

ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗОТОПОВ ${}^6\text{Li}$ И ${}^7\text{Li}$ С ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ

М.А. Жусупов, Р.С. Кабатаева

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

Исследованы механизмы взаимодействия частиц с изотопами лития, а также литиевые реакции передачи с образованием ядра ${}^9\text{Be}$. Рассчитаны спектроскопические факторы в каналах ${}^6\text{Li} + t$ и ${}^7\text{Li} + d$.

Во взаимодействиях частиц с легкими ядрами не существуют универсальных формул, описывающих сечения во всем угловом диапазоне или в значительном энергетическом интервале. Легкие ядра характеризуются ярко выраженными структурными особенностями. Спектроскопические характеристики двух соседних ядер могут кардинально отличаться друг от друга. Эти особенности легких ядер находят свое отражение в процессах их взаимодействия.

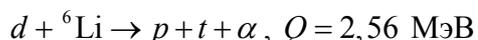
1 Общая характеристика взаимодействия ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ с частицами

Ядра ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ широко используются в ядерной и термоядерной энергетике. Так, взаимодействие ядер ${}^6\text{Li}$ с нейтронами служит для наработки необходимых для термоядерного синтеза ядер трития. При объяснении нуклеосинтеза элементов в Большом Взрыве существует проблема отсутствия стабильных изотопов с $A=8$, из-за чего не «работает» механизм однонуклонного радиационного захвата (N, γ) Гамова. Действительно, среднее время жизни основного изотопа ${}^8\text{Be}$ мало: порядка 10^{-16} с. Однако, в процессе ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ образуется ядро ${}^8\text{Li}$, живущее порядка 1 с. Далее, существует несколько возможных каналов, приводящих к образованию стабильных ядер с $A=9$. В частности, таковым является процесс ${}^8\text{Li}(n, \gamma){}^9\text{Li}$ с образованием стабильного ядра ${}^9\text{Be}$ в результате β -распада.

Ядра ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ обладают своеобразной «кластерной» структурой. Из-за очень малой энергии связи ядер ${}^6\text{Li}$ в αd -канале ($\varepsilon_{\alpha d} = 1.475$ МэВ) и ${}^7\text{Li}$ в αt -канале ($\varepsilon_{\alpha t} = 2.467$ МэВ) в волновых функциях основных состояний этих ядер абсолютно доминируют соответственно αd - и αt -компоненты [1, 2]. Вес этих компонент гораздо больше 90% в обоих случаях. Кластерная структура изотопов лития приводит к резонансному характеру взаимодействия легких частиц с ними. Действительно, в рамках кластерной фолдинг-модели потенциал взаимодействия налетающих частиц может быть выражен через сумму их взаимодействий с отдельными фрагментами ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$, усредненным по волновым функциям основных состояний этих ядер. Взаимодействия $\alpha\alpha$, αt , αd и т.д. носят при низких энергиях резонансный характер [1]. Эти резонансы в подсистемах проявляются и во взаимодействиях частиц с изотопами лития.

2 Механизмы взаимодействия частиц с изотопами лития

Рассмотрим ядерный процесс:



Возможны три основных механизма этой реакции.

механизм срыва тяжелой частицы (рис. 2б) дает основной вклад в наблюдаемый в эксперименте рост сечения на большие углы, близкие к π (рассеяние назад).

Отметим, что методы расчета отдельных диаграмм были развиты в работах советских физиков И.С.Шапира, Л.Д. Блохинцева и др. [3, 4]. Используя особенности структуры легких ядер можно, выбирая кинематику процесса, выделить те или иные механизмы реакции.

Очевидно, что если в реакциях однонуклонного срыва или подхвата проявляется одночастичный (оболочечный) аспект ядерной волновой функции, то в процессах «выбивания» или «тяжелого» срыва, связанных с обменом целыми группами нуклонов, проявляется ее другой, кластерный аспект. Если в реакции (t, d) на ядре ${}^6\text{Li}$ рассмотреть образование ядра ${}^7\text{Li}$ в возбужденных состояниях, то особый интерес представляют 2

