= ЯДРА =

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

## © 2023 г. Л. И. Галанина<sup>1)\*</sup>, Н. С. Зеленская<sup>1)</sup>, В. М. Лебедев<sup>1)</sup>, Н. В. Орлова<sup>1)</sup>, А. В. Спасский<sup>1)</sup>

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

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

DOI: 10.31857/S0044002723010208, EDN: RBQFWS

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Структура дважды магического ядра <sup>16</sup>О 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 <sup>16</sup>О и его возбужденных 0<sup>+</sup>-уровней имеют двойственную природу: оболочечные ВФ в потенциале среднего поля, включающего остаточные парные взаимодействия, и  $\alpha$ -кластерные, которые могут иметь конфигурации 4 $\alpha$  и  $\alpha$  + <sup>12</sup>С.

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

Для состояния (3<sup>-</sup>, 6.13 МэВ) подобных исследований нет. Классификация этого уровня как члена полосы, аналогичной ротационной, предложена в [2]. Структура ядра <sup>16</sup>О рассматривается в двух конфигурациях:  $T_d$ -инвариантного  $4\alpha$ -тетраэдра и кластерной  $\alpha$  + <sup>12</sup>С. Состояния  $0^+_{\rm g.\,s.}$ ,  $3^-$  (6.13 МэВ) и 4<sup>+</sup> (10.4 МэВ) интерпретируются как уровни одной полосы, полученной деформацией основного состояния  $4\alpha$ -тетраэдра (что объясняет наличие интенсивного E3-перехода). В  $\alpha$  +  $+^{12}$ С конфигурации выделены уровни, объединенные в полосы с  $K = 0^+$  и  $K = 0^-$ . Существование  $\alpha + ^{12}$ С конфигураций в различных состояния ядра <sup>16</sup>О подтверждено в [3] в рамках современной нуклон-кластерной модели оболочек.

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

<sup>&</sup>lt;sup>1)</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия.

<sup>\*</sup>E-mail: galan\_lidiya@mail.ru

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

В настоящей работе проведен анализ всех указанных механизмов для угловых зависимостей экспериментальных дифференциальных сечений реакций <sup>16</sup>O( $\alpha, \alpha$ )<sup>16</sup>O(g. s., 3<sup>-</sup>) и <sup>15</sup>N( $\alpha, t$ )<sup>16</sup>O(g. s., 3<sup>-</sup>), полученных нами ранее [4, 5] при  $E_{\alpha} =$ = 30.3 МэВ. Вклады прямых механизмов срыва протона и передачи кластера <sup>12</sup>С (рис. 1) с учетом связи каналов ядра <sup>16</sup>О рассчитаны с использованием кода FRESCO [6] (модель ССВА). 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 <sup>15</sup>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)

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

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

$$\Psi_{0^+, T=0} = \left| p^{12} [444]^{11} S \right\rangle. \tag{16}$$

ВФ состояния 3<sup>-</sup> в  ${}^{16}$ О нами определена как частично-дырочная протонная конфигурация  $|1p^{-1}1d\rangle$ 

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

 $\mathrm{CA}_{\Lambda I}^{B o x+C}$  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]

$$CA_{\Lambda I}^{B \to x+C} = \sum_{L_i} \tilde{\Theta}_{\Lambda L_B L_C L_i L_x S_B S_C S_x}^{B \to x+C} \times (2)$$
$$\times \sqrt{(2J_C+1)(2I+1)(2L_B+1)(2S_B+1)} \times$$

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 86 № 1 2023

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

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,  $\Lambda$ , I — орбитальный и полный момент, уносимый кластером x.

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

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

В (3)  $N_x$  — главное квантовое число отделяемого кластера,  $A_B$ ,  $A_C$  — массы ядер B и C,  $n_B$ ,  $n_C$  — число нуклонов ядер B и C во внешних оболочках,  $GK_{L_CL'L''}^{x\Lambda}$  — 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,  $a_{L_BS_B[f_B]}$ ,  $a_{L_CS_C[f_C]}$  — 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 <sup>16</sup>O(g. s., 3<sup>-</sup>)  $\rightarrow \alpha + {}^{12}C(L_C) S_C = 0, J_C = L_C =$ = 0, 2, 4. Для вершин распада  $\alpha$ -частицы и ядер <sup>16</sup>O и <sup>15</sup>N в основных состояниях  $L'' = 0, L' = \Lambda_i$ . Для вершины  $\alpha \rightarrow p + t L' = 0$ , так что  $CA^{\alpha \rightarrow t+p} =$ =  $\sqrt{2}$ .

