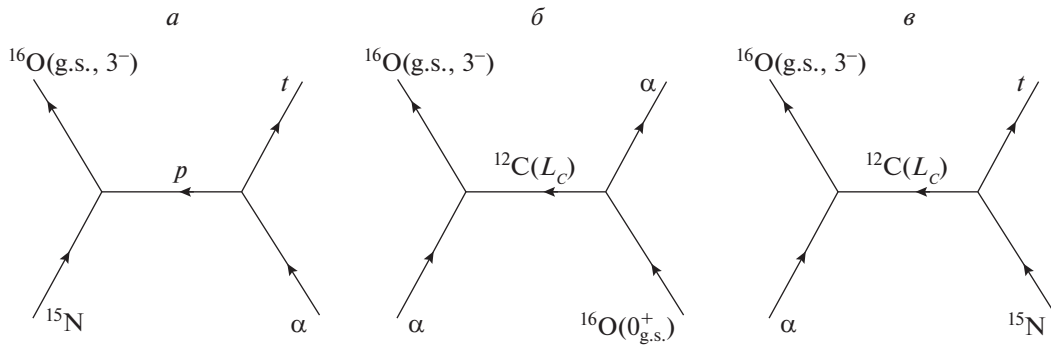


Рис. 1. Полюсные диаграммы, иллюстрирующие прямые механизмы срыва протона (а) и передачи кластера ^{12}C (б, в) в реакциях $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ и $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$.

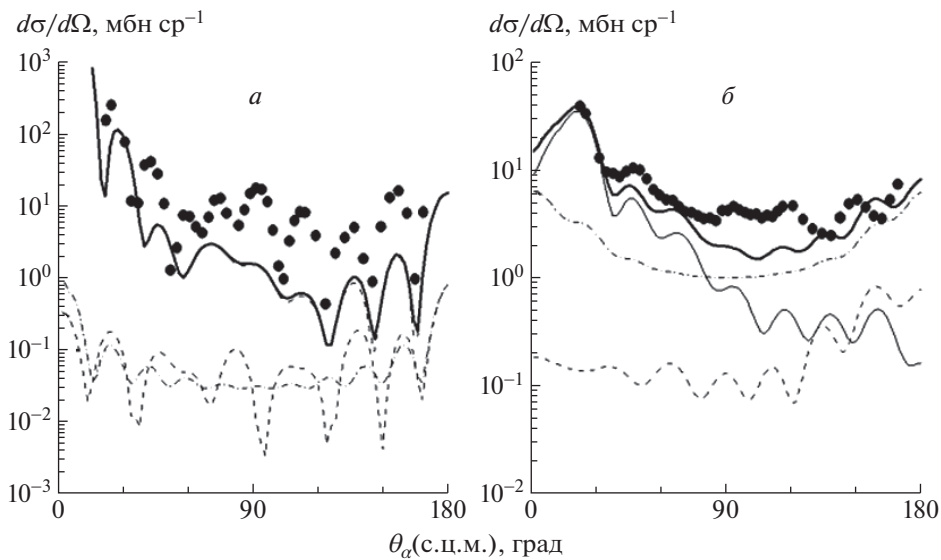


Рис. 2. Дифференциальное сечение реакции $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$, рассчитанное в настоящей работе, в сравнении с экспериментальным [4]. Кривыми показаны сечения отдельных механизмов: сплошная тонкая — МСК, штриховая — передача кластера ^{12}C , штрихпунктирная — механизм СЯ. Полное сечение — сплошная жирная кривая.

Для смешанных оболочечных конфигураций ВФ в вершине отделения протона $^{16}\text{O}(3^-) \rightarrow ^{15}\text{N} + p$ (рис. 1а)

$$\begin{aligned} \text{GK}_{LC L' L''=0}^{p\Lambda} &= \frac{1}{\sqrt{12}} \times \\ &\times \langle \{p^{11}[443]^{22}P, {}^{22}d\} : {}^{11}F | p^{11}[443]^{22}P, {}^{22}d \rangle = \\ &= \frac{1}{\sqrt{12}} \delta_{\Lambda 2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Для вершины распада $^{16}\text{O}(3^-) \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}(L_C)$ (рис. 1б, в)