близколежащих уровня ${}^7\text{Li}$ с $J^\pi, T = \frac{5^-}{2}, \frac{1}{2}$. Один из них при энергии $E_1 = 6,76$ МэВ имеет ярко выраженную αt -кластерную структуру. Об этом свидетельствует большое значение спектроскопического фактора (или приведенной ширины) для вылета тритонов для этого уровня $S_t \approx 1$ [5]. В то же время нуклонная ширина этого уровня весьма мала. Для более высоко лежащего уровня $E_2 = 7,47$ МэВ наблюдается обратная картина: этот уровень характеризуется большим значением нейтронного спектроскопического фактора S_n и очень малым значением для тритонного фактора S_t . Поэтому, если зафиксировать в эксперименте уровень ${}^7\text{Li}$ при $E_2 = 7,47$ МэВ, то для него будет доминировать полюсный механизм, а для уровня $E_1 = 6,76$ МэВ будут преобладать механизмы тяжелого срыва и кластерного выбивания.

Укажем также на большое число каналов во взаимодействии частиц с ядрами лития. Так в процессе $d + {}^6\text{Li}$ возможны семь экзотермических процессов, а число вторичных реакций с выделением энергии превышает 80!

В работе [6] приведены результаты расчетов полных сечений рассеяния резонансных реакций ${}^7\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{B}$ и ${}^6\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{10}\text{B}$ в рамках формализма Брейта-Вигнера. Ядра ${}^{11}\text{B}$ и ${}^{10}\text{B}$ обладают своеобразной структурой. Для них, как и для других сильно кластеризованных легких ядер типа ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Be}$, сначала открываются кластерные каналы распада (α -частичный), а нуклонные каналы лежат выше по энергии [7, 8].

4 Мультикластерная структура ядра ${}^9\text{Be}$

Ядро ${}^9\text{Be}$ обладает своеобразной кластерной структурой. Согласно многочастичной модели оболочек [5] основное состояние этого ядра характеризуется схемой Юнга [441]. Вклад ее составляет более 90 %. Вклад состояний со схемой Юнга [432] на уровне нескольких процентов. Совершенно очевидно, что доминирующей конфигурацией ядра ${}^9\text{Be}$ является $\alpha\alpha n$ -модель. Именно в этой модели [9] получено наилучшее описание свойств основного состояния ядра ${}^9\text{Be}$. В этой же модели достигнуто успешное описание фотоядерных процессов (γ, p) , (γ, d) , (γ, t) на ядре ${}^9\text{Be}$ [1] и реакций упругого рассеяния адронов на этом ядре [10]. Конфигурация [432], соответствующая кластерному разбиению αdt , отвечает более высоким энергиям возбуждения [5]. Вместе с тем в работе [11] предлагается искать указанные состояния со схемой Юнга [432] в литиевых реакциях передачи типа ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, \alpha){}^9\text{Be}$ и ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, \alpha){}^9\text{Be}$ (рис.3).

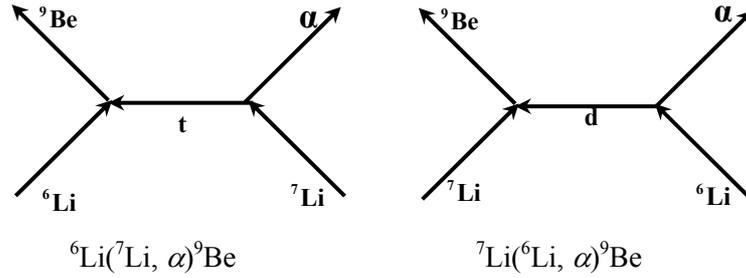


Рис. 3. Литиевые реакции передачи

Из-за упомянутой выше малости энергии связи ${}^7\text{Li}$ в канале $\alpha + t$ и ${}^6\text{Li}$ в канале $\alpha + d$ доминирующими механизмами в обоих случаях являются передача дейтронного и тритонного кластеров соответственно. Однако, гибкость многочастичной модели оболочек состоит в том, что схема Юнга [441] допускает вылет дейтронов и тритонов, так как согласно правилу Литтлвуда возможны разбиения $[441] \square [43]+[2]$ и $[441] \square [42]+[3]$. Поэтому для поиска состояний αtd -конфигурации нужно включить не только состояния ядра ${}^9\text{Be}$ со схемой Юнга [432], но и состояния со схемой [441].