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

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



**Рис. 1.** Полюсные диаграммы, иллюстрирующие прямые механизмы срыва протона (*a*) и передачи кластера <sup>12</sup>С (*б*, *в*) в реакциях  ${}^{16}$ O(*q*, *α*)  ${}^{16}$ O(*g*. s.,  $3^-$ ) и  ${}^{15}$ N(*α*, *t*)  ${}^{16}$ O(*g*. s.,  $3^-$ ).



**Рис. 2.** Дифференциальное сечение реакции  ${}^{16}O(\alpha, \alpha){}^{16}O(g. s., 3^{-})$ , 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  ${}^{16}O(3^-) \rightarrow {}^{15}N + p$  (рис. 1*a*)

$$GK^{p\Lambda}_{L_CL'L''=0} = \frac{1}{\sqrt{12}} \times$$
(5)  
  $\times \langle \{p^{11}[443]^{22}P, {}^{22}d\} : {}^{11}F|p^{11}[443]^{22}P; {}^{22}d\rangle =$ 

Для вершины распада  ${}^{16}\mathrm{O}(3^-) \to \alpha + {}^{12}\mathrm{C}(L_C)$  (рис. 16, s)

$$GK^{\alpha\Lambda}_{L_CL'L''=2} = -\binom{11}{3}^{1/2} \binom{12}{4}^{-1/2} \times (6) \times \langle \{(1p)^{11}[443]^{22}P,^{22}d\} : {}^{11}F | (1p)^8 [44]^{11}L_C;$$

$$\{(1p)^{3}[3]^{22}L',^{22}d\}^{11}\Lambda\rangle = -\binom{11}{3}^{1/2}\binom{12}{4}^{-1/2}\times$$
$$\times\sqrt{15(2L_{C}+1)(2\Lambda+1)}\begin{cases}L_{C} & 0 & L_{C}\\L' & 2 & \Lambda\\1 & 2 & 3\end{cases}\times$$
$$\times\langle(1p)^{11}[443]^{22}P|(1p)^{8}[44]^{11}L_{C};(1p)^{3}[3]^{22}L'\rangle;\\K_{\alpha}\{(1p)^{3}[3]L',(1d):\Lambda_{1}\} =$$
(7)

$$= 2K_t\{(1p)^3[3]L'\} \left< 3L'22 |3,1| 5\Lambda_1 00 : \Lambda_1 \right>,$$

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].

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 86 № 1 2023



**Рис. 3.** То же, что и на рис. 2, для реакции  ${}^{15}$ N( $\alpha$ , t) ${}^{16}$ O(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 СА<sub>об</sub>).

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

Дифференциальные сечения  $\alpha$ -рассеяния и  $(\alpha, t)$ -реакции рассчитаны нами для прямых механизмов срыва протона (рис. 1*a*) и передачи тяжелого кластера <sup>12</sup>С( $L_{\rm C}$ ) (рис. 1*б*, *в*) по коду FRESCO [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 <sup>12</sup>С, 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

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 86 № 1 2023

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 E3перехода между уровнями <sup>16</sup>O(g. s.) и <sup>16</sup>O(3<sup>-</sup>) обосновывает введение сильной связи между этими состояниями. Нами выбран реализованный во FRESCO вариант задания связи непосредственно из экспериментальной интенсивности E3-перехода  $B(E3) = (205 \pm 11) e^2 \, \Phi M^6$  [12]. Соответствующий коэффициент связи STR<sub>C</sub> для кулоновского потенциала определялся соотношением

$$STR_{C} = \sqrt{(2J_{B} + 1)B(E3; 3^{-} \to 0^{+}_{g.s.})} =$$
  
= 37.6  $e \Phi M^{3}$ .

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

#### 3.3. Выбор спектроскопических амплитуд для прямых механизмов

При расчетах сечений прямых механизмов передачи необходимыми параметрами являются СА.

