

УДК 539.17

КЛАСТЕРНАЯ СТРУКТУРА УРОВНЕЙ ЯДРА ^{10}B

© 2020 г. М. А. Жусупов¹, К. А. Жаксыбекова¹, Р. С. Кабатаева^{1,2, *}

¹Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики, Алматы, Казахстан

²Международный университет информационных технологий, Алматы, Казахстан

*E-mail: raushan.kabatayeva@gmail.com

Поступила в редакцию 11.05.2020 г.

После доработки 02.06.2020 г.

Принята к публикации 26.06.2020 г.

В рамках многочастичной модели оболочек выполнен расчет спектров возбуждения ядра ^{10}B в литиевых реакциях передачи тритонных и α -частичных кластеров, полученных суммированием соответствующих спектроскопических S -факторов. Показано, что различие спектров возбуждения ядра ^{10}B в литиевых реакциях передачи α -кластеров на ядре ^6Li и в реакции радиационного захвата $^6\text{Li}(\alpha, \gamma)^{10}\text{B}$ связано со структурными особенностями состояний ядра ^{10}B в околопороговой области.

DOI: 10.31857/S0367676520100312

ВВЕДЕНИЕ

В многочастичной модели оболочек волновые функции ядра ^{10}B , находящегося в середине $1p$ -оболочки, являются многокомпонентными [1]. Так, волновая функция основного состояния, имеющего полный спин, четность и изоспин $(J^\pi, T) = (3^+, 0)$, содержит 10 компонент. Они различаются значениями суммарного орбитального L и спинового S моментов и схемами Юнга, характеризующими пространственную симметрию орбитальной волновой функции. Для основного состояния ядра ^{10}B доминирующей является симметрия [442], допускающая виртуальное кластерное разбиение $\{\alpha\alpha d\}$. На эту схему Юнга приходится 91% от веса полной волновой функции. На вес компоненты [433], допускающей разбиение $\{\alpha t\}$ ($t = ^3\text{He}$), приходится 3.2% от веса полной волновой функции, максимальный вклад состояний со схемой Юнга [433] приходится на энергии возбуждения около 25 МэВ [1].

В данной работе для исследования кластерной структуры основного и возбужденных состояний ядра ^{10}B используются ядерные реакции с ионами $^6,7\text{Li}$. Из-за аномально малой энергии связи ядра ^6Li в $\alpha + d$ -канале, а ядра ^7Li в $\alpha + t$ -канале в ядерных реакциях типа $^6\text{Li}(^6\text{Li}, d)^{10}\text{B}$ и $^7\text{Be}(^7\text{Li}, \alpha)^{10}\text{B}$ доминирующими механизмами являются передача α -частичного и тритонного виртуальных кластеров соответственно [2]. Как и ранее [3], спектрам возбуждения остаточных ядер мы сопоставляем энергетические распределения спектроскопических S -факторов, вычисленных в многочастичной модели оболочек, то есть, используя выражение $\sigma \sim (2J + 1) \Sigma S_L$.

Особый интерес вызывает сравнение результатов расчета сечений в литиевых реакциях передачи виртуальных α -частиц с результатами расчетов радиационного захвата (α, γ) на ядре ^6Li , особенно в узкой околопороговой области, в которой последние имеют ярко выраженный резонансный характер [4–6]. Различие в поведении сечений связано со структурными особенностями уровней ядра ^{10}B в этой области энергий.

СПЕКТРЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДРА ^{10}B В ЛИТИЕВЫХ РЕАКЦИЯХ

В табл. 1 даны рассчитанные значения суммарных спектроскопических факторов, нормированные на основное состояние. Сравнение с экспериментальными данными [7] показывает, что теория в целом передает основные максимумы, наблюдаемые при энергиях $E = 7, 11$ и 13 МэВ для присоединения тритонов и при энергиях $E = 7, 11$ и 16 МэВ для α -частиц. На рис. 1а и 1б представлены спектры возбуждения ядра ^{10}B в реакциях $^7\text{Be}(^7\text{Li}, \alpha)^{10}\text{B}$ (передача тритонного кластера) и $^6\text{Li}(^6\text{Li}, d)^{10}\text{B}$ (передача α -кластера) соответственно.

В качестве волновых функций основного состояния ядер $^6,7\text{Li}$, а также основного и возбужденных состояний ядра ^{10}B нами использовались хорошо известные волновые функции многочастичной модели оболочек, рассчитанные в НИИЯФ МГУ [1].