Нами был проведен расчет спектроскопических факторов в каналах ${}^6\text{Li} + t$ и ${}^7\text{Li} + d$, включающий обе схемы Юнга [441] и [432]. В реакциях передачи сечение возбуждения уровней остаточного ядра (в данном случае ${}^9\text{Be}$) могут быть представлены выражением (5) (в предположении прямого механизма)

$$\sigma \square (2J+1) \sum S_L \cdot \Phi, \quad (5)$$

здесь S_L - соответствующие спектроскопические факторы, а Φ - фактор, зависящий от кинематических характеристик. Если считать, что Φ - более или менее плавная величина в зависимости от энергии, то наблюдаемые в реакциях максимумы должны быть связаны с максимумами спектроскопических факторов.

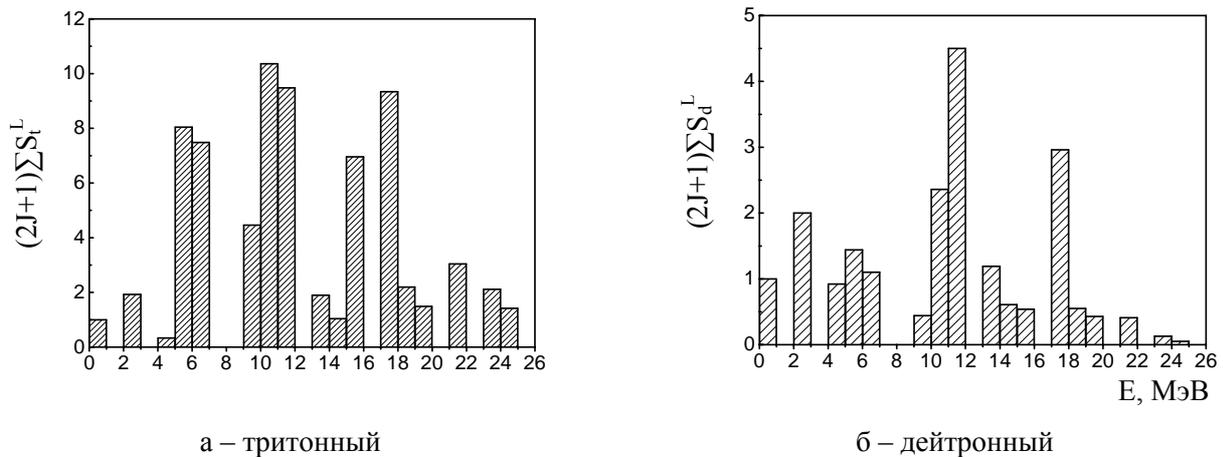


Рис. 4. Спектр возбуждения ядра ${}^9\text{Be}$

В таблице 1 даны рассчитанные значения спектроскопических факторов. Эти же величины приведены на рисунке 4 в виде гистограмм, включающих суммы величин S -

факторов по области энергий 1 МэВ. Сравнение с экспериментальными данными [12] показывает, что теория хорошо передает основные максимумы при энергиях 11,8 МэВ, 15,2 МэВ, 17,8 МэВ и 22 МэВ.

Таблица 1. Кластерные спектроскопические факторы с образованием различных состояний ядра ${}^9\text{Be}$

