

М.А. Жусупов¹ , К.А. Жаксыбекова¹ ,
Р.С. Кабатаева^{1,2,*} , А.С. Копенбаева¹ 

¹Казахский национальный университет им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Казахстан, г. Алматы

²Международный университет информационных технологий, Казахстан, г. Алматы,

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

СПЕКТР ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДРА ^{10}B ПРИ ЗАХВАТЕ РЕАЛЬНЫХ И ВИРТУАЛЬНЫХ α -ЧАСТИЦ

В данной работе 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 околороговой области. В реакции (α, γ) на ядре ^6Li наблюдается резонансная структура сечений. Наблюдаемые резонансы связаны с малыми α -ширинами возбуждаемых состояний ядра ^{10}B . 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 НИИ ядерной физики МГУ им. М. Ломоносова.

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

Ключевые слова: многочастичная модель оболочек, спектр возбуждения, легкие ядра, литиевые реакции, спектроскопический фактор, реальные α -частицы, виртуальные α -частицы, радиационный захват, передача кластера, ядро ^{10}B .

М.А. Zhusupov¹, К.А. Zhaksybekova¹, R.S. Kabatayeva^{1,2,*}, A.S. Kopenbayeva¹

¹Al-Farabi Kazakh National University, IETP, Kazakhstan, Almaty

²International Information Technology University, Kazakhstan, Almaty

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

Excitation spectrum of ^{10}B nucleus when capturing real and virtual α -particles

In this paper within the multi-particle shell model the excitation spectra of ^{10}B nucleus in lithium reactions of triton and α -particle clusters transfer were calculated using the summation of the corresponding spectroscopic S -factors. It is shown that the difference between excitation spectra of ^{10}B nucleus in lithium reaction of α -cluster transfer and in the reaction of radiation capture $^6\text{Li}(\alpha, \gamma)^{10}\text{B}$ is due to the structural peculiarities of the states of ^{10}B nucleus in near threshold region. In (α, γ) reaction on ^6Li nucleus the resonance structure of cross sections is observed. The observable resonances are due to small α -widths of the excited states of ^{10}B nucleus. As the wave functions of the ground state of $^6,7\text{Li}$ nuclei, as well as the ground and excited states of the ^{10}B nucleus, we used the well-known wave functions of the many-particle shell model calculated at the Scientific Research Institute of Nuclear Physics, M. Lomonosov Moscow State University.

The large escape of resonance monochromatic γ -quanta with energy $E_\gamma = 5.1639$ and $E_\gamma = 6.025$ МэВ in the process on ^6Li nucleus confirms the possibility of use of the reaction for diagnostics of fusion plasma by adding a definite amount of lithium isotopes into the plasma.

Key words: multi-particle shell model, excitation spectrum, light nuclei, lithium reactions, spectroscopic factors, real α -particles, virtual α -particles, radiation capture, cluster transfer, ^{10}B nucleus.

М.Ә. Жүсіпов¹, К.А. Жақсыбекова¹, Р.С. Қабатаева^{1,2,*}, А.С. Көпенбаева¹

¹Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, ЭТФФЗИ, Қазақстан, Алматы қ.

²Халықаралық ақпараттық технологиялар университеті, Қазақстан, Алматы қ.
e-mail: raushan.kabatayeva@gmail.com

Нақты және виртуалдық α -бөлшектерді қарпу кезіндегі $^{10}\text{В}$ ядросының қозу спектрі

Бұл ұсынылған жұмыста көп бөлшектік қабықшалар моделі шеңберінде сәйкес келетін спектроскоптық S -факторлардың қосуымен алынған тритондық және α -бөлшектік кластер алмасу литий реакцияларындағы $^{10}\text{В}$ ядросының қозу спектрі есептелді.