Волновые функции многочастичной модели оболочек проверены на успешных расчетах различных структурных характеристик легких ядер. Они также применялись в расчетах различных ядерных реакций, успешно описывая различные

Таблица 1. Спектры возбуждения ядра ^{10}B в литиевых реакциях

Уровни ^{10}B		S_r^L		$(2J+1)\Sigma S_L^t$ $^7\text{Be} + t \rightarrow ^{10}\text{B}^*$	S_α^L			$(2J+1)\Sigma S_L^\alpha$ $^6\text{Li} + \alpha \rightarrow ^{10}\text{B}^*$
E , МэВ	J, T	$L=1$	$L=3$		$L=0$	$L=2$	$L=4$	
0...1	3, 0	$2.1 \cdot 10^{-2}$	$2.2 \cdot 10^{-1}$	1	—	$3.3 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-2}$	1
	1, 0	$7.1 \cdot 10^{-2}$	$1.1 \cdot 10^{-1}$	0.320	$8.7 \cdot 10^{-2}$	$4.0 \cdot 10^{-1}$	—	15.69
1...2	0, 1	$1.3 \cdot 10^{-1}$	—	0.077	—	—	—	—
2...3	1, 0	$1.8 \cdot 10^{-1}$	$2.0 \cdot 10^{-2}$	0.355	$5.0 \cdot 10^{-1}$	$6.7 \cdot 10^{-2}$	—	18.27
3...4	2, 0	$1.4 \cdot 10^{-1}$	$2.4 \cdot 10^{-1}$	1.126	—	$2.5 \cdot 10^{-1}$	—	13.42
4...5	—	—	—	—	—	—	—	—
5...6	2, 1	$2.1 \cdot 10^{-1}$	$1.6 \cdot 10^{-2}$	0.669	—	—	—	—
6...7	3, 0	$1.1 \cdot 10^{-1}$	$7.1 \cdot 10^{-2}$	1.830	—	$3.2 \cdot 10^{-1}$	$2.9 \cdot 10^{-2}$	45.16
	4, 0	—	$1.7 \cdot 10^{-1}$		—	—	$6.8 \cdot 10^{-2}$	
	2, 0	$4.2 \cdot 10^{-2}$	$1.8 \cdot 10^{-2}$		—	$2.3 \cdot 10^{-1}$	—	
7...8	2, 1	$5.1 \cdot 10^{-2}$	$1.2 \cdot 10^{-1}$	0.506	—	—	—	—
8...9	—	—	—	—	—	—	—	—
9...10	—	—	—	—	—	—	—	—
10...11	2, 1	$7.1 \cdot 10^{-2}$	$5.3 \cdot 10^{-3}$	1.860	—	—	—	15.88
	3, 0	$1.4 \cdot 10^{-1}$	$7.8 \cdot 10^{-3}$		—	$1.4 \cdot 10^{-1}$	$6.7 \cdot 10^{-2}$	
	1, 0	$2.0 \cdot 10^{-2}$	$9.1 \cdot 10^{-2}$		$3.5 \cdot 10^{-5}$	$1.0 \cdot 10^{-2}$	—	
	3, 1	$5.2 \cdot 10^{-6}$	$2.0 \cdot 10^{-1}$		—	—	—	
11...12	1, 1	$4.2 \cdot 10^{-3}$	$2.1 \cdot 10^{-5}$	0.007	—	—	—	—
12...13	4, 1	—	$1.1 \cdot 10^{-1}$	1.744	—	—	—	—
	1, 1	$2.8 \cdot 10^{-1}$	$2.7 \cdot 10^{-5}$		—	—	—	
	2, 1	$2.2 \cdot 10^{-1}$	$2.6 \cdot 10^{-3}$		—	—	—	
13...14	2, 0	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$7.1 \cdot 10^{-2}$	0.328	—	$1.1 \cdot 10^{-2}$	—	0.59
	0, 1	$1.1 \cdot 10^{-1}$	—		—	—	—	
14...15	5, 0	—	—	—	—	—	$2.3 \cdot 10^{-1}$	27.17
15...16	2, 1	$5.3 \cdot 10^{-2}$	$2.6 \cdot 10^{-3}$	0.672	—	—	—	8.28
	3, 0	$2.4 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-1}$		—	$1.4 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-1}$	
16...17	0, 1	$5.1 \cdot 10^{-2}$	—	0.639	—	—	—	15.46
	3, 1	$1.0 \cdot 10^{-5}$	$5.4 \cdot 10^{-3}$		—	—	—	
	4, 0	—	$1.1 \cdot 10^{-1}$		—	—	$1.6 \cdot 10^{-1}$	
17...18	2, 1	$6.1 \cdot 10^{-2}$	$7.1 \cdot 10^{-3}$	0.201	—	—	—	—
18...19	1, 0	$2.0 \cdot 10^{-1}$	$8.4 \cdot 10^{-5}$	0.957	$2.9 \cdot 10^{-3}$	$2.3 \cdot 10^{-2}$	—	1.91
	3, 0	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$1.0 \cdot 10^{-2}$		—	$1.4 \cdot 10^{-2}$	$4.1 \cdot 10^{-4}$	
	4, 1	—	$9.1 \cdot 10^{-2}$		—	—	—	
19...20	1, 0	$2.7 \cdot 10^{-2}$	$3.7 \cdot 10^{-3}$	0.635	$2.3 \cdot 10^{-2}$	$1.6 \cdot 10^{-2}$	—	1.25
	3, 1	$3.7 \cdot 10^{-5}$	$1.4 \cdot 10^{-1}$		—	—	—	