Уровни ${}^9\text{Be}$		S_d^L		S_t^L		$(2J+1)\sum_L S_d^L$	$(2J+1)\sum_L S_t^L$
E (МэВ)	J, T	$L=0$	$L=2$	$L=1$	$L=3$	$Li_{g.s.}^7 + d \rightarrow Be^{9*}$	$Li_{g.s.}^6 + t \rightarrow Be^{9*}$
0...1	3/2, 1/2	$3,65 \cdot 10^{-2}$	$3,73 \cdot 10^{-1}$	$9 \cdot 10^{-2}$	$8,25 \cdot 10^{-4}$	1	1
1...2	-	-	-	-	-	-	-
2...3	1/2, 1/2	$1,07 \cdot 10^{-2}$	$4,06 \cdot 10^{-1}$	$7,35 \cdot 10^{-2}$	-	2,00	1,93
	5/2, 1/2	$1,32 \cdot 10^{-2}$	$3,98 \cdot 10^{-1}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$7,5 \cdot 10^{-2}$		
4...5	3/2, 1/2	$4,39 \cdot 10^{-2}$	$3,32 \cdot 10^{-1}$	$2,85 \cdot 10^{-2}$	$2,85 \cdot 10^{-3}$	0,92	0,34
5...6	5/2, 1/2	$2,98 \cdot 10^{-3}$	$3,90 \cdot 10^{-1}$	$3,82 \cdot 10^{-3}$	$4,87 \cdot 10^{-1}$	1,44	8,04
6...7	7/2, 1/2	-	$2,24 \cdot 10^{-1}$	-	$3,37 \cdot 10^{-1}$	1,1	7,48
9...10	1/2, 1/2	$1,74 \cdot 10^{-1}$	$1,66 \cdot 10^{-1}$	$6,45 \cdot 10^{-1}$	-	0,44	4,46
	9/2, 1/2	-	$5,72 \cdot 10^{-3}$	-	$3,37 \cdot 10^{-2}$		
10...11	3/2, 1/2	$5,06 \cdot 10^{-1}$	$1,49 \cdot 10^{-1}$	$6,22 \cdot 10^{-1}$	$6,37 \cdot 10^{-4}$	2,36	10,36
	7/2, 1/2	-	$1,57 \cdot 10^{-1}$	-	$1,65 \cdot 10^{-1}$		
11...12	7/2, 1/2	-	$3,73 \cdot 10^{-1}$	-	$1,35 \cdot 10^{-2}$	4,50	9,48
	5/2, 1/2	$5,72 \cdot 10^{-1}$	$1,74 \cdot 10^{-1}$	$5,55 \cdot 10^{-1}$	$4,42 \cdot 10^{-3}$		
13...14	5/2, 1/2	$6,47 \cdot 10^{-2}$	$2,65 \cdot 10^{-1}$	$6,15 \cdot 10^{-2}$	$5,4 \cdot 10^{-2}$	1,19	1,90
14...15	3/2, 1/2	$4,15 \cdot 10^{-2}$	$2,07 \cdot 10^{-1}$	$4,65 \cdot 10^{-2}$	$4,87 \cdot 10^{-2}$	0,61	1,04
15...16	1/2, 1/2	$1,07 \cdot 10^{-1}$	$9,96 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-1}$	-	0,54	6,96
	9/2, 1/2	-	$4,56 \cdot 10^{-2}$	-	$2,17 \cdot 10^{-1}$		
17...18	3/2, 1/2	$2,15 \cdot 10^{-2}$	$2,82 \cdot 10^{-1}$	$5,47 \cdot 10^{-2}$	$1,27 \cdot 10^{-1}$	2,96	9,34
	7/2, 1/2	-	$1,16 \cdot 10^{-1}$	-	$2,1 \cdot 10^{-1}$		
	5/2, 1/2	$1,07 \cdot 10^{-2}$	$3,40 \cdot 10^{-1}$	$9,75 \cdot 10^{-3}$	$1,05 \cdot 10^{-1}$		
	1/2, 1/2	$8,3 \cdot 10^{-2}$	$2,40 \cdot 10^{-1}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	-		
18...19	3/2, 1/2	$3,32 \cdot 10^{-2}$	$1,90 \cdot 10^{-1}$	$1,95 \cdot 10^{-1}$	$5,92 \cdot 10^{-3}$	0,55	2,20
19...20	5/2, 1/2	$5,47 \cdot 10^{-3}$	$1,16 \cdot 10^{-1}$	$3,97 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-2}$	0,43	1,49
20...21	-	-	-	-	-	-	-
21...22	3/2, 1/2	$2,32 \cdot 10^{-3}$	$1,49 \cdot 10^{-2}$	$9 \cdot 10^{-3}$	$9,75 \cdot 10^{-3}$	0,41	3,04
	3/2, 1/2	$1,82 \cdot 10^{-3}$	$1,32 \cdot 10^{-1}$	$4,65 \cdot 10^{-3}$	$5,92 \cdot 10^{-2}$		
	7/2, 1/2	-	$9,13 \cdot 10^{-2}$	-	$9,75 \cdot 10^{-2}$		
23...24	5/2, 1/2	$8,3 \cdot 10^{-4}$	$2,57 \cdot 10^{-2}$	$19,5 \cdot 10^{-4}$	$6,0 \cdot 10^{-2}$	0,13	2,12
	7/2, 1/2	-	$1,74 \cdot 10^{-3}$	-	$2,4 \cdot 10^{-2}$		
	5/2, 1/2	$5,06 \cdot 10^{-4}$	$5,89 \cdot 10^{-3}$	$2,17 \cdot 10^{-3}$	$3,22 \cdot 10^{-2}$		
24...25	3/2, 1/2	$7,05 \cdot 10^{-3}$	$5,06 \cdot 10^{-3}$	$1,12 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-5}$	0,05	1,42
	1/2, 1/2	$1,82 \cdot 10^{-2}$	$4,98 \cdot 10^{-4}$	$2,7 \cdot 10^{-2}$	-		