$$\begin{aligned} \text{GK}_{LC L' L''=2}^{\alpha\Lambda} &= - \left(\frac{11}{3} \right)^{1/2} \left(\frac{12}{4} \right)^{-1/2} \times \\ &\times \langle \{ (1p)^{11}[443]^{22}P, {}^{22}d \} : {}^{11}F | (1p)^8[44]^{11}L_C; \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \{ (1p)^3[3]^{22}L', {}^{22}d \}^{11}\Lambda \rangle &= - \left(\frac{11}{3} \right)^{1/2} \left(\frac{12}{4} \right)^{-1/2} \times \\ &\times \sqrt{15(2L_C+1)(2\Lambda+1)} \left\{ \begin{matrix} L_C & 0 & L_C \\ L' & 2 & \Lambda \\ 1 & 2 & 3 \end{matrix} \right\} \times \\ &\times \langle (1p)^{11}[443]^{22}P | (1p)^8[44]^{11}L_C; (1p)^3[3]^{22}L' \rangle; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} K_\alpha \{ (1p)^3[3]L', (1d) : \Lambda_1 \} &= \\ &= 2K_t \{ (1p)^3[3]L' \} \langle 3L'22 | 3, 1 | 5\Lambda_1 00 : \Lambda_1 \rangle, \end{aligned} \quad (7)$$

где $K_t \{ (1p)^3[3]L' \}$ определен в (4), а $\langle 3L'22 | 3, 1 | 5\Lambda_1 00 : \Lambda_1 \rangle$ — коэффициент Тальми для частиц с разными массами [9].

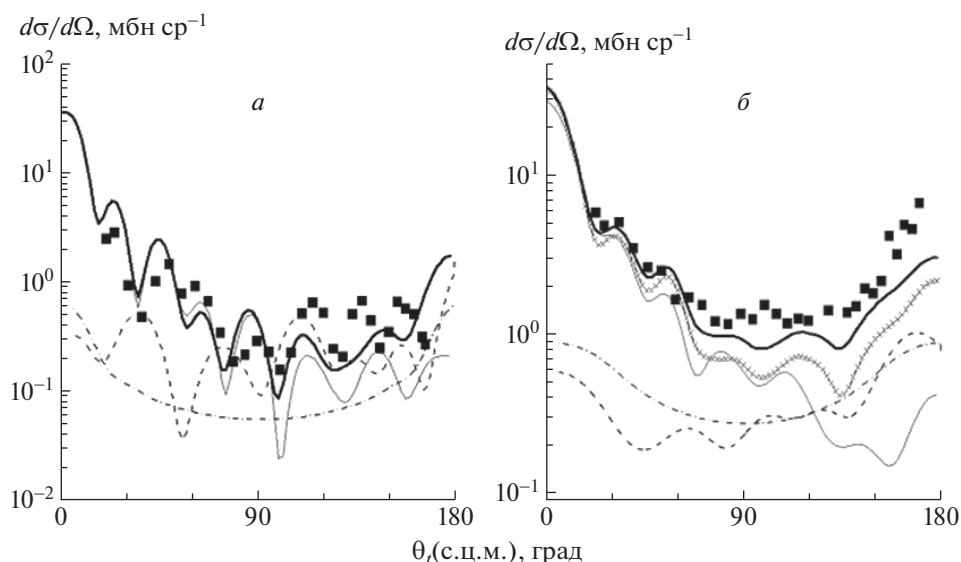


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, для реакции $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$. Экспериментальные данные взяты из [5]. Кривые — сечения отдельных механизмов: сплошная тонкая — срыв протона, штриховая — передача кластера ^{12}C , штрихпунктирная — механизм СЯ, кривая с крестами — сечение прямых механизмов при когерентном суммировании их амплитуд. Полное сечение — сплошная жирная кривая.

Используя соотношения (2)–(7), мы рассчитали СА для всех разрешенных правилами отбора значений L_C, L_i, I_i . Полученные значения СА приведены в табл. 1 (столбец CA_{06}).