механизмы. Основным достоинством этой модели является возможность, исходя из единой волновой функции основного состояния, переходить в различные нуклонные и кластерные каналы.

С целью изучения кластерной структуры ядра ^{10}B были рассмотрены реакции взаимодействия изотопов лития друг с другом, приводящие к ос-

новным и возбужденным состояниям ядра ^{10}B . Здесь используется тот факт, что основным механизмом в реакции с ионами лития является передача слабо связанных дейтронов, тритонов и α -частиц. Оказалось, что энергетическая зависимость спектров возбуждения хорошо передается просуммированными спектроскопическими факторами.

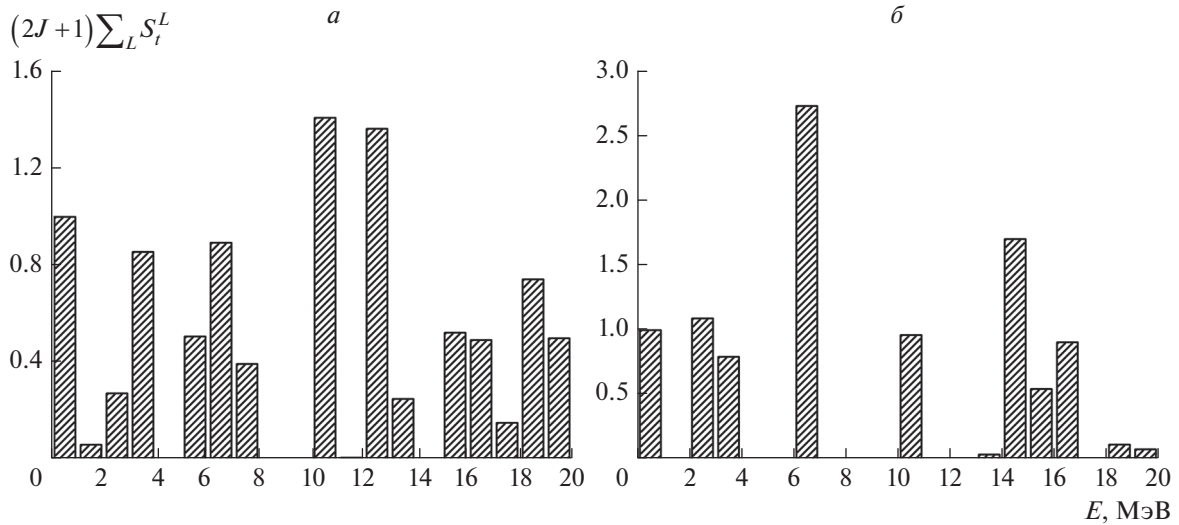


Рис. 1. Спектр возбуждения ядра ¹⁰B в литиевых реакциях передачи кластеров: а – передача *t*-кластера, б – передача α -кластера.

СРАВНЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДРА ¹⁰B В РЕАКЦИЯХ ЗАХВАТА РЕАЛЬНЫХ И ВИРТУАЛЬНЫХ α -ЧАСТИЦ

Для расчета сечений вылета γ -квантов используется формула Брейта–Вигнера для одиночного резонанса, поскольку расстояние между соседними уровнями в этой области энергий больше полных ширин этих уровней. Полное сечение в резонансе ($E = E_0$) определится выражением [6]:

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \omega_\gamma \frac{1}{\Gamma},$$

где $\omega_\gamma = g \cdot \Gamma_\gamma \cdot \Gamma_\alpha \cdot \Gamma^{-1}$ – сила резонанса, g – фактор, учитывающий спины частиц.

