

ДАЛЬНЕЙШЕЕ РАЗВИТИЕ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ КЛАСТЕРНОГО ФТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЛЕГКИХ ЯДЕР

Н.А. Буркова, К.А. Жаксыбекова, М.А. Жусупов

Казахский национальный университет им. Аль-Фараби, г. Алматы

Рассматривается дальнейшее развитие предложенной авторами потенциальной теории фоторасщепления. Детально обсуждаются случаи реакций ${}^6\text{He}(p,\gamma){}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}(d,\gamma){}^9\text{Be}$, для которых имелись ранние расчеты других авторов, воспроизводящие в целом экспериментальные данные, но, тем не менее, не удовлетворительные, на наш взгляд, поскольку они противоречат физической картине процессов.

1. Потенциальная теория кластерного фоторасщепления легких ядер, предложенная авторами более 20 лет назад [1,2], оказалась особенно успешной при описании реакций (γ,t) на ядрах ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$, (γ,d) на ${}^6\text{Li}$. Основным моментом теории явилось использование ядерных моделей, воспроизводящих всю спектроскопическую информацию о них! При расчете волновых функций и учете взаимодействия частиц в конечном состоянии использовались глубокие потенциалы, содержащие запрещенные принципом Паули состояния. При этом в случае хорошо изученных систем αt , αd , αN , tt и т.д., для которых были известны фазы упругого рассеяния, последние удается подогнать в широком энергетическом интервале с фиксированным набором параметров стандартных потенциалов в виде потенциала Вудса-Саксона или Бака (и тот и другой без мнимых частей). В случае же рассеяния на ядрах, особенно на нестабильных (как, например, $p{}^6\text{He}$), экспериментальные данные по фазам отсутствуют и параметры потенциалов подбирались так, чтобы воспроизвести особенности рассматриваемых процессов.

В случае фоторасщепления ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ потенциальная теория оказалась весьма плодотворной: были не только описаны все имеющиеся экспериментальные данные, но и сделан ряд успешных предсказаний характеристик, получивших со временем полное подтверждение во многих лабораториях мира.

В последние годы на основе потенциальной теории нами были рассмотрены реакции фоторасщепления в различные кластерные каналы ядра ${}^9\text{Be}$ [2] и реакции (γ,N) на ядре ${}^7\text{Li}$. Первые экспериментальные данные на ядре ${}^9\text{Be}$ появились почти 40 лет назад [3], однако теория этих процессов отсутствовала полностью. Частичный ответ на вопрос, почему не было этой теории, дает наш краткий обзор реакции ${}^7\text{Li}(d,\gamma){}^9\text{Be}$ при энергии дейтронов 6 МэВ, измеренной и рассчитанной еще в 1993 г. [4]. Авторы этой работы исходили из доминирующей S -компоненты (95%) в основном состоянии этого ядра, что и явилось их главной ошибкой. За основу наших расчетов бралась $2\alpha n$ -модель Кукулина с сотрудниками [5], которая хорошо воспроизводит всю спектроскопию этого ядра и оказалась успешной также при описании ряда ядерных процессов, таких как упругое рассеяние адронов на этом ядре [6]. В этой модели волновая функция (ВФ) ядра ${}^9\text{Be}$ является многокомпонентной, причем по крайней мере 3 компоненты дают сравнимый между собой значительный вклад.

Другим процессом, рассмотренным нами, для которого также имеется ранее выполненный расчет в рамках МРГ, является реакция ${}^6\text{He}(p,\gamma){}^7\text{Li}$ при энергии протонов 40 МэВ. Расчет в МРГ хуже, чем наш, воспроизводит полное сечение этого процесса и дает совершенно непонятное соотношение между сечениями переходов на основное и первое возбужденное состояния ядра ${}^7\text{Li}$.

2. В работе [7] канал $\{{}^6\text{He} + p\}$ представлен как результат проектирования волновой функции ${}^7\text{Li}$ в αt -модели [8,9] на данную конфигурацию. Предложенный подход был

успешно апробирован в расчетах спектроскопических S_p -факторов [10] и для описания характеристик фотоядерных реакций ${}^7\text{Li} + \gamma \rightarrow p + {}^6\text{He}$.

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные по прямому процессу фоторасщепления ${}^7\text{Li} + \gamma \rightarrow p + {}^6\text{He}$ можно условно разделить на две группы. В [11] представлены интегральные, а в [12] дифференциальные сечения в интервале энергий E_γ от порога до ~ 30 МэВ для процессов ${}^7\text{Li}(\gamma, p_{0+1}){}^6\text{He}$, полученные более 30 лет назад. Более поздние эксклюзивные измерения по угловым и энергетическим распределениям фотопротонов ${}^7\text{Li}(\gamma, p_0){}^6\text{He}$ для энергий $E_\gamma \approx 50$ -140 МэВ представлены в [13].