3. РАСЧЕТ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ И $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$

Дифференциальные сечения α -рассеяния и (α, t) -реакции рассчитаны нами для прямых механизмов срыва протона (рис. 1а) и передачи тяжелого кластера $^{12}\text{C}(L_C)$ (рис. 1б, в) по коду FRESKO [6]. Результаты обнаружили значительную чувствительность сечений к параметрам расчета. Сильная зависимость результатов расчета от параметров мнимой части оптического потенциала (ОП) в задней полусфере требует координации выбора СА при расчете вклада механизма передачи кластера ^{12}C , который существенен именно в области больших углов.

Все используемые параметры: параметры ОП, коэффициенты связи между уровнями в МСК, СА в вершинах распадов — были одинаковыми в обеих реакциях.

3.1. Выбор параметров оптических потенциалов

ОП выбирались в форме Вудса–Саксона с параметрами, рассчитанными по формулам глобальных оптических потенциалов [11], или полученными

в [5]. Используемые в расчетах значения вместе с геометрическими параметрами потенциалов связанных состояний во всех вершинах распада приведены в табл. 2.

3.2. Коэффициенты связи каналов для кулоновского и ядерного потенциалов

Наличие интенсивного электромагнитного $E3$ -перехода между уровнями $^{16}\text{O}(\text{g. s.})$ и $^{16}\text{O}(3^-)$ обосновывает введение сильной связи между этими состояниями. Нами выбран реализованный во FRESKO вариант задания связи непосредственно из экспериментальной интенсивности $E3$ -перехода $B(E3) = (205 \pm 11) e^2 \text{Фм}^6$ [12]. Соответствующий коэффициент связи STR_C для кулоновского потенциала определялся соотношением

$$\text{STR}_C = \sqrt{(2J_B + 1)B(E3; 3^- \rightarrow 0_{\text{g.s.}}^+)} = 37.6 e \text{Фм}^3.$$

Для ядерной части потенциала коэффициент связи варьировался на уровне 10% от STR_C и при оптимальном согласии с экспериментом составил $\text{STR}_{\text{nucl}} = 2.5 e \text{Фм}^3$.

3.3. Выбор спектроскопических амплитуд для прямых механизмов

При расчетах сечений прямых механизмов передачи необходимыми параметрами являются СА.

Таблица 1. Спектроскопические амплитуды в вершинах распада ядер $^{15}\text{N}(1/2^-)$, $^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$, полученные в оболочечной модели ($\text{CA}_{\text{об}}$) и использованные в расчетах ($\text{CA}_{\text{исп}}$)

Механизм срыва протона					
Вершины распада	J_B	Λ	I	$\text{CA}_{\text{об}}$	$\text{CA}_{\text{исп}}$
$^{16}\text{O}(J_B) \rightarrow ^{15}\text{N} + p$	0	0	1/2	1.1	1.1
	3	2	5/2	−0.4	−0.8
Механизм передачи кластера ^{12}C					
	L_C	Λ	I	$\text{CA}_{\text{об}}$	$\text{CA}_{\text{исп}}$
$^{15}\text{N}(\text{g. s.}) \rightarrow t + ^{12}\text{C}(L_C)$	0	1	1/2	0.7	0.7
	2	1	3/2	1.7	1.7
		3	5/2	1.1	1.1
	4	3	7/2	2.8	2.8
$^{16}\text{O}(\text{g. s.}) \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}(L_C)$	0	0	0	0.6	0.8
	2	2	2	1.1	1.2
	4	4	4	1.6	0.95
$^{16}\text{O}(3^-) \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}(L_C)$	0	3	3	0.2	0.4
	2	1	1	0.2	0.4
		3	3	0.5	1.0
	4	1	1	0.1	0.2
		3	3	0.4	0.8
		5	3	0.6	1.2

Таблица 2. Параметры оптических потенциалов с объемным и поверхностным (**) поглощением, использованные в настоящей работе

Канал	V , МэВ	r_V , Фм	a_V , Фм	W , Фм	r_W , Фм	a_W , Фм	r_C , Фм	Литература
$\alpha + ^{16}\text{O}$	148.72	1.145	0.760	14.76	1.76	0.6	1.436	[11]
$\alpha + ^{12}\text{C}$	146.481	1.13	0.76	13.288	1.255	0.6	1.25	[11]
$\alpha + ^{15}\text{N}$	187.4	1.268	0.625	28.76	1.539	0.145	1.3	[5]
$t + ^{16}\text{O}$	130.0	1.07	0.79	11.17**	1.67	0.72	1.3	[5]
$^{16}\text{O} = \alpha + ^{12}\text{C}$		$R = 4.46^*$	0.65					
$^{16}\text{O} = p + ^{15}\text{N}$		1.25	0.65					
$^{15}\text{N} = t + ^{12}\text{C}$		1.25	0.65					

* $R = r(A_\alpha^{1/3} + A_{^{12}\text{C}}^{1/3})$.