Приведенная формула показывает, что сечение для вылета γ -кванта при возбуждении резонансного состояния будет тем больше, чем меньше полная ширина Γ . Это условие будет выполняться в том

случае, если ширины для вылета α -частиц будут сравнимы с радиационными ширинами.

В табл. 2 [8] представлены полные резонансные сечения реакций радиационного захвата ⁶Li(α, γ)¹⁰B. В первом столбце приведены энергии α -частиц, при которых наблюдаются резонансы, в лабораторной системе и системе центра инерции. Во втором столбце указаны квантовые числа и энергии уровней. В третьем столбце приведены доминирующие мультиполи для электромагнитных переходов. В четвертом столбце указаны энергии вылетающих γ -квантов, в пятом – силы резонансов, в шестом – полные ширины уровней, и в седьмом – приведены рассчитанные нами сечения реакции радиационного захвата. Как видно из табл. 2, в рассматриваемой энергетической области сила резонанса ω_γ более или менее плавно изменяется с энергией.

Таблица 2. Экспериментальные характеристики и сечения образования резонансных γ -квантов в реакции ⁶Li(α, γ)¹⁰B

№	$E_{\alpha(рез.)}^{л.с.}$, МэВ ($E_{\alpha(рез.)}^{с.п.и.}$, МэВ)	$J_i^\pi; T_i \rightarrow J_f^\pi; T_f,$ $E_i \rightarrow E_f$	Мультипольности доминирующих переходов	E_γ , МэВ	ω_γ , эВ	Γ , эВ	$\sigma_{реакции}$, мкб
1	1.085 (0.651)	$2^-; 0 \rightarrow 3^+; 0,$ $5.1103 \rightarrow g.s.$	$E1, M2$	5.1103	$0.6 \cdot 10^{-1}$	$1.63 \cdot 10^3$	$3.6 \cdot 10^1$
2	1.173 (0.704)	$2^+; 1 \rightarrow 3^+; 0,$ $5.1639 \rightarrow g.s.$	$M1, E2$	5.1639	$0.2 \cdot 10^{-1}$	2.868	$5.78 \cdot 10^3$
3	2.433 (1.459)	$2^+; 0 \rightarrow 3^+; 0,$ $5.9195 \rightarrow g.s.$	$M1, E2$	5.9195	$1.9 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^4$	8.42
4	2.609 (1.565)	$4^+; 0 \rightarrow 3^+; 0,$ $6.0250 \rightarrow g.s.$	$M1, E2$	6.0250	$3.4 \cdot 10^{-1}$	$8 \cdot 10^1$	$1.758 \cdot 10^3$
5	4.022 (2.413)	$1^-; 0+1 \rightarrow 3^+; 0,$ $6.873 \rightarrow g.s.$	$M2, E3$	6.8730	$4.8 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^5$	$6.45 \cdot 10^{-1}$

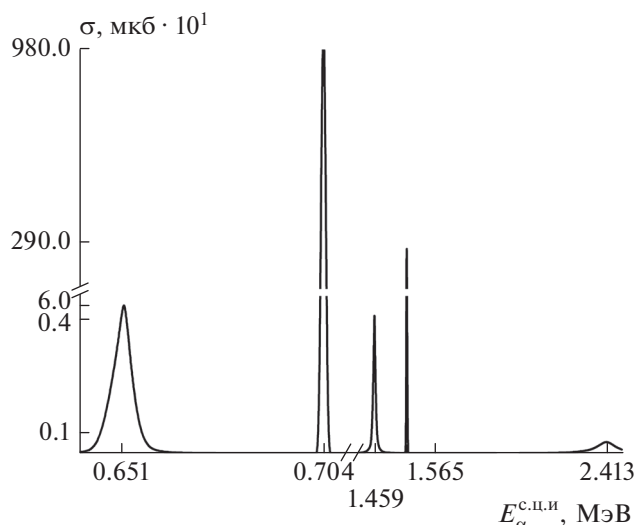


Рис. 2. Энергетическая зависимость полных сечений реакции ${}^6\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{10}\text{B}$.

Для реакции ${}^6\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{10}\text{B}$ наблюдаются четыре резонанса. Однако в этом случае полные ширины Γ , как правило, гораздо больше, чем в радиационном захвате на ядре ${}^7\text{Li}$ [6]. Исключение составляет γ -распад с уровня $(2^+, 1)$ при $E = 5.1639$ МэВ на основное состояние. В этом случае малость Γ_α (и, следовательно, полной Γ) связана с малостью спектроскопического фактора для α -распада этого уровня.