Интерес для потенциальной теории фотоядерных процессов представляют данные [11,12]. Однако в целом эти измерения не согласуются между собой. Так, энергетическая зависимость сечения процесса ${}^7\text{Li}(\gamma, p_{0+1}){}^6\text{He}$ [11] имеет сложную резонансную структуру, в то время как в данных работы [12] такая структура не наблюдается.

В работе [14] приведены новые данные по обратному процессу радиационного захвата ${}^6\text{He}(p, \gamma_{0+1}){}^7\text{Li}$, полученные впервые в инверсной кинематике поглощения пучка ${}^6\text{He}$ на твердой водородной мишени. Отметим, что в эксперименте не разделяются переходы на основное состояние ядра ${}^7\text{Li}(3/2^-)$ и первое возбужденное состояние $1/2^-$ (0,48 МэВ).

Нами проведены расчеты углового распределения фотонов $d\sigma/d\Omega(\Theta)$ при $E_\gamma = 40$ МэВ в реакции ${}^6\text{He}(p, \gamma_{0+1}){}^7\text{Li}$, которые сравнивались с новыми экспериментальными данными [14].

Отметим, что при описании (p, γ_{0+1}) процесса возникает проблема достоверного выбора потенциала взаимодействия ${}^6\text{He}$ и протона в непрерывном спектре. Ранее нами в [15] был получен самосогласованный фолдинг-потенциал $V_{p, {}^6\text{He}}$ взаимодействия для ядер ${}^6\text{He}$ как в основном $(0^+, 1)$, так и в $(2^+, 1)$ возбужденном состояниях ($V_{0, fold} = 54,12$ МэВ, $a_{fold} = 0,89$ фм, $R_{0, fold} = 1,9$ фм). Однако, фолдинг-потенциал является существенно не вудс-саксоновским. В этой связи параметры потенциала $V_{p, {}^6\text{He}}$ варьировались таким образом, чтобы добиться наилучшего описания экспериментальных данных $d\sigma/d\Omega(\Theta)$ [13]. В таблице 1 представлен оптимальный набор полученных параметров.

Таблица 1

l_j	V_0 , МэВ	a , фм	R_0 , фм
$s_{1/2}$	46	1,05	2,2
$d_{3/2}$	53		2,0
$d_{5/2}$	100		
$p_{1/2}$	47	1,1	2,2
$p_{3/2}$	50		
$f_{5/2}$	47		
$f_{7/2}$	55		

Как видно из таблицы 1, используемый потенциал не содержит мнимой части, поскольку в качестве потенциалов взаимодействия мы выбираем действительные глубокие потенциалы, содержащие запрещенные состояния и хорошо воспроизводящие фазы рассеяния. Такие же потенциалы выбираются и для описания связанных состояний в ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ и т.д. Как правило, волновые функции связанного состояния имеют узлы во внутренней области. Наличие этих узлов приводит к сокращению вклада от внутренней области, что отчасти имитирует процессы поглощения ядром, для описания которых в обычных (неглубоких) потенциалах вводят мнимую часть.

В рамках прямого механизма радиационного захвата учитываются следующие мультипольные амплитуды, допустимые правилами отбора:

переходы в основное состояние ядра ${}^7\text{Li}$

$$s(1/2^+) + d(3/2^+, 5/2^+) \xrightarrow{E1} P_{3/2}, \quad p(1/2^-, 3/2^-) + f(5/2^-, 7/2^-) \xrightarrow{E2} P_{3/2};$$

переходы в первое возбужденное состояние $1/2^-$ (0,48 МэВ)

$$s(1/2^+) + d(3/2^+) \xrightarrow{E1} P_{1/2}, \quad p(3/2^-) + f(5/2^-) \xrightarrow{E2} P_{1/2}.$$

Численные оценки магнитного М1-перехода и Е3 электрического перехода показали, что их вклад пренебрежимо мал.