Таким образом, трехкластерные состояния, имеющие *atd*-природу, могут отвечать не только орбитальной схеме Юнга [432], но и с не меньшим весом и схеме Юнга [441]. Поэтому не удивительным является успешное описание фотоядерных процессов (γ, d) и (γ, t) на ядре ${}^9\text{Be}$, достигнутое нами в *aan*-модели [1].

Литература

1. Н.А.Буркова, К.А.Жаксыбекова, М.А.Жусупов. Потенциальная теория кластерного фоторасщепления легких ядер. // ЭЧАЯ. 2005. Т. 36. вып. 4.
2. V.Buck, H.Friedrich and C.Wheatley. Local Potential models for the scattering of complex nuclei. // Nucl. Phys. A275. 1975. P. 246-268.
3. В.М.Колыбасов, Г.А.Лексин, И.С.Шапиро. Механизм прямых реакций при высоких энергиях. // УФН. 1974. Т.113. вып.2. С.239-284.
4. Л.Д.Блохинцев. Диаграммные методы в теории прямых ядерных реакций. М.1971. 55 с.
5. А.Н.Бояркина. Структура ядер 1p-оболочки. М. МГУ. 1973. 52 с.
6. М.А.Жусупов, Р.С.Кабатаева. Ядерно-физические методы диагностики термоядерной плазмы. // Вестник КазНУ. Серия физическая. 2009. № 2 (29). С.102-111.
7. Ajzenberg-Selove F. Energy Levels of Light Nuclei A=11. // Nucl. Phys. A506 (1990) 1.
8. D.R. Tilley et al. Energy levels of light nuclei A=10. 2004. // Nucl. Phys., A745.
9. В.Т.Ворончев, В.И.Кукулин, В.Н.Померанцев, Х.Д.Разиков, Г.Г.Рыжих. Изучение структуры и свойств ядер с A=9 (${}^9\text{Be}$ - ${}^9\text{B}$) в рамках мультикластерной динамической модели $2\alpha + N$. // Ядерная физика. 1994. Т.57. №11. С.1964-1980.
10. М.А.Жусупов, Е.Т.Ибраева. Упругое и неупругое рассеяние адронов на легких ядрах в дифракционной теории. // ЭЧАЯ. 2000. Т. 31, вып. 6. С.1427-1495.
11. В.М.Лебедев, В.Г.Неудачин, А.А.Сахарук. Супермультиплетная симметрия и уровни вблизи порогов в системе из двух и трех легчайших кластеров. // Ядерная физика. 2000. Т.63. №2. С.248-256.
12. Ю.А.Глухов, Б.Г.Новацкий, А.А.Оглоблин, С.Б.Сакута, Д.Н.Степанов, В.И.Чуев. Исследование реакций $\text{Li} + \text{Li}$ и возможное существование трехкластерных состояний. // Ядерная физика. 1971. Т.13. вып.2. С.277-282.

${}^6\text{Li}$ ЖӘНЕ ${}^7\text{Li}$ ИЗОТОПТАРЫНЫҢ ЖЕҢІЛ ЯДРОЛАРМЕН ӘРЕКЕТТЕСУІНІҢ ЕРЕКШЕЛІКТЕРІ

М.Ә. Жүсіпов, Р.С. Кабатаева

Бөлшектердің литий изотоптарымен әрекеттесу механизмдері және ${}^9\text{Be}$ ядросының құрылуымен беріліс реакциялары зерттелді. ${}^6\text{Li} + t$ және ${}^7\text{Li} + d$ каналдары үшін спектроскопиялық факторлар есептелді.

PECULIARITIES OF ${}^6\text{Li}$ AND ${}^7\text{Li}$ ISOTOPES INTERACTION WITH LIGHT NUCLEI

M.A. Zhusupov, R.S. Kabatayeva

Mechanisms of particles interaction with lithium isotopes and lithium transfer reactions with ${}^9\text{Be}$ nucleus formation are investigated. Spectroscopic factors in ${}^6\text{Li} + t$ and ${}^7\text{Li} + d$ channels are calculated.