Первоначально мы использовали значения СА, рассчитанные в модели оболочек (разд. 2) и приведенные в табл. 1 в столбце $\text{CA}_{\text{об}}$. Эти значения не варьировались для вершин распада α -частицы и

ядра ^{15}N . СА для вершин распада ядра ^{16}O в обоих состояниях менялись.

СА характеризует вероятность распада ядра в данной вершине. Вероятность отделения протона

из возбужденного состояния $^{16}\text{O}(3^-)$ из физических соображений не должна быть значительно меньше его отделения из основного состояния в силу меньшей энергии связи протона. Поэтому значение CA_{06} в распаде $^{16}\text{O}(3^-) = p + ^{15}\text{N}$ было увеличено вдвое до $\text{CA}_{\text{исп}} = -0.8$.

Необходимые СА для механизма передачи кластера ^{12}C в вершинах распада ядра $^{16}\text{O}(\text{g. s.}) = \alpha + ^{12}\text{C}(L_C)$, найденные в соответствии с (2), но с ВФ $^{12}\text{C}(L_C)$ в полумикроскопической кластерной модели, взяты из [1]. Отметим, что для $L_C = 0$ и 2 CA_{06} совпадают с СА [1] с достаточно хорошей точностью $\sim 15\%$, а для $L_C = 4$ — расходятся.

Подобная информация о распадах $^{16}\text{O}(3^-) = \alpha + ^{12}\text{C}(L_C)$ в литературе отсутствует. При подборе значений СА для вершины распада ядра $^{16}\text{O}(3^-) = \alpha + ^{12}\text{C}(L_C)$ учитывалось, что вклад механизма передачи кластера $^{12}\text{C}(L_C = 4)$ максимален в области больших углов, поскольку это накладывает ограничения на величину соответствующей СА. В результате CA_{06} в распадах $^{16}\text{O}(3^-) = \alpha + ^{12}\text{C}(L_C)$, аналогично распадам $^{16}\text{O}(3^-) = p + ^{15}\text{N}$, также были увеличены вдвое. Используемые значения СА приведены в табл. 1 (столбец $\text{CA}_{\text{исп}}$).

3.4. Вклад механизма составного ядра

Вклад механизма СЯ в реакциях $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ и $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ определялся с помощью кода TALYS [7] в модели Хаузера—Фешбаха [13].

Расчетная величина сечения СЯ зависит от выбора параметров ОП в различных каналах распада, плотности уровней в непрерывных спектрах каналов и параметров ОП взаимодействия α -частицы с ядром. Поскольку выбор перечисленных параметров не является однозначным, в расчетах по коду TALYS [7] мы использовали их значения, предлагаемые “по умолчанию”: параметры ОП для разных энергий и частиц определялись по формулам глобальных потенциалов, для плотности уровней в непрерывном спектре использовалась модель Гильберта—Камерона [14], α - ^{16}O и α - ^{15}N потенциалы взяты из [15].

Рассчитанные сечения СЯ нормировались так, чтобы они не превышали экспериментальные для обоих уровней ^{16}O во всем угловом диапазоне. Нормировки составили 0.2 и 0.3 для $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ и $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ соответственно.

4. СОПОСТАВЛЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И РАССЧИТАННЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ И $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$

В эксперименте вследствие близости энергии состояний 3^- (6.13 МэВ) и 0_1^+ (6.05 МэВ) дифференциальное сечение с образованием этих состояний не разделено. Из работ [16, 17], выполненных в области энергии 13–22 МэВ, известно, что сечение возбуждения состояния 0_1^+ (6.052 МэВ) почти на порядок меньше сечения возбуждения состояния 3^- (6.131 МэВ), причем это различие увеличивается с ростом энергии.