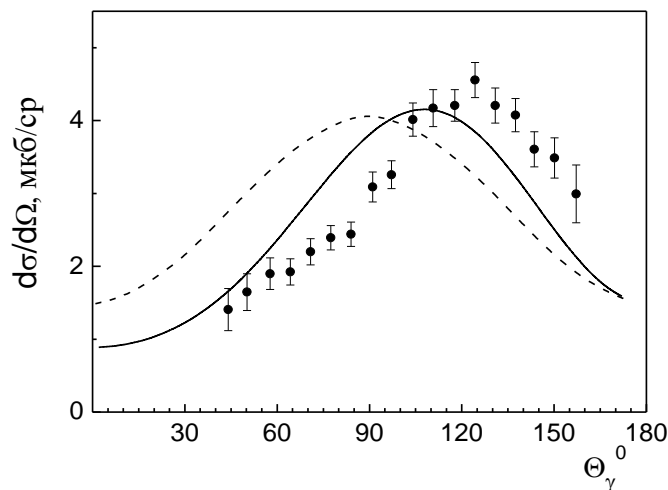


Рисунок 1 – Угловые распределения в процессе ${}^6\text{He}(p, \gamma_{0+1}){}^7\text{Li}$. Эксперимент [14]. Теория: сплошная кривая – настоящая работа; пунктир – МРГ-расчет [14,16]

На рисунке 1 приведено сравнение экспериментальных данных с нашим расчетом, а также с теоретическим расчетом в микроскопической модели – методе резонирующих групп (МРГ) [14], в которой ВФ представляет собой антисимметризованную суперпозицию ${}^6\text{He} + p, {}^6\text{Li} + n$ и $\alpha + t$ кластерных функций [16]. Заметим, что данные МРГ на рисунке 1 нормированы на эксперимент. Видно, что в нашем случае расчеты много лучше воспроизводят наблюдаемое сечение. Очевидно, что это связано с тем, что в МРГ-расчетах учитывается только Е1-мультиполь.

Однако имеется еще одно существенное отличие настоящих расчетов от работы [14], а именно в оценке парциальных интегральных сечений $\sigma_{3/2}$ и $\sigma_{1/2}$ при энергии $E_\gamma = 40$ МэВ. Как следует из таблицы 2, в расчетах МРГ выполняется соотношение $\sigma_{1/2} / \sigma_{3/2} = 2,9$. Авторы

[14] использовали это соотношение для оценки абсолютного значения экспериментального сечения $\sigma_{\text{exp}} = 35 \pm 2$ мкб. Со ссылкой на данные по процессу прямого фоторасщепления ${}^7\text{Li}(\gamma, p_0){}^6\text{He}$ [13], по теореме детального равновесия была получена величина $\sigma_{3/2} = 9,6 \pm 0,4$ мкб для сечения радиационного захвата в основное состояние ядра ${}^7\text{Li}$. Далее, с учетом фактора 2,9 получается значение сечения $\sigma_{1/2}$. В итоге суммарная величина $\sigma \approx 38$ мкб. Именно эти данные приведены в третьей строке таблицы 2. Однако, необходимо отметить, что экспериментальные данные по процессу ${}^7\text{Li}(\gamma, p_0){}^6\text{He}$ относятся к энергиям фотонов $E_\gamma \geq 50$ МэВ [13], т.е. использовать их в таком контексте не вполне корректно, поскольку с ростом энергии сечение быстро уменьшается.

Таблица 2

	$\sigma_{3/2}$, мкб	$\sigma_{1/2}$, мкб	σ , мкб
теория [14]	15	44	59
теория, наш расчет	31,08	6,0	37,08
эксперимент [13]	$9,6 \pm 0,4$	-	~ 38
эксперимент [14]	-	-	35 ± 2

Парциальные $\sigma_{3/2}$ - и $\sigma_{1/2}$ - сечения представлены на рисунке 2. Как видно из рисунка и данных таблицы 2, в нашем случае выполняется соотношение $\sigma_{1/2} / \sigma_{3/2} = 0,19$, либо обратная величина $\sigma_{3/2} / \sigma_{1/2} = 5,2$. Таким образом, численные значения для интегральных парциальных сечений, а также суммарного сечения значительно отличаются от данных МРГ. Из таблицы 2 также следует, что наш расчет хорошо воспроизводит абсолютное значение экспериментально наблюдаемого сечения в отличие от МРГ. При этом, хотя $\sigma_{3/2}$ доминирует, экспериментальные данные можно получить только с учетом вклада сечения $\sigma_{1/2}$, доля которого составляет $\sim 16\%$. В этой связи важна детальная структура каждого из парциальных сечений.

