

УДК 539.17

## ИЗУЧЕНИЕ КЛАСТЕРНОЙ СТРУКТУРЫ ЯДРА $^{11}\text{B}$

© 2020 г. М. А. Жусупов<sup>1</sup>, Р. С. Кабатаева<sup>1,2,\*</sup>, А. С. Копенбаева<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>Международный 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  $^{11}\text{B}$  в литиевых реакциях передачи дейтронных и  $\alpha$ -частичных кластеров, полученных суммированием соответствующих спектроскопических  $S$ -факторов. Показано, что различие спектров возбуждения ядра  $^{11}\text{B}$  в литиевых реакциях передачи  $\alpha$ -кластеров на ядре  $^7\text{Li}$  и в реакции радиационного захвата  $^7\text{Li}(\alpha, \gamma)^{11}\text{B}$  связано со структурными особенностями состояний ядра  $^{11}\text{B}$  в околопороговой области.

DOI: 10.31857/S0367676520100324

### ВВЕДЕНИЕ

Ядро  $^{11}\text{B}$  находится в середине  $1p$ -оболочки и его структура хорошо передается многочастичной моделью оболочек (ММО) [1]. Волновые функции уровней этого ядра с определенными значениями полного момента, четности и изотопического спина ( $J^\pi, T$ ) в пределах  $(1s)^4(1p)^7$ -оболочки являются многокомпонентными. Отдельные компоненты характеризуются орбитальным моментом  $L$ , спиновым моментом  $S$  и образуют полный набор состояний и удовлетворяют требованиям фермионной статистики. Благодаря этому в ММО, исходя из единой волновой функции, можно рассматривать как нуклонные, так и различные кластерные степени свободы. Перестановочная симметрия отдельных компонент волновой функции характеризуется схемой Юнга [1]. Волновая функция основного состояния ядра  $^{11}\text{B}$  содержит 13 компонент [1]. При этом суммарный вес двух главных компонент со схемой Юнга [421] – 22%, а на оставшиеся компоненты со схемами Юнга [331] и [322] приходится всего 6%.

Если в атомном ядре некоторое состояние, основное или возбужденное, характеризуется большими значениями спектроскопических  $S$ -факторов для отделения или присоединения дейтронов, тритонов и  $\alpha$ -частиц, то говорят, что это состояние имеет соответствующую кластерную структуру.

Если некоторый уровень имеет одновременно большие значения  $S$ -факторов для отделения нескольких кластеров, то в этом случае можно говорить о мультикластерной структуре этого состояния. Ядра могут иметь кластерную или мульти-

кластерную структуру не только в основном, но и в возбужденных состояниях [2].

В данной работе исследуется кластерная структура ядра  $^{11}\text{B}$ . С этой целью в рамках многочастичной модели оболочек выполнен расчет кластерных спектроскопических факторов в каналах ( $^7\text{Li} + \alpha$ ) и ( $^9\text{Be} + d$ ), приводящих к основным и возбужденным состояниям ядра  $^{11}\text{B}$ .

В эксперименте возможность установления кластерной структуры ядра имеется при изучении литиевых реакций типа ( $^6\text{Li}, \alpha$ ), ( $^6\text{Li}, d$ ), ( $^7\text{Li}, t$ ) и ( $^7\text{Li}, \alpha$ ). Из-за малой энергии связи ядра  $^6\text{Li}$  в  $\alpha d$ -канале ( $\epsilon = 1.4750$  МэВ) и  $^7\text{Li}$  в  $\alpha t$ -канале ( $\epsilon = 2.4678$  МэВ) [4] основным механизмом в этих процессах является передача дейтронов,  $\alpha$ -частиц и тритонов, соответственно [3]. Тритонные спектроскопические факторы не исследовались, так как ядро  $^8\text{Be}$  не является стабильным и не может служить мишенью. Отметим, что энергия связи протона и дейтрона в ядре  $^7\text{Li}$  гораздо больше:  $\epsilon_p = 9.975$  МэВ и  $\epsilon_d = 9.62$  МэВ. Такая же ситуация в случае ядра  $^6\text{Li}$ , в котором энергии связи каналов с вылетом протонов и тритонов намного больше энергии связи в  $\alpha d$ -канале [4].