Из-за правил отбора по изоспину распад возможен только за счет примеси к волновой функции уровня $(2^+, 1)$ компоненты с $T = 0$, возникающей за счет кулоновского смешивания уровней с $T = 0$ и $T = 1$ [7]. Структурное подавление α -распада из состояния $(4^+, 0)$ [1] приводит к сравнительно малому значению полной ширины (4 строка в табл. 2) и, как следствие, к большому сечению вылета γ -квантов с энергией $E_\gamma = 6.025$ МэВ. Структурное подавление α -распада из состояния $(4^+, 0)$ в ядре ${}^{10}\text{B}$ заключается в том, что основная компонента волновой функции ядра ${}^{10}\text{B}$ со схемой Юнга [442], дающая 70% вклада в полную функцию [442] ${}^{13}\text{F}$ [1], не дает вклада в S_α -спектроскопический фактор для перехода к основному состоянию ядра ${}^6\text{Li}$, главная компонента которого имеет вид [42] ${}^{13}\text{S}$ [1]. Вклад в этот переход дает компонента [442] ${}^{13}\text{G}$ в волновой функции состояния $(4^+, 0)$ ядра ${}^{10}\text{B}$. Из-за большого значения орбитального момента α -частицы $L_\alpha = 4$, парциальная Γ_α ширина сильно подавляется за счет фактора проницаемости центростремительного барьера. Переход из состояния с энергией $E = 6.873$ МэВ на основное состояние (5 строка в табл. 2) демонстрирует наглядно, как большое значение полной ширины Γ , приводит к малым значениям сечения. В этом случае $\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_\alpha + \Gamma_d + \Gamma_p$ [9].

На рис. 2 [8] представлены полные сечения реакции радиационного захвата в зависимости от энергии налетающих α -частиц. Сравнивая рис. 1 и 2, можно увидеть, что резонансы в реакциях радиационного захвата α -частиц изотопами лития ${}^6\text{Li}$ с образованием основного и возбужденных состояний изотопов бора ${}^{10}\text{B}$ и выходом монохроматических γ -квантов наблюдаются именно при тех энергиях, при которых соответствующий α -частичный S -фактор очень мал, поскольку спектроскопический S -фактор входит как множитель в формулу для парциальной ширины уровня [7].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В реакции (α, γ) на ядре ${}^6\text{Li}$ наблюдается резонансная структура сечений. В этом случае резонансы связаны с малыми α -ширинами возбуждаемых состояний ядра ${}^{10}\text{B}$, что обусловлено их структурными особенностями. Так, особенно большим здесь является сечение для вылета γ -квантов с энергией $E_\gamma = 5.1639$ МэВ. В этом случае в процессе возбуждается состояние с квантовыми числами $(J^\pi, T) = (2^+, 1)$ и малость α -ширины является следствием правил отбора по изоспину.

Большой выход резонансных монохроматических γ -квантов с $E_\gamma = 5.1639$ и 6.025 МэВ в процессе на ядре ${}^6\text{Li}$ подтверждает возможность использования данной реакции для диагностики термоядерной плазмы путем добавления в нее определенного количества изотопов лития [4, 6].

Работа поддержана грантом МОН РК № AP05132952.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бояркина А.Н. Структура ядер 1p-оболочки. М.: Изд-во МГУ, 1973. 62 с.
2. Оглоблин А.А. // ЭЧАЯ. 1972. Т. 3. № 4. С. 936.
3. Жусупов М.А., Кабатаева Р.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2012. Т. 76. С. 485; Zhusupov M.A., Kabataeva R.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2012. V. 76. P. 429.
4. Cecil F.E., Medley S.S., Nieschmidt E.B., Zweben S.J. // Rev. Sci. Instrum. 1986. V. 57. № 8. P. 1777.
5. Ворончев В.Т., Кукулин В.И. // ЯФ. 2000. Т. 63. С. 2147; Voronchev V.T., Kukulin V.I. // Phys. At. Nucl. 2000. V. 63. P. 2051.
6. Жусупов М.А., Шестаков В.П. // Вестник КазНУ. Сер. физ. 2002. № 1. С. 3.
7. Буркова Н.А., Жаксыбекова К.А., Жусупов М.А. // ЭЧАЯ. 2009. Т. 40. № 2. С. 162; Burkova N.A., Zhaksybekova K.A., Zhusupov M.A. // Phys. Part. Nucl. 2009. V. 40. P. 162.
8. Жусупов М.А. Ибраева Е.Т., Буртебаев Н.Т. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. С. 915; Zhusupov M.A., Ibraeva E.T., Burtebaev N.T. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. V. 74. P. 891.
9. Ajzenberg-Selove F. // Nucl. Phys. A. 1988. V. 490. P. 1.