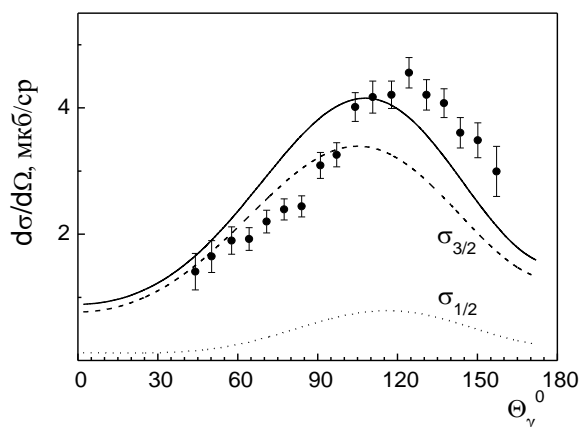


Рисунок 2 – Угловые распределения в процессе ${}^6\text{He}(p, \gamma_{0+1}){}^7\text{Li}$. Эксперимент [14]. Теория – наш расчет: пунктир – $\sigma_{3/2}$ сечение; штрих-пунктир – $\sigma_{1/2}$; сплошная кривая – суммарное сечение

Следует отметить, что каждое из парциальных сечений не симметрично относительно угла $\Theta = 90^\circ$. Мультипольный анализ $\sigma_{3/2}$ и $\sigma_{1/2}$ сечений представлен на рисунке 3. Хорошо

видно, что чистый E1-переход соответствует симметричной угловой зависимости в обоих случаях. Интерференция E1- и E2-переходов приводит к тому, что выход фотонов в заднюю полусферу несколько больше. Причем эффект асимметрии “вперед-назад” более ярко выражен в случае $\sigma_{1/2}$ -парциального сечения.

Предложим вариант интерпретации представленных расчетов. Во-первых, в работах [7,9] были получены следующие значения для соответствующих протонных спектроскопических S -факторов: $S_{gs} \equiv S_{3/2} = 0,571$ и $S_{0,48} \equiv S_{1/2} = 0,29$, то есть канал захвата $p + {}^6\text{He}$ с образованием ядра ${}^7\text{Li}$ в основном состоянии имеет структурное преимущество с фактором ~ 2 по сравнению с переходами на уровень $1/2^-$ (0,48 МэВ). Далее, сравнение амплитуд E1-переходов, показывает, что в $\sigma_{3/2}$ -сечении, в отличие от $\sigma_{1/2}$, имеется вклад парциальной $d(5/2^+)$ -волны. Как правило, взаимодействия с высшими угловыми моментами $\ell(j^\pi)$ являются более интенсивными. Это также следует из поведения фаз рассеяния $d(3/2^+)$ и $d(5/2^+)$, рассчитанных с параметрами потенциалов таблицы 1. Кроме того, как показывают расчеты, в области энергий $E_\gamma \leq 40$ МэВ абсолютно доминирует захват из d-состояний рассеяния, по сравнению с s-волнами.

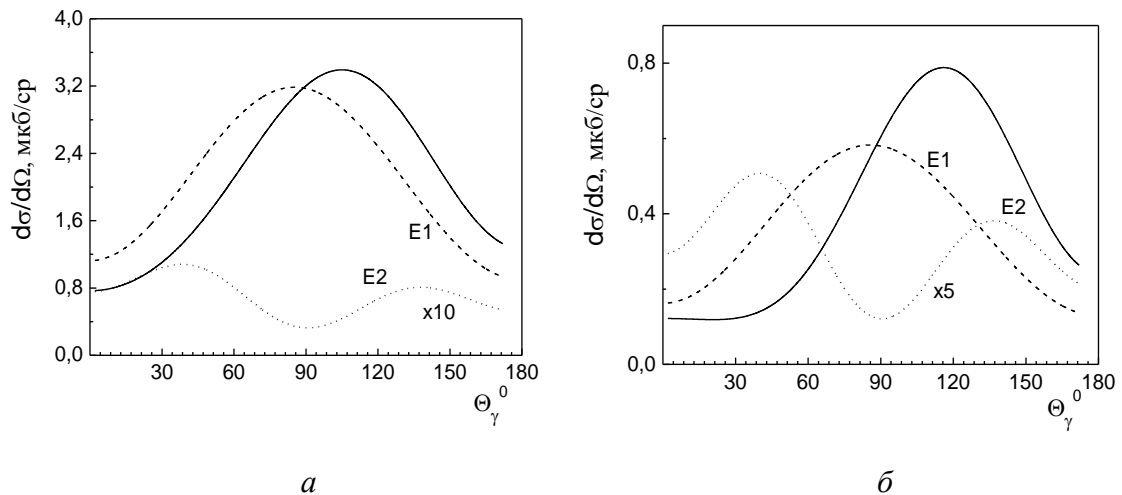


Рисунок 3 – Мультипольные парциальные сечения процесса ${}^6\text{He}(p, \gamma_{0+1}){}^7\text{Li}$: *a* – переход в основное состояние ядра ${}^7\text{Li}$, $\sigma_{3/2}$; *б* – переход в первое возбужденное состояние ядра ${}^7\text{Li}$, $\sigma_{1/2}$