В реакциях передачи сечения  $\sigma$  возбуждения уровней остаточного ядра (в данном случае  $^{11}\text{B}$ ) могут быть представлены в предположении прямого механизма выражением  $\sigma \sim (2J + 1) \cdot \sum_L S_L \cdot \Phi$  [5], здесь  $S_L$  – соответствующие спектроскопические факторы, а  $\Phi$  – фактор, зависящий от кинематических характеристик. Если считать, что  $\Phi$  – более или менее плавная величина в зависимости от энергии, то наблюдаемые в сечениях максимумы

мы должны быть связаны с максимумами в энергетическом распределении спектроскопических факторов.

Особый интерес вызывает сравнение результатов расчетов сечений в литиевых реакциях передачи  $\alpha$ -частиц с результатами расчета сечений реакций радиационного захвата ( $\alpha, \gamma$ ) на ядре  $^7\text{Li}$ , особенно в околопороговой области, в которой последние имеют резонансный характер. Сильное различие картины сечений связано со структурными особенностями этих состояний.

### СПЕКТРЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДРА $^{11}\text{В}$ В ЛИТИЕВЫХ РЕАКЦИЯХ ПЕРЕДАЧИ

На рис. 1а и 1б приведены спектроскопические факторы для присоединения дейтронов в реакциях ( $^6\text{Li}, \alpha$ ) и  $\alpha$ -частиц в реакции ( $^6\text{Li}, d$ ) или ( $^7\text{Li}, t$ ) соответственно с образованием основного и возбужденных состояний ядра  $^{11}\text{В}$ . Представленные спектры возбуждения в литиевых реакциях получены суммированием указанных спектроскопических факторов в интервале энергий 1 МэВ и с учетом множителя  $(2J_i + 1)$ , где  $J_i$  – спины возбуждаемых состояний.

Поскольку ядро  $^8\text{Be}$  нестабильное, то реакции типа ( $^7\text{Li}, \alpha$ ), в которых передавался бы тритонный кластер, не рассматривались.

### СРАВНЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ( $\alpha, \gamma$ ) И РЕАКЦИЙ ПРИСОЕДИНЕНИЯ $\alpha$ -КЛАСТЕРОВ В РЕАКЦИЯХ ТИПА ( $^6\text{Li}, d$ ) НА $^7\text{Li}$

Для расчета сечений реакции радиационного захвата  $\alpha$ -частиц используем формулу Брейта–Вигнера для одиночного резонанса, поскольку в рассматриваемом нами случае расстояние между соседними уровнями в этой области энергий много больше полных ширин этих уровней [6]:

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \frac{\Gamma_\alpha \Gamma_\gamma}{4(E - E_0)^2 + \Gamma^2},$$

где  $k = \frac{\sqrt{2\mu E_\alpha}}{\hbar}$  – волновое число,  $\mu$  – приведенная масса в системе  $\alpha$ -частица – ядро-мишень,

$\omega_\gamma = g \frac{\Gamma_\alpha \Gamma_\gamma}{\Gamma}$  – сила резонанса,  $\Gamma_\alpha$  и  $\Gamma_\gamma$  – парциальные ширины для начального и конечного каналов, соответственно;  $\Gamma = \Gamma_\alpha + \Gamma_\gamma$  – полная ширина уровня,

$E_0$  – энергия резонанса,  $g = \frac{2J + 1}{(2J_1 + 1)(2J_2 + 1)}$  – фактор, учитывающий спины частиц;  $J$  – спин возбуждаемого в реакции резонанса,  $J_1$  и  $J_2$  – спины сталкивающихся частиц.