Таблица	1.	Спектрось	копические	амплитуды	в вершинах	распада	ядер	$^{15}N(1/2^{-}),$	$^{16}O(g.$	s., 3 <sup>-</sup>	), получе	енные в
оболочечи	ної	й модели (С	САоб) и испо	эльзованные	в расчетах (	(CA <sub>исп</sub> )						

	Механи	зм срыва про	тона						
Вершины распада	$J_B$	Λ	Ι	САоб	СА <sub>исп</sub>				
${}^{16}\mathrm{O}(J_B) \rightarrow {}^{15}\mathrm{N} + p$	0	0	1/2	1.1	1.1				
	3	2	5/2	-0.4	-0.8				
Механизм передачи кластера <sup>12</sup> С									
	$L_C$	Λ	Ι	САоб	САисп				
$^{15}N(g. s.) \to t + {}^{12}C(L_C)$	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				
$^{16}\mathrm{O}(\mathrm{g.\ s.}) \rightarrow \alpha + {}^{12}\mathrm{C}(L_C)$	0	0	0	0.6	0.8				
	2	2	2	1.1	1.2				
	4	4	4	1.6	0.95				
${}^{16}\mathrm{O}(3^-) \to \alpha + {}^{12}\mathrm{C}(L_C)$	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	<i>V</i> , МэВ	$r_V, \Phi_M$	$a_V$ , Фм	W, Фм	$r_W, \Phi$ м	$a_W$ , Фм	$r_C, \Phi$ м	Литература
$\alpha + {}^{16}\mathrm{O}$	148.72	1.145	0.760	14.76	1.76	0.6	1.436	[11]
$\alpha + {}^{12}\mathrm{C}$	146.481	1.13	0.76	13.288	1.255	0.6	1.25	[11]
$\alpha + {}^{15}\mathrm{N}$	187.4	1.268	0.625	28.76	1.539	0.145	1.3	[5]
$t + {}^{16}O$	130.0	1.07	0.79	$11.17^{**}$	1.67	0.72	1.3	[5]
${}^{16}\mathrm{O} = \alpha + {}^{12}\mathrm{C}$		$R = 4.46^{*}$	0.65					
${}^{16}\mathrm{O} = p + {}^{15}\mathrm{N}$		1.25	0.65					
${}^{15}\mathrm{N} = t + {}^{12}\mathrm{C}$		1.25	0.65					

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

Первоначально мы использовали значения CA, рассчитанные в модели оболочек (разд. 2) и приведенные в табл. 1 в столбце  $CA_{o6}$ . Эти значения не варьировались для вершин распада  $\alpha$ -частицы и

ядра <sup>15</sup>N. СА для вершин распада ядра <sup>16</sup>О в обоих состояниях менялись.

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

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

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

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

#### 3.4. Вклад механизма составного ядра

Вклад механизма СЯ в реакциях  ${}^{16}O(\alpha, \alpha){}^{16}O(g. s., 3^-)$  и  ${}^{15}N(\alpha, t){}^{16}O(g. s., 3^-)$  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  $\alpha$ -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],  $\alpha$ -<sup>16</sup>O и  $\alpha$ -<sup>15</sup>N потенциалы взяты из [15].

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

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 86 № 1 2023

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

В эксперименте вследствие близости энергии состояний 3<sup>-</sup> (6.13 МэВ) и 0<sup>+</sup><sub>1</sub> (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<sup>+</sup><sub>1</sub> (6.052 МэВ) почти на порядок меньше сечения возбуждения состояния 3<sup>-</sup> (6.131 МэВ), причем это различие увеличивается с ростом энергии.

Проведенные нами оценочные расчеты подтвердили такое различие сечений образования ядра <sup>16</sup>О в состояниях 0<sup>+</sup><sub>1</sub> (6.05 МэВ) и 3<sup>-</sup> (6.13 МэВ). Это связано с отсутствием механизмов прямого монопольного возбуждения состояния 0<sup>+</sup><sub>1</sub> (6.05 МэВ) в неупругом ( $\alpha, \alpha$ )-рассеянии (возможны только механизм СЯ и передача кластера <sup>12</sup>С( $L_C$ )). В результате сечение возбуждения этой пары состояний исчерпывается возбуждением состояния 3<sup>-</sup> (6.131 МэВ), а вкладом сечения с образованием ядра <sup>16</sup>О в состоянии 0<sup>+</sup><sub>1</sub> (6.05 МэВ) в экспериментальное сечение реакций <sup>16</sup>О( $\alpha, \alpha$ )<sup>16</sup>О(3<sup>-</sup>) и <sup>15</sup>N( $\alpha, t$ )<sup>16</sup>О(3<sup>-</sup>) можно пренебречь.