Как следует из рисунка 3, качественное поведение угловых распределений в процессе ${}^6\text{He}(p, \gamma_{0+1}){}^7\text{Li}$ удастся воспроизвести только с учетом E2-перехода. Сечения $\sigma_{3/2}$ и $\sigma_{1/2}$ отличаются комбинацией парциальных волн, что хорошо видно из сравнения рисунков 3*a* и 3*б*. Из рисунка 3 также видно, что удастся правильно передать характер интерференции E1- и E2-амплитуд относительно $\Theta = 90^\circ$. Интерференция амплитуд E1- и E2-мультиполей является деструктивной в передней полусфере и конструктивной в задней полусфере. Отсюда следует, что требуется уточнение параметров потенциала $V_{p{}^6\text{He}}^{\text{fold}}$ -взаимодействия в нечетных волнах с тем, чтобы немного усилить вклад E2-переходов.

Отметим, что параметры потенциалов, представленные в таблице 2, фактически фитировались по одной точке, соответствующей $E_\gamma \leq 40$ МэВ. Таким образом, настоящий расчет может претендовать только на правильное асимптотическое поведение

соответствующих фаз рассеяния. Дополнительные уточнения потенциала требуют надежных экспериментальных данных в области более низких энергий.

3. Реакция ${}^9\text{Be}(\gamma, d_{0+1}){}^7\text{Li}$ также является отличным примером успешного применения потенциальной теории. Как показали наши расчеты процесса ${}^9\text{Be}(\gamma, d_{0+1}){}^7\text{Li}$, особенность структуры ВФ ${}^7\text{Li}_{d-}$ -канала, а именно большой вес D -компоненты, кардинально меняет все акценты в интерпретации этого процесса. Так, в частности, резонансная структура сечений обусловлена в значительной мере f -волной непрерывного спектра в результате дипольного $E1$ -перехода в области $E_\gamma \sqsupset 20,8$ МэВ и g -волной в результате квадрупольного $E2$ -перехода при $E_\gamma \sqsupset 22 \div 23$ МэВ.

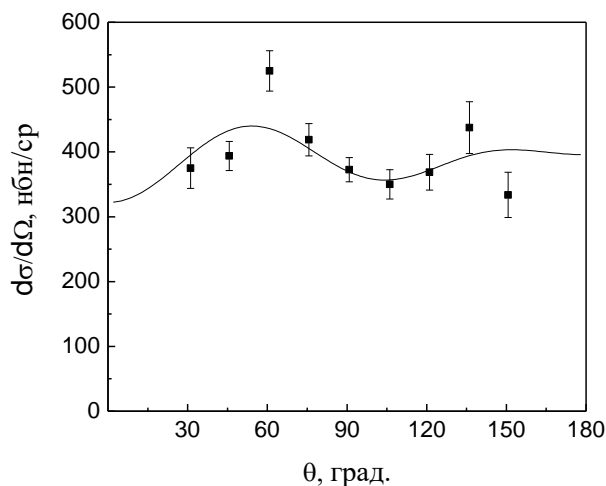


Рисунок 4 – Угловые распределения в процессе ${}^7\text{Li}(d, \gamma){}^9\text{Be}$ при $E_d=6$ МэВ. Экспериментальные данные – работа [4]

На рисунке 4 приводится сравнение рассчитанных угловых распределений для обратного процесса ${}^7\text{Li}(d, \gamma){}^9\text{Be}$ при $E_d=6$ МэВ с экспериментальными данными [4]. Как видно из рисунка, особенность дифференциального сечения состоит в том, что для углов $\Theta = 0^\circ$ и 180° наблюдается большая изотропная компонента. Объяснить такой эффект можно только значительным вкладом амплитуд дипольного и квадрупольного переходов $f \xrightarrow{E1} D$ и $g \xrightarrow{E2} D$, что согласуется с результатами, полученными для реакции ${}^9\text{Be}(\gamma, d){}^7\text{Li}$.

В анализе авторы работы [4] исходят из того, что абсолютно доминирует S -компонента в ВФ ядра ${}^9\text{Be}$, а примесь D -компоненты составляет 5%. Таким образом, в их расчетах доминируют матричные элементы $p \xrightarrow{E1} S$, $d \xrightarrow{E2} S$, которые в принципе не могут воспроизвести сечение под большими углами. Добавка небольшой D -компоненты позволяет провести фитирование экспериментальных данных варьированием восьми амплитуд и семи относительных фаз рассеяния, при этом, очевидно, f - и g -волны не учитывались, а изотропная компонента искусственно усиливалась за счет амплитуды $s \xrightarrow{E2} D$.