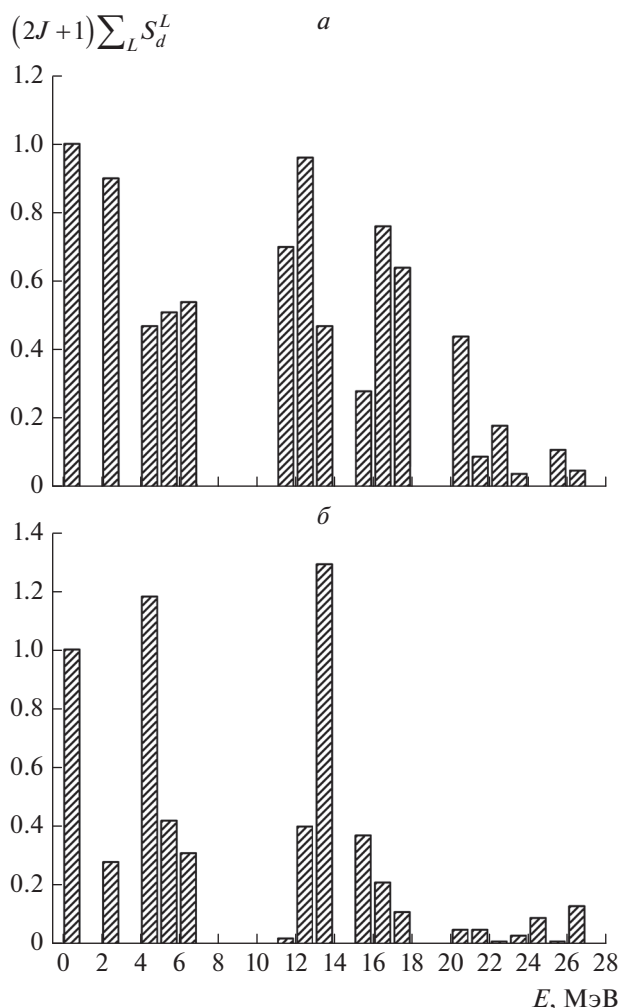


Рис. 1. Спектр возбуждения ядра  $^{11}\text{В}$  в литиевых реакциях передачи кластеров: а –  $^9\text{Be}(^6\text{Li}, \alpha)^{11}\text{В}$ ; б –  $^7\text{Li}(^6\text{Li}, d)^{11}\text{В}$ .

Полное сечение в резонансе ( $E = E_0$ ) определится выражением:

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

Отсюда видно, что сечение для вылета  $\gamma$ -квантов при возбуждении резонансных состояний будет тем больше, чем меньше полная ширина. Это условие будет выполняться в том случае, если ширины для  $\alpha$ -частиц будут одного порядка с радиационными ширинами. Отметим, что обычно парциальные ширины для вылета частиц на несколько порядков больше радиационных ширин.

Ядро  $^{11}\text{В}$  обладает своеобразной структурой. Для него, как и для других сильно кластеризованных ядер типа  $^6,7\text{Li}$ ,  $^8\text{Be}$ ,  $^{10}\text{В}$ ,  $^{12}\text{С}$ , сначала открываются кластерные каналы распада – именно  $\alpha$ -частичный, а другие каналы лежат несколько выше

**Таблица 1.** Экспериментальные характеристики и сечения образования резонансных  $\gamma$ -квантов в реакции  ${}^7\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{B}$ 

№	$E_{\alpha(\text{рез.})}^{\text{л.с.}}$ , МэВ ( $E_{\alpha(\text{рез.})}^{\text{с.п.и.}}$ , МэВ)	$J_i^{\pi}; T_i \rightarrow J_f^{\pi}; T_f$ , $E_i \rightarrow E_f$	Мультипольности доминирующих переходов	$E_{\gamma}$ , МэВ	$\omega_{\gamma}$ , эВ	$\Gamma$ , эВ	$\sigma_{\text{реакции}}$ , мкб
1	0.401 (0.255)	$5/2^- \rightarrow 3/2^-$ , 8.920 $\rightarrow$ g.s.	$E2, M1$	8.920	$8.8 \cdot 10^{-3}$	4.37	$5.2 \cdot 10^3$
2	0.819 (0.518)	$7/2^+ \rightarrow 5/2^-$ , 9.185 $\rightarrow$ 4.445	$E1, M2$	4.740	$3.1 \cdot 10^{-1}$	3	$1.3 \cdot 10^5$
3	0.819 (0.518)	$7/2^+ \rightarrow 3/2^-$ , 9.185 $\rightarrow$ g.s.	$M2, E3$	9.185	$3.1 \cdot 10^{-3}$	3	$1.3 \cdot 10^3$
4	0.958 (0.607)	$5/2^+ \rightarrow 3/2^-$ , 9.275 $\rightarrow$ g.s.	$E1, M2$	9.275	$2.9 \cdot 10^{-1}$	$4 \cdot 10^3$	$7.7 \cdot 10^1$
5	0.958 (0.607)	$5/2^+ \rightarrow 5/2^-$ , 9.275 $\rightarrow$ 4.445	$E1, M2$	4.835	1.2	$4 \cdot 10^3$	$3.21 \cdot 10^2$