На рис. 2 показаны рассчитанное дифференциальное сечение рассеяния  $\alpha^{-16}$ О и парциальные сечения каждого из рассмотренных нами механизмов. Экспериментальное сечение [4] упругого и неупругого рассеяния в передней области углов описывается МСК, что соответствует  $4\alpha$ -тетраэдной конфигурации ВФ ядра <sup>16</sup>О, подтверждающей связь между состояниями  $0^+_{\mathrm{g.\,s.}} \leftrightarrow$  $\leftrightarrow 3^-$ . В упругом рассеянии (рис. 2a) полное сечение описывается в МСК, а сечения механизмов передачи кластера <sup>12</sup>С и СЯ незначительны. В неупругом рассеянии с образованием <sup>16</sup>O(3<sup>-</sup>) при  $\theta_{\alpha} > 90^{\circ}$  сечения МСК и механизма передачи кластера <sup>12</sup>С (рис. 26) сопоставимы, т.е. наряду с 4 $\alpha$ -конфигурацией ВФ проявляется и  $\alpha + {}^{12}C$ конфигурация. Полное сечение, полученное суммированием сечений обоих прямых механизмов и механизма СЯ, согласуется с экспериментом за исключением области средних углов.

На рис. З показано рассчитанное дифференциальное сечение реакции  ${}^{15}N(\alpha, t){}^{16}O(g. s., 3^{-})$ . 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 <sup>16</sup>О и в основном, и в 3<sup>-</sup>состояниях доминирует механизм срыва протона. Механизм передачи кластера <sup>12</sup>С( $L_C$ ) играет заметную роль при больших углах для обеих реакций, но особенно ярко проявляется в реакции с образованием <sup>16</sup>O(g. s.).

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

#### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

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

Сечение ( $\alpha$ ,  $\alpha$ )-рассеяния определяется когерентным суммированием амплитуд МСК ( $4\alpha$ конфигурация) и механизма передачи кластера  $^{12}$ С ( $\alpha + ^{12}$ С 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 ( $\alpha$ , t)-реакции определяется когерентным вкладом механизмов срыва протона (оболочечная конфигурация) и передачи кластера <sup>12</sup>С ( $\alpha$  + <sup>12</sup>С конфигурация) и согласуется с экспериментальным, за исключением углов, больших 160°.

Каждый из рассмотренных механизмов обусловлен конкретной конфигурацией волновых функций ядра <sup>16</sup>O(g. s., 3<sup>-</sup>) и его учет позволяет улучшить согласие экспериментальных и расчетных дифференциальных сечений ( $\alpha, \alpha$ )- и ( $\alpha, t$ )реакций.

Из анализа вклада отдельных механизмов в расчетные дифференциальные сечения ( $\alpha, \alpha$ )- и

 $(\alpha, t)$ -реакций можно сделать вывод, что ВФ ядра <sup>16</sup>О в основном состоянии преимущественно определяется 4 $\alpha$ -тетраэдной и оболочечной конфигурациями, что соответствует [1, 2]. Добавление к этим компонентам ВФ  $\alpha$  + <sup>12</sup>С конфигурации компоненты  $L_C$  = 4 характерно для возбужденного состояния 3<sup>-</sup> ядра <sup>16</sup>О.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 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).
- А. В. Игнатенко, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, ЯФ 59, 597 (1996) [Phys. At. Nucl. 59, 565 (1996)].
- 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.fresko.org.uk/
- 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 1р-оболочки* (Изд-во МГУ, Москва, 1978).
- A. Kumar, S. Kailas, S. Rathi, and K. Mahata, Nucl. Phys. A 776, 105 (2006); https://wwwnds.iaea.org/RIPL-2/optical/om-data/omalpha.readme
- 12. Y. Suzuki, Prog. Theor. Phys. 56, 111 (1976).
- 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. Mănăilescu, 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 <sup>16</sup>O(g. s.; 3<sup>-</sup>, 6.13 MeV) NUCLEUS WAVE FUNCTIONS STRUCTURE IN <sup>16</sup>O( $\alpha, \alpha$ )<sup>16</sup>O AND <sup>15</sup>N( $\alpha, t$ )<sup>16</sup>O REACTIONS

## L. I. Galanina<sup>1)</sup>, N. S. Zelenskaya<sup>1)</sup>, V. M. Lebedev<sup>1)</sup>, N. V. Orlova<sup>1)</sup>, A. V. Spassky<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, Russia

The structure of the <sup>16</sup>O(g. s., 3<sup>-</sup>) nucleus wave functions was studied using experimental angular distributions of the differential cross sections for the reactions <sup>16</sup>O(g. s.)( $\alpha, \alpha$ )<sup>16</sup>O(g. s., 3<sup>-</sup>) and <sup>15</sup>N( $\alpha, t$ )<sup>16</sup>O(g. s., 3<sup>-</sup>) at  $E_{\alpha} = 30.3$  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 <sup>12</sup>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 <sup>16</sup>O nucleus and makes a significant contribution to the experimental cross section.