Заметим, что в нашем подходе удается на хорошем уровне воспроизвести экспериментальные угловые распределения естественным образом, без произвольной подгонки параметров.

4. Для реакции радиационного захвата ${}^7\text{Li}(d, \gamma){}^9\text{Be}$ область энергий $E_d \sqsupset 360-365$ кэВ представляет особый интерес, так как, согласно экспериментальным данным [3], здесь

наблюдается резонанс, соответствующий возбуждению энергетического уровня в ядре ${}^9\text{Be}$ при энергии $E=16,975$ МэВ с квантовыми числами $J^\pi, T=1/2^-, 3/2$.

На ядре ${}^7\text{Li}$ резонанс при $E_d=365$ кэВ, кроме реакции (d,γ) , наблюдался также в процессах (d,n) и (d,p) , при этом только для последнего процесса вылет протонов с указанного энергетического уровня не запрещен правилами отбора по изоспину. Тем не менее «разрешенная» протонная ширина для этого уровня $\Gamma_p=12$ эВ существенно меньше дейтронной $\Gamma_d=62$ эВ и нейтронной $\Gamma_n=36$ эВ. Малость протонной ширины связана с малой величиной энергии вылетающих в этом случае протонов $E_p \approx 0,09$ МэВ [17].

Для других интересных процессов (d,d) , (d,α) , в которых имеет место запрет по правилам отбора по изотопическому спину для возбуждения уровня с $J^\pi, T=1/2^-, 3/2$, экспериментальные данные при $E_d \sim 360$ кэВ пока отсутствуют. Запрет по изоспину для процессов (d,γ) , (d,n) , а также для (d,d) , (d,α) может быть снят, если только допустить примесь в ВФ с $J^\pi, T=1/2^-, 3/2$ состояний с $J^\pi, T=1/2^-, 1/2$. Величина этой примеси, согласно теории возмущения, определяется отношением матричного элемента от кулоновского взаимодействия к расстоянию между уровнями с $T=1/2$ и $3/2$. Среднее значение кулоновского матричного элемента, согласно многочастичной модели оболочек, для ядра ${}^9\text{Be}$ равно примерно 10 кэВ [18]. Для эффективного смешивания по изоспину указанное расстояние между уровнями с различными значениями изоспина не должно превышать сотен кэВ. Однако, ни в эксперименте [3,17], ни в теории [19] уровней с $J^\pi, T=1/2^-, 1/2$ вблизи состояния с $J^\pi, T=1/2^-, 3/2$ при $E=16,975$ МэВ не наблюдалось.

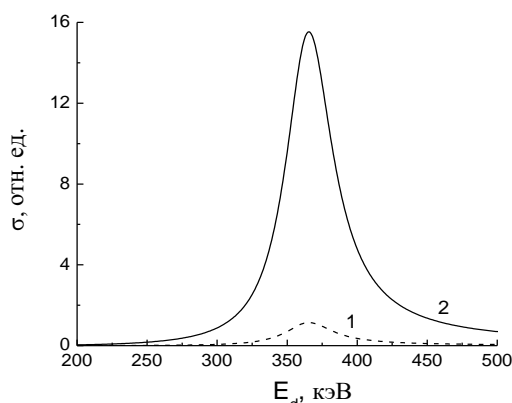


Рисунок 5 – Полное сечение $\sigma(E_d)$ для процесса ${}^7\text{Li}(d,\gamma){}^9\text{Be}$. Теоретический расчет: кривая 1 – переход в S-компоненту; кривая 2 – переходы в S- и D-компоненты

Наш расчет реакции ${}^7\text{Li}(d,\gamma){}^9\text{Be}$ показывает, что резонанс в сечении при $E_d \approx 365$ кэВ может иметь потенциальную природу и обусловлен захватом дейтронов в р состоянии непрерывного спектра в связанные S и D состояния ядра ${}^9\text{Be}$ с излучением дипольного E1 фотона. Как видно из рисунка 5, абсолютно доминирует переход $p \xrightarrow{E1} D$. Заметим также, что абсолютные значения величины максимума сечения чрезвычайно чувствительны к параметрам оптического потенциала взаимодействия. Так, вариация глубины потенциала спин-орбитального взаимодействия в четвертом знаке приводит к разбросу абсолютных значений от ≈ 10 мкбн до миллибарнов. При этом также очень точно подгоняется положение резонанса.

На рисунке 6 приведены угловые распределения вторичных фотонов для процесса ${}^7\text{Li}(d,\gamma){}^9\text{Be}$ при $E_d=365$ кэВ. В максимуме сечения равно 0,68 мкбн. Характерная особенность рассчитанных угловых распределений заключается в том, что наблюдается существенная

изотропная компонента для углов $\Theta = 0^0$ и 180^0 , в то же время, угловая зависимость по форме типична для E1-перехода.