по энергии. Так, для ядра  ${}^{11}\text{B}$   $\alpha$ -частичный порог равен 8.665 МэВ, а следующий протонный порог лежит почти на 3 МэВ выше [6]. При этом в реакции  ${}^7\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{B}$   $\alpha$ -частицы до 3 МэВ приводят к возбуждению околопороговых уровней  ${}^{11}\text{B}$  с квантовыми числами  $J^{\pi} = 5/2^-$  при энергии 8.920 МэВ,  $J^{\pi} = 7/2^+$  при энергии 9.185 МэВ и  $J^{\pi} = 5/2^+$  при  $E = 9.275$  МэВ [6]. При этом образуются монохроматические  $\gamma$ -кванты с энергиями 8.920, 9.185 и 9.275 МэВ, а также с энергией  $E_{\gamma} = 4.740$  МэВ из перехода  $7/2^+ \rightarrow 5/2^-$  ( $E = 4.445$  МэВ). В работах [7, 8] было показано, что сечения образования этих  $\gamma$ -квантов носят резонансный характер и являются аномально большими. Для всех этих уровней открыты только 2 канала распада:  $\alpha$ -частичный и радиационный. Обычно ширины каналов с вылетом частиц на несколько порядков больше радиационных. Полные ширины для этих состояний  $\Gamma = \Gamma_{\gamma} + \Gamma_{\alpha}$ .

Формулы Брейта–Вигнера показывают, что сечения для вылета  $\gamma$ -квантов при возбуждении резонансных состояний будут тем больше, чем меньше будет полная ширина уровня  $\Gamma$ . Это условие будет выполняться, если ширины для вылета  $\alpha$ -частиц  $\Gamma_{\alpha}$  будут сравнимы с радиационными ширинами  $\Gamma_{\gamma}$ . Так, особенностью  $\gamma$ -перехода с уровня  ${}^{11}\text{B}$  при  $E = 8.920$  МэВ на основное состояние ядра  ${}^{11}\text{B}$  ( $5/2^- \rightarrow 3/2^-$ ) является очень малая парциальная ширина  $\Gamma_{\alpha}$ . В этом случае полная ширина уровня  $\Gamma = \Gamma_{\gamma} + \Gamma_{\alpha} = 4.37$  эВ и практически полностью совпадает с радиационной шириной. Рассчитанная нами в рамках ММО  $\alpha$ -ширина  $\Gamma_{\alpha} \approx 0.006$  эВ [8]. Малость парциальной ширины для указанного перехода связана с малостью пропорционального ей спектроскопического фактора  $S_{\alpha}$  для этого случая. Это хорошо видно из рис. 1. В области энергий возбуждения от 8 до 12 МэВ вообще отсутствуют уровни с большими

значениями  $\alpha$ -частичных спектроскопических факторов. Основные компоненты ВФ уровня  $5/2^-$  [1], экспериментальная энергия которого равна 8.920 МэВ, имеют перестановочную симметрию пространственной части волновой функции со схемой Юнга [4421]. Вклад последней составляет 92% от полной волновой функции этого состояния. Волновая функция основного состояния ядра  ${}^7\text{Li}$  имеет схему Юнга [43], а ее вес равен 98%. По квантовым правилам отбора [9] вылет  $\alpha$ -частицы (имеющей симметрию [4]) из состояний со схемой Юнга [4421] на основное состояние ядра  ${}^7\text{Li}$  оказывается сильно подавленным и переход возможен только за счет малых компонент волновой функции  ${}^7\text{Li}$  со схемой Юнга [421], что и приводит к малости спектроскопического фактора и пропорциональной ему парциальной ширины  $\Gamma_{\alpha}$  и в конечном итоге полной ширины  $\Gamma$ .