Литий реакцияларында ^6Li ядросына α -кластерлерді беру және $^6\text{Li}(\alpha, \gamma) ^{10}\text{В}$ радиациялық қармау реакциясында, $^{10}\text{В}$ ядросының қозу спектрінің айырмашылығы табалдырыққа жақын жатқан $^{10}\text{В}$ ядросы күйлерінің қозу спектрінің ерекшеліктерімен байланысты екені көрсетілген. ^6Li ядросындағы (α, γ) реакциясында қиманың резонанстық құрылымы байқалады. Байқаланатын резонанстар $^{10}\text{В}$ ядросының қозатын күйлерінің кіші α -ендерімен байланысты. $^{6,7}\text{Li}$ ядроларының жер үсті күйінің толқындық функциялары, сондай-ақ $^{10}\text{В}$ ядросының жер үсті және қозған күйлері ретінде біз М. Ломоносов атындағы Мәскеу мемлекеттік университетінің Ядролық физика ғылыми-зерттеу институтында есептелген көп бөлшектердің қабықша моделінің танымал толқындық функцияларын қолдандық.

^6Li ядросы процесіндегі резонанстық монохроматтық энергиясы $E_\gamma = 5.1639$ және $E_\gamma = 6.025$ МэВ γ -кванттардың қарқын шығуы айтылған реакцияны термоядролық плазма диагностикасы үшін пайдалану мүмкін екенін растайды, литий изотоптарын нақты көлемде плазмаға қосу жағдайында.

Түйін сөздер: көп бөлшектік қабықшалар моделі, қозу спектрі, жеңіл ядролар, литий реакциялары, спектроскоптық фактор, нақты α -бөлшектер, виртуалдық α -бөлшектер, радиациялық қарпу, кластер алмасу, $^{10}\text{В}$ ядросы.

Введение

В многочастичной модели оболочек волновые функции ядра $^{10}\text{В}$, 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 $^{10}\text{В}$ 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 $^{10}\text{В}$ используются ядерные реакции с ионами $^{6,7}\text{Li}$ [2]. Из-за аномально малой энергии связи ядра ^6Li в $\alpha + d$ -канале, а ядра ^7Li в

$\alpha + t$ -канале в ядерных реакциях типа $^6\text{Li}(^6\text{Li}, d)^{10}\text{В}$ и $^7\text{Be}(^7\text{Li}, \alpha)^{10}\text{В}$ доминирующими механизмами являются передача α -частичного и тритонного виртуальных кластеров соответственно [3]. Как и ранее [4, 5], 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 [6–8]. Различие в поведении сечений связано со структурными особенностями уровней ядра $^{10}\text{В}$ в этой области энергий.

Спектры возбуждения ядра $^{10}\text{В}$ в литиевых реакциях

В таблице 1 даны рассчитанные значения суммарных спектроскопических факторов, нормированные на основное состояние. Сравнение

с экспериментальными данными [9] 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.

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

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

На рисунке 1а и б 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 воз-

бужденных 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 механизмы. Основным достоинством