Выполненный с волновыми функциями ядра ${}^9\text{Be}$ в $2\alpha n$ -модели расчет реакции ${}^7\text{Li}(d,\gamma){}^9\text{Be}$ показывает, что резонанс в сечении, наблюдаемый при $E_d=365$ кэВ, может иметь потенциальную природу.

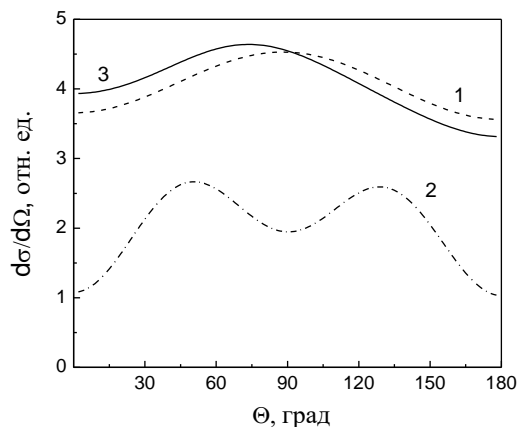


Рисунок 6 – Угловые распределения в процессе ${}^7\text{Li}(d,\gamma){}^9\text{Be}$ при $E_d=365$ кэВ. Теоретический расчет: кривая 1 – E1-переход; кривая 2 – E2-переход (умножено на 10^2); 3 – суммарное сечение

5. Таким образом, в рамках простой схемы потенциального взаимодействия кластеров на основе потенциалов с запрещенными состояниями показано, что многие особенности проявления кластерных корреляций в ядрах ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$ удастся сопоставить экспериментальным наблюдаемым. При этом не возникает никаких противоречий с физической картиной процессов, что имело место в ряде ранних расчетов других авторов, некоторые из которых обсуждаются в настоящей работе.

Литература

1. Буркова Н.А., Жусупов М.А. Микроскопический анализ реакции двухкластерного фоторасщепления изотопов лития // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51, № 1. С. 182-188; Burkova N.A., Zhaksibekova K.A., Zhusupov M.A., Eramzhyan R.A. Is it possible to observe isoscalar E1-multipole in ${}^6\text{Li}\gamma \rightarrow d\alpha$ reactions? // Phys. Lett. B. 1990. V. 248, No. 1, 2. P. 15-20.
2. Буркова Н.А., Жаксыбекова К.А., Жусупов М.А. Потенциальная теория кластерного фоторасщепления ядер // ЭЧАЯ. 2005. Т. 36, вып. 4. С. 801-868.
3. Imhof W.L., Chase, Jr. L.F., and Fossan D.B. Investigation of the $T = 3/2$ State at 16.97 MeV in ${}^9\text{Be}$ // Phys.Rev. C. 1965. V.139, № 4B. P.904-911; Woods J.B. and Wilkinson D.H. The second $T = 3/2$ state of ${}^9\text{Be}$. Remarks on the A=9 System // Nucl. Phys. 1965. V.61. P.661-674; Bellenberg Barbara, Hemmert H., and Kuhlmann E. Width of the second $T = 3/2$ state in ${}^9\text{Be}$ // Phys.Rev. C. 1986. V.34, No. 5. P.1991-1993; Shoda K., Tanaka T. Clusters in the photodisintegration of ${}^9\text{Be}$ // Phys. Rev. C. 1999. V. 59, No.1. P. 239-252.
4. Schmid G.J., Chasteler R.M., Weller H.R., and Tilley D.R. Radiative capture of polarized deuterons on ${}^7\text{Li}$ // Phys.Rev. C. 1993. V.48, No. 1. P.441-444.
5. Ворончев В.Т., Кукулин В.И. и др. Изучение структуры и свойств ядер с $A=9$ (${}^9\text{Be}$ - ${}^9\text{B}$) в рамках мультикластерной динамической модели $2\alpha+N$ // ЯФ. 1994. Т. 57, No. 11. С. 1964-1980; Kukulin V.I., Vorontchev V.T., Pomerantsev V.N. Three body calculations of A=9 nuclei with super-symmetric $\alpha\alpha$ -potentials // Few-Body Syst. 1995. V.18. P.191-202.
6. Жусупов М.А., Ибраева Е.Т. Упругое и неупругое рассеяние адронов на легких ядрах в дифракционной теории // ЭЧАЯ. 2000. Т. 31, № 6. С. 1427-1495.