Проведенные нами оценочные расчеты подтвердили такое различие сечений образования ядра ^{16}O в состояниях 0_1^+ (6.05 МэВ) и 3^- (6.13 МэВ). Это связано с отсутствием механизмов прямого монополюсного возбуждения состояния 0_1^+ (6.05 МэВ) в неупругом (α, α) -рассеянии (возможны только механизм СЯ и передача кластера $^{12}\text{C}(L_C)$). В результате сечение возбуждения этой пары состояний исчерпывается возбуждением состояния 3^- (6.131 МэВ), а вкладом сечения с образованием ядра ^{16}O в состоянии 0_1^+ (6.05 МэВ) в экспериментальное сечение реакций $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(3^-)$ и $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(3^-)$ можно пренебречь.

На рис. 2 показаны рассчитанное дифференциальное сечение рассеяния α - ^{16}O и парциальные сечения каждого из рассмотренных нами механизмов. Экспериментальное сечение [4] упругого и неупругого рассеяния в передней области углов описывается МСК, что соответствует 4α -тетраэдной конфигурации ВФ ядра ^{16}O , подтверждающей связь между состояниями $0_{\text{g. s.}}^+ \leftrightarrow 3^-$. В упругом рассеянии (рис. 2а) полное сечение описывается в МСК, а сечения механизмов передачи кластера ^{12}C и СЯ незначительны. В неупругом рассеянии с образованием $^{16}\text{O}(3^-)$ при $\theta_\alpha > 90^\circ$ сечения МСК и механизма передачи кластера ^{12}C (рис. 2б) сопоставимы, т.е. наряду с 4α -конфигурацией ВФ проявляется и $\alpha + ^{12}\text{C}$ конфигурация. Полное сечение, полученное суммированием сечений обоих прямых механизмов и механизма СЯ, согласуется с экспериментом за исключением области средних углов.

На рис. 3 показано рассчитанное дифференциальное сечение реакции $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$. Показаны сечения механизмов срыва протона, передачи тяжелого кластера ^{12}C , суммарное сечение прямых механизмов при когерентном сложении их

амплитуд и механизма СЯ. Полное дифференциальное сечение определяется суммированием сечений прямых механизмов и СЯ. Как видно из рисунка, все механизмы играют в рассматриваемой реакции значительную роль, зависящую от угла вылета тритона. В передней полусфере для этих реакций с образованием ^{16}O и в основном, и в 3^- -состояниях доминирует механизм срыва протона. Механизм передачи кластера $^{12}\text{C}(L_C)$ играет заметную роль при больших углах для обеих реакций, но особенно ярко проявляется в реакции с образованием $^{16}\text{O}(\text{g. s.})$.

Полное дифференциальное сечение реакции $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(3^-)$ согласуется с экспериментальным при всех углах θ_t , за исключением $\theta_t > 160^\circ$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование ВФ ядра ^{16}O в основном и $3^-(6.13 \text{ МэВ})$ состояниях, основанное на анализе дифференциальных сечений реакций $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ и $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$, подтверждает наличие в них оболочечных и α -кластерных конфигураций. Оболочечные конфигурации реализованы в механизме срыва протона для (α, t) -реакции и механизме образования и распада СЯ. Механизмом, чувствительным к наличию $\alpha + ^{12}\text{C}$ конфигурации, является обмен тяжелым кластером ^{12}C . Интенсивный $E3$ -переход между основным и 3^- -состояниями в ядре ^{16}O связывается, в соответствии с 4α -тетраэдной моделью ^{16}O , с принадлежностью этих состояний к одной “вращательной” полосе, что обосновывает использование формализма МСК.

Сечение (α, α) -рассеяния определяется когерентным суммированием амплитуд МСК (4α -конфигурация) и механизма передачи кластера ^{12}C ($\alpha + ^{12}\text{C}$ конфигурация) и согласуется с экспериментом, за исключением области средних углов. Вкладом механизма СЯ в упругом канале можно пренебречь, в неупругом канале механизм СЯ заметен только в задней полусфере углов.

Сечение (α, t) -реакции определяется когерентным вкладом механизмов срыва протона (оболочечная конфигурация) и передачи кластера ^{12}C ($\alpha + ^{12}\text{C}$ конфигурация) и согласуется с экспериментальным, за исключением углов, больших 160° .