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

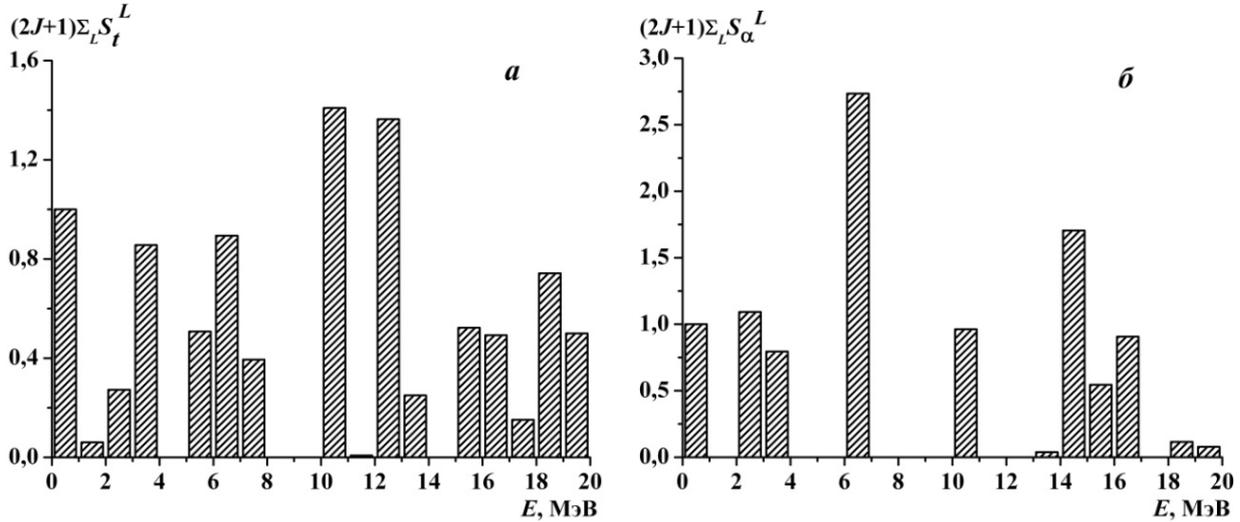


Рисунок 1 – Спектр возбуждения ядра ^{10}B в литевых реакциях передачи кластеров: *a* – передача *t*-кластера, *б* – передача α -кластера

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

Сравнение сечений возбуждения ядра ^{10}B 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 [8]:

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

где $\omega_\gamma = g \cdot \frac{\Gamma_\gamma \cdot \Gamma_\alpha}{\Gamma}$ – 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 таблице 2 [10] представлены полные резонансные сечения реакций радиационного захвата $^6\text{Li}(\alpha, \gamma)^{10}\text{B}$. 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 таблицы 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 $^6\text{Li}(\alpha, \gamma)^{10}\text{B}$

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

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 ^7Li [8]. 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 $T = 1$ [9]. Структурное подавление α -распада из состояния $(4^+, 0)$ [1] приводит к сравнительно малому значению полной ширины (4 строка в таблице 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}B заключается в том, что основная компонента волновой функции ядра ^{10}B со схемой Юнга [442], дающая 70 % вклада в полную функцию [442] ^{13}F [1], не дает вклада в S_α -спектроскопический фактор для перехода к основному состоянию ядра ^6Li , главная компонента которого

имеет вид [42] ^{13}S [1]. Вклад в этот переход дает компонента [442] ^{13}G в волновой функции состояния $(4^+, 0)$ ядра ^{10}B . Из-за большого значения орбитального момента α -частицы $L_\alpha = 4$, парциальная Γ_α ширина сильно подавляется за счет фактора проницаемости центробежного барьера. Переход из состояния с энергией $E = 6.873$ МэВ на основное состояние (5 строка в таблице 2) демонстрирует наглядно, как большое значение полной ширины Γ , приводит к малым значениям сечения. В этом случае $\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_\alpha + \Gamma_d + \Gamma_p$ [11].

На рисунке 2 [10] представлены полные сечения реакции радиационного захвата в зависимости от энергии налетающих α -частиц.

Сравнивая рисунки 1 и 2, можно увидеть, что резонансы в реакциях радиационного захвата α -частиц изотопами лития ^6Li с образованием основного и возбужденных состояний изотопов бора ^{10}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 [9].

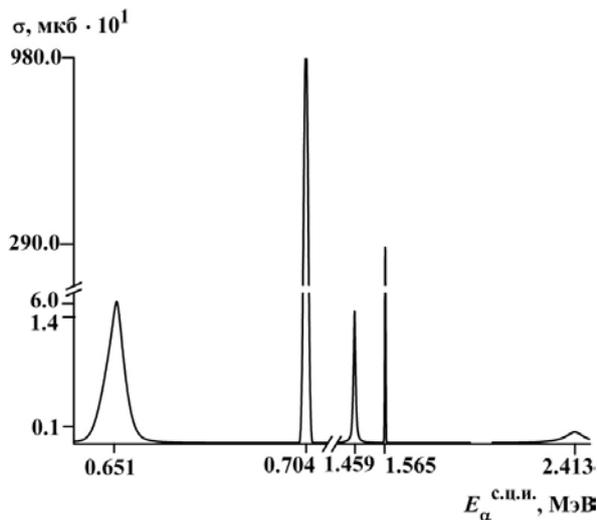


Рисунок 2 – Энергетическая зависимость полных сечений реакции ${}^6\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{10}\text{B}$

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 [6, 8].

Работа выполнена при поддержке гранта Комитета науки министерства образования и науки РК № AP05132952.