7. Буркова Н.А., Жаксыбекова К.А. Проектирование волновой функции ядра ${}^7\text{Li}$ на кластерный канал ${}^6\text{He}_{g.s.} + p$ // Изв. НАН РК. Сер. физ.-мат. 2005. № 2(240). С. 61-67.
8. Descouvemont P., Baye D. // Nucl. Phys. A. 1994. V. 567, No. 2. P. 342-353; V. 573, No. 2. P. 28-46.
9. Дубовиченко С.Б. Свойства легких атомных ядер в потенциальной кластерной модели. Алматы. 2004. 247 с.
10. Жаксыбекова К.А. Сравнительный анализ изобар-аналоговых ${}^6\text{Li} + n$ и ${}^6\text{He} + p$ конфигураций в αt -модели ядра ${}^7\text{Li}$ // Вестник КазНУ. Сер. физ. 2005. №1(19). С.158-164.
11. Денисов В.П., Кульчицкий Л.А. Реакции с испусканием протонов, дейтронов и тритонов при фоторасщеплении ядра ${}^7\text{Li}$ // ЯФ. 1967. Т. 5, вып. 3. С. 490-497.
12. Junghans G., Bangert K., Berg U.E.P., Stock R., Wienhard K. The photodisintegration of ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ // Z. Physik A. 1979. V. 291. P 353-365.
13. Sene M.R. et al. The ${}^7\text{Li}(\gamma, n)$ and ${}^7\text{Li}(e, n)$ reactions at intermediate photon energies // Nucl. Phys. A. 1985. V. 442. P. 215-233.
14. Sauvan E. et al. Radiative proton capture on ${}^6\text{He}$ // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87, No 4. P. 042501-1-042501-4.
15. Буркова Н.А., Жаксыбекова К.А., Жусупов М.А., Сагиндыков Ш.Ш. Фолдинг-потенциалы для высокоспиновых состояний в каналах ${}^6\text{Li}_{exc} + n$ и ${}^6\text{He}_{exc} + p$. 2. Аналитическое представление // Вестник КазНУ. Сер. физ. - 2006. №1(21). - С. 25-30.
16. Arai K., Descouvemont P., Baye D. Low-energy ${}^6\text{He} + p$ reactions in microscopic cluster model // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. P. 044611-044619.
17. Ajzenberg-Selove F. Energy levels of light nuclei A=5-10 // Nucl. Phys. A. 1988. V. 490. P. 1-225; Energy levels of light nuclei A=16-17 // Nucl.Phys.A. 1986. V.460. P.1-144; Tilley D.R. et al. Energy levels of light nuclei A=5-7 // Nucl. Phys. A. 2002. V. 708. P.3; Tilley D.R. et al. Energy levels of light nuclei A=8-10 // Nucl. Phys. A. 2004. V. 745. P. 155.
18. Жусупова К.А. Исследование однонуклонных спектроскопических характеристик в легких ядрах : Дисс. канд. физ.-мат. наук. Алматы: ИЯФ НАН РК. 1998. 102 с.
19. Бояркина А.Н. Структура ядер 1р-оболочки. М: МГУ, 1973. 62 с.

ЖЕҢІЛ ЯДРОЛАРДЫҢ КЛАСТЕРЛІК ФОТОЫДЫРАУЫ ПОТЕНЦИАЛДЫҚ ТЕОРИЯСЫНЫҢ ОДАН АРҒЫ ДАМУЫ

Н.А. Буркова, К.А. Жаксыбекова, М.Ә. Жүсіпов

Авторлар ұсынған фотодыраудың потенциалдық теориясының одан арғы дамуы қарастырылған. ${}^7\text{Li}(d, \gamma){}^9\text{Be}$ және ${}^6\text{He}(p, \gamma){}^7\text{Li}$ реакциялар жағдайы нақты қарастырылған: бұл жағдай үшін басқа авторлардың эксперименттік деректерді қайталайтын ертеректегі есептеулері бар, бірақ олар қанағаттандырмайды, себебі олар процестердің физикалық суреттемесіне қайшы келеді.

NEW DEVELOPMENT OF POTENTIAL THEORY FOR THE CLUSTER PHOTODISINTEGRATION OF LIGHT NUCLEI

N.A. Burkova, K.A. Zhaksybekova, M.A. Zhusupov

The new development of created by authors the potential photodisintegration theory is treated. Under the detailed discussion are the reactions ${}^7\text{Li}(d, \gamma){}^9\text{Be}$ and ${}^6\text{He}(p, \gamma){}^7\text{Li}$, which have being calculated early by other theorists show good qualitative reproduction of the experimental data, but to our opinion they are not satisfy and even contradict to the physics of the photoprocesses.