Как видно из табл. 1 [10], сечение для вылета  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_{\gamma} = 8.920$  МэВ оказывается сравнительно большим и равным  $\sigma = 5.2$  мб. Еще более интенсивным оказался переход с уровня  $E = 9.185$  МэВ на уровень  ${}^{11}\text{B}$  при  $E = 4.445$  МэВ ( $7/2^+ \rightarrow 5/2^-$ ). Малость полной ширины уровня  $\Gamma$ , равной примерно 3 эВ, приводит к большому сечению процесса, равному  $\sigma = 1.3 \cdot 10^5$  мкб (130 мб) для вылета фотонов с  $E_{\gamma} = 4.740$  МэВ. Из-за малости полной ширины этого уровня сечение вылета  $\gamma$ -квантов с  $E_{\gamma} = 9.185$  МэВ (на основное состояние  ${}^{11}\text{B}$ ) также оказывается значительным ( $\sigma = 1.3 \cdot 10^3$  мкб). Аномально малое значение  $\alpha$ -ширины для уровня, имеющего положительную четность, также связано с малостью спектроскопического фактора. Низколежащие уровни положительной четности в ядре  ${}^{11}\text{B}$  получают путем перехода  $1p$ -нуклона в следующую  $2s-2d$ -оболочку. Как показывают расчеты в модели оболочек, если кластер образован нуклонами из раз-

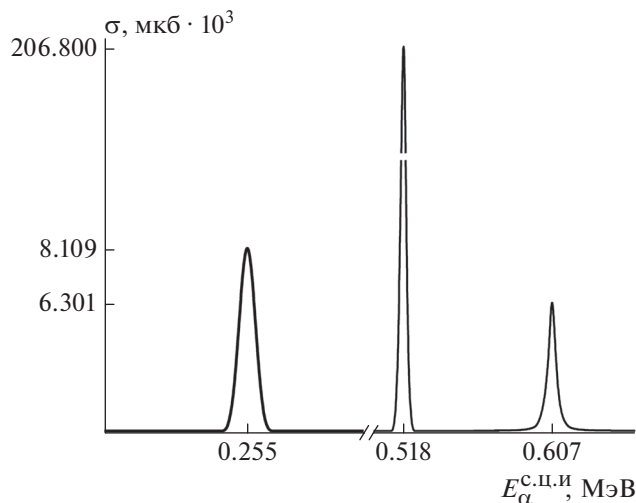


Рис. 2. Энергетическая зависимость полных сечений реакции  ${}^7\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{B}$ .

ных оболочек, то спектроскопический фактор для  $\alpha$ -частиц в этом случае оказывается подавленным по сравнению со случаем, когда они образованы нуклонами только одной оболочки [11]. Именно это приводит к малым значениям  $\Gamma_\alpha$  для этих уровней.

Как видно из табл. 1, сечение реакции  $(\alpha, \gamma)$  на ядре  ${}^7\text{Li}$  для  $\gamma$ -перехода  $7/2^+ \rightarrow 5/2^-$  ровно на 2 порядка больше сечения перехода  $7/2^+ \rightarrow 3/2^-$ . Орбитальный момент излучаемого  $\gamma$ -кванта определяется соотношением  $|J_i - J_f| \leq L_\gamma \leq J_i + J_f$ . В переходе на основное состояние  $7/2^+ \rightarrow 3/2^-$  согласно правилам отбора по спину и четности доминирующими являются  $E3$  и  $M2$ -мультиполи. В переходе  $7/2^+ \rightarrow 5/2^-$  доминирующими являются  $E1$  и  $M2$ -мультиполи. Как известно, в легких ядрах электрический дипольный мультиполь является наиболее интенсивным. Следующий рассмотренный нами уровень  $5/2^+$  при энергии  $E = 9.275$  МэВ при  $\gamma$ -распаде на основное и возбужденное состояние с энергией  $E = 4.445$  МэВ приводит к появлению резонансных фотонов с энергией  $E_\gamma = 9.275$  МэВ и  $E_\gamma = 4.835$  МэВ соответственно. Поскольку полная ширина  $\Gamma = 4$  кэВ и значительно больше радиационной сечение образования  $\gamma$ -квантов для обоих переходов несколько меньше.