Литература

- 1 Бояркина А.Н. Структура ядер 1p-оболочки. – М.: Изд-во МГУ, 1973. – 62 с.
- 2 Zhusupov M.A., Zhaksybekova K.A., Kabatayeva R.S. Cluster structure of ${}^{10}\text{B}$ nucleus levels //Book of abstracts, LXIX International conference “Nucleus-2019” on nuclear spectroscopy and nuclear structure. 1-5 July, 2019. – P. 300.
- 3 Оглоблин А.А. Реакции передачи с ионами лития // ЭЧАЯ. 1972. – Т. 3, Вып. 4. – С.936.
- 4 Жусупов М.А., Кабатаева Р.С. Мультикластерная структура основного и возбужденных состояний ядра ${}^9\text{Be}$ //Изв. РАН. Сер. физ. – 2012. – Т. 76, № 4. – С. 485.
- 5 Zhusupov M.A., Zhaksybekova K.A., Kabatayeva R.S. and Kopenbayeva A.S. Cluster structure of the ground and excited states of ${}^9\text{Be}$ and ${}^{10}\text{B}$ Nuclei //In book: Recent Progress in Few-Body Physics. – 2020. – P.259-262.
- 6 Cecil F.E. et al. Nuclear reaction diagnostics of fast confined and escaping alpha particles //Rev. Sci. Instrum. – 1988. – V. 57, № 8. – P. 1777.
- 7 Ворончев В.Т., Кукулин В.И. Ядерно-физические аспекты УТС: анализ перспективных топлив и гамма-лучевая диагностика горячей плазмы //ЯФ. – 2000. – Т. 63, № 12. – С. 2147-2162.
- 8 Жусупов М.А., Шестаков В.П. Выход гамма квантов высокой энергии в реакции радиационного захвата альфа частиц ядром ${}^7\text{Li}$ //Вестник КазНУ. Сер. физ. – 2002. – Т. 12, № 1. – С.12-18.
- 9 Буркова Н.А., Жаксыбекова К.А., Жусупов М.А. Однонуклонная спектроскопия в лёгких ядрах //ЭЧАЯ. – 2009. Т. 40, Вып. 2. – С.320-395.
- 10 Жусупов М. А. и др. Взаимодействие α -частиц с ядрами ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ при низких энергиях //Изв. РАН. Сер. физ. – 2010. – Т. 74, № 6. – С. 915.
- 11 Ajzenberg-Selove F. Energy Levels of Light Nuclei A=10 // Nucl. Phys. A. – 1988. – V. 490. – P.1-225.

References

- 1 A.N. Boyarkina, Structura yader 1p-obolochki, (Moscow, Izd-vo MGU, 1973), 62 s. (in Russ)
- 2 M.A. Zhusupov, K.A. Zhaksybekova, and R.S. Kabatayeva, Cluster structure of ${}^{10}\text{B}$ nucleus levels, Book of abstracts, LXIX International conference “Nucleus-2019” on nuclear spectroscopy and nuclear structure. 1-5 July, 2019, p.300.
- 3 A.A. Ogloblin, EChAYa, 3 (4), 936 (1972). (in Russ)
- 4 M.A. Zhusupov and R.S. Kabatayeva, Bull. RAS: Phys., 76 (4), 429 (2012). (in Russ)
- 5 M.A. Zhusupov, K.A. Zhaksybekova, R.S. Kabatayeva, and A.S. Kopenbayeva, Recent Progress in Few-Body Physics, 259-262 (2020).
- 6 F.E. Cecil et al, Rev. Sci. Instrum., 57 (8), 1777 (1988).
- 7 V.T. Voronchev and V.I. Kukulin, Phys. At. Nucl., 63 (12), 2051 (2000). (in Russ)
- 8 M.A. Zhusupov and V.P. Shestakov, Rec. Contr. Phys., 12 (1), 12-18 (2002). (in Russ)
- 9 N.A. Burkova, K.A. Zhaksybekova, and M.A. Zhusupov, Phys. Part. Nucl., 40, 162 (2009.). (in Russ)
- 10 M.A. Zhusupov and et al., Bull. RAS: Phys., 74 (6), 891 (2010). (in Russ)
- 11 F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A, 490, 1-225 (1988).