Каждый из рассмотренных механизмов обусловлен конкретной конфигурацией волновых функций ядра $^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ и его учет позволяет улучшить согласие экспериментальных и расчетных дифференциальных сечений (α, α) - и (α, t) -реакций.

Из анализа вклада отдельных механизмов в расчетные дифференциальные сечения (α, α) - и

(α, t) -реакций можно сделать вывод, что ВФ ядра ^{16}O в основном состоянии преимущественно определяется 4α -тетраэдной и оболочечной конфигурациями, что соответствует [1, 2]. Добавление к этим компонентам ВФ $\alpha + ^{12}\text{C}$ конфигурации компоненты $L_C = 4$ характерно для возбужденного состояния 3^- ядра ^{16}O .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. T. Yamata, Y. Funaki, T. Myo, H. Horiuchi, K. Ikeda, G. Röpke, P. Schuck, and A. Tohsaki, Phys. Rev. C **85**, 034315 (2012).
2. Y. Kanada-En'yo, Phys. Rev. C **96**, 034306 (2017).
3. A. Volya and Y. M. Tchuvil'sky, Phys. Rev. C **91**, 044319 (2015).
4. А. В. Игнатенко, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, ЯФ **59**, 597 (1996) [Phys. At. Nucl. **59**, 565 (1996)].
5. А. В. Игнатенко, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, В. О. Кордюкевич, ЯФ **61**, 5 (1998) [Phys. At. Nucl. **61**, 1 (1998)].
6. I. J. Tompson, Comp. Phys. Rep. **7**, 167 (1988); <http://www.fresco.org.uk/>
7. A. J. Koning, S. Hilaire, and M. C. Duijvestijn, AIP Conf. Proc. **769**, 1154 (2005); https://tendl.web.psi.ch/tendl_2019/talys.html
8. Н. С. Зеленская, И. Б. Теплов, *Характеристики возбужденных состояний ядер и угловые корреляции в ядерных реакциях* (Энергоатомиздат, Москва, 1995).
9. В. Г. Неудачин, Ю. Ф. Смирнов, *Нуклонные ассоциации в легких ядрах* (Наука, Москва, 1969).
10. А. Н. Бояркина, *Структура ядер 1p-оболочки* (Изд-во МГУ, Москва, 1978).
11. A. Kumar, S. Kailas, S. Rathi, and K. Mahata, Nucl. Phys. A **776**, 105 (2006); <https://www-nds.iaea.org/RIPL-2/optical/om-data/om-alpha.readme>
12. Y. Suzuki, Prog. Theor. Phys. **56**, 111 (1976).
13. W. Hauser and H. Feschbach, Phys. Rev. **87**, 366 (1952).
14. A. Gilbert and A. G. W. Cameron, Can. J. Phys. **43**, 1446 (1965).
15. V. Avrigeanu, M. Avrigeanu, and C. Măniulescu, Phys. Rev. C **90**, 044612 (2014).
16. G. Caskey, Phys. Rev. C **31**, 717 (1985).
17. J. H. Billen, Phys. Rev. C **20**, 1648 (1979).

MANIFESTATION OF THE $^{16}\text{O}(\text{g. s.}; 3^-, 6.13 \text{ MeV})$ NUCLEUS WAVE FUNCTIONS STRUCTURE IN $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}$ AND $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}$ REACTIONS

L. I. Galanina¹⁾, N. S. Zelenskaya¹⁾, V. M. Lebedev¹⁾, N. V. Orlova¹⁾, A. V. Spassky¹⁾

¹⁾*Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, Russia*

The structure of the $^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ nucleus wave functions was studied using experimental angular distributions of the differential cross sections for the reactions $^{16}\text{O}(\text{g. s.})(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ and $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ at $E_\alpha = 30.3 \text{ MeV}$. The analysis was carried out within the framework of the coupled-channel method, taking into account direct mechanisms (proton stripping and transfer of a heavy ^{12}C cluster) and in the compound nucleus model. Each of the considered mechanisms is due to a specific configuration of the wave function of the ^{16}O nucleus and makes a significant contribution to the experimental cross section.