На рис. 2 [10] представлены полные сечения реакции радиационного захвата в зависимости от энергии налетающих  $\alpha$ -частиц. Сравнивая рис. 1 и 2, можно увидеть, что резонансы в реакциях радиационного захвата  $\alpha$ -частиц изотопами лития  ${}^7\text{Li}$  с образованием основного и возбужденных состояний изотопов бора  ${}^{11}\text{B}$  и выходом монохроматических  $\gamma$ -квантов наблюдаются именно при тех энергиях, при которых соответствующий  $\alpha$ -частичный  $S$ -фактор очень мал, поскольку спектро-

скопический  $S$ -фактор входит как множитель в формулу для парциальной ширины уровня.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнен расчет спектров возбуждения ядра  ${}^{11}\text{B}$  в литиевых реакциях передачи дейтронов ядру  ${}^9\text{Be}$  и  $\alpha$ -частиц ядру  ${}^7\text{Li}$ . Проведено сравнение со спектрами в реакциях радиационного захвата  $(\alpha, \gamma)$  на  ${}^7\text{Li}$ . Сравнение показывает, что спектры возбуждения в этих случаях имеют совершенно различный характер, особенно в околопороговой области. Если в случае, когда присоединяются реальные  $\alpha$ -частицы в  $(\alpha, \gamma)$ -процессах в области энергии от порога и до энергий в 10 МэВ спектры возбуждения имеют четко выраженные максимумы, то в случае литиевых реакций, когда передаются виртуальные  $\alpha$ -частицы, например, из процесса  $({}^6\text{Li}, d)$ , никаких максимумов в спектрах не наблюдаются. Связано это со структурными особенностями находящихся здесь состояний. Результаты указывают на бо́льшой выход монохроматических  $\gamma$ -квантов с энергиями  $E_\gamma = 4.835, 8.920, 9.185$  и  $9.275$  МэВ в реакции радиационного захвата  ${}^7\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{B}$  и подтверждают возможность их использования для диагностики термоядерной  $dt$ -плазмы [7, 12] добавлением в нее небольшого количества изотопов лития.

Работа поддержана грантом МОН Республики Казахстан № AP05132952.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бояркина А.Н. Структура ядер  $1p$ -оболочки. М.: Изд-во МГУ, 1973. 62 с.
2. Лебедев В.М., Неудачин В.Г., Сахарук А.А. // ЯФ. 2000. Т. 63. С. 248; Levedev V.M., Neudatchin V.G., Sakharuk A.A. // Phys. At. Nucl. 2000. V. 63. P. 195.
3. Оглоблин А.А. // ЭЧАЯ. 1972. Т. 3. № 4. С. 936.
4. Ajzenberg-Selove F. // Nucl. Phys. A. 1988. V. 490. P. 1.
5. Жусупов М.А., Кабатаева Р.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2012. Т. 76. С. 485; Zhusupov M.A., Kabatayeva R.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2012. V. 76. P. 429.
6. Ajzenberg-Selove F. // Nucl. Phys. A. 1985. V. 433. P. 1.
7. Cecil F.E., Medley S.S., Nieschmidt E.B., Zweben S.J. // Rev. Sci. Instrum. 1986. V. 57. № 8. P. 1777.
8. Жусупов М.А., Шестаков В.П. // Вестник КазНУ. Сер. физ. 2002. № 1. С. 3.
9. Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1969. 414 с.
10. Жусупов М.А., Ибраева Е.Т., Красовицкий П.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. С. 915; Zhusupov M.A., Ibraeva E.T., Krasovitsky P.M. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. V. 74. P. 891.
11. Жусупов М.А., Лхагва О., Помтер И. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1968. Т. 32. С. 1714.
12. 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.