

Н. А. БУРКОВА

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РЕАКЦИЙ ${}^9\text{Be}(\gamma, t_0){}^6\text{Li}$ И ${}^9\text{Be}(\gamma, {}^3\text{He}_0){}^6\text{He}$ В ПОТЕНЦИАЛЬНОМ КЛАСТЕРНОМ ПОДХОДЕ

Рассчитаны сечения процесса ${}^9\text{Be}(\gamma, {}^3\text{He}_0){}^6\text{He}$ в области энергий $E_\gamma \leq 40$ МэВ. Проводится сравнение с расчетами изобар-аналогового канала ${}^9\text{Be}(\gamma, t_0){}^6\text{Li}$, а также с экспериментальными данными.

Каналы ${}^9\text{Be}(\gamma, t_0){}^6\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}(\gamma, {}^3\text{He}_0){}^6\text{He}$ фото-расщепления ядра ${}^9\text{Be}$ относятся к классу изобар-аналоговых реакций. Экспериментальные данные по дифференциальным сечениям $\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\gamma, \theta = 125^\circ)$ имеют качественно сходную энергетическую зависимость и примерно одного порядка по абсолютным значениям [1]. В этой связи представляется интересным сравнить расчеты характеристик процесса ${}^9\text{Be}(\gamma, {}^3\text{He}_0){}^6\text{He}$ настоящей статьи с нашими расчетами реакции ${}^9\text{Be}(\gamma, t_0){}^6\text{Li}$ [2].

1. Волновые функции в ${}^6\text{Li}+t$ - и ${}^6\text{He}+{}^3\text{He}$ -кластерных каналах. Волновые функции (ВФ) связанных состояний в ${}^6\text{Li}+t$ - и ${}^6\text{He}+{}^3\text{He}$ -кластерных каналах получены методом проектирования $2\alpha n$ -волновой функции ядра ${}^9\text{Be}$ на эти конфигурации [3]. Для описания основного состояния ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$ использовались ВФ αNN -мультикластерной динамической модели с Паули проектированием (МДМП) [4].

Основное состояние ядра ${}^6\text{Li}$ характеризуется квантовыми числами $j^\pi, T^G = 1^+, 0$. В этой связи далее обсуждается только сферически симметричная компонента с орбитальными моментами

$\lambda\lambda = 000$ и спином $S = 1$, вес которой порядка 90%. В этом случае в ВФ относительного движения ${}^6Li+t$ будет отлична от нуля только Р-компонента, при этом она конструируется из $\lambda\lambda = 011$ и 211 компонент ВФ ядра 9Be , а спин канала $s_c = 1/2$.

Приведем в явном виде выражения для спектроскопической амплитуды и соответствующей радиальной ВФ:

$$S_{1^+}^{(P),1/2} = \frac{3}{4} \left| \int (R_{1^+,1/2}^{(P)})^2 R^2 dR \right|^2;$$

$$R_{1^+,1/2}^{(P)} = I_{011}^{(P)} + I_{211}^{(P)}. \quad (1)$$

Поскольку ВФ 6Li имеет оболочечную конфигурацию $s^4 p^2$, на относительное движение ${}^6Li+t$ приходится три кванта. Таким образом, радиальная ВФ ТИМО R_{3P} имеет узловое поведение и равна нулю при $r = 0$.

На рис. 1 представлены радиальные ВФ $R_{1^+,1/2}^{(P)}$

и соответствующие им компоненты $I_{011}^{(P)}, I_{211}^{(P)}$, рассчитанные для моделей ядра 9Be с потенциалами Бака и Али-Бодмера и одинаковым базисом для ядра 6Li . Как хорошо видно, полученные ВФ кардинально отличаются: в случае потенциала глубокого притяжения ВФ имеет поведение, качественно соответствующее R_{3P} ВФ ТИМО; в случае же потенциала отталкивания ВФ относительного движения *безузловая*. Очевидно, что такое разительное отличие должно проявиться

в расчетах характеристик ядерных реакций с различными пробными частицами.

В рамках данной модели рассчитанный S_{τ} -фактор в канале ${}^9Be \rightarrow {}^6Li+t$ равен **0,09**. Возможны поправки 10–15%, соответствующие вариациям базиса ВФ 6Li .

Ядра 6Li и 6He являются изобар-аналогами, поэтому радиальная структура ВФ ${}^6Li + t$ - и ${}^6He + \tau$ -относительного движения, полученных методом проектирования, будет одинаковой для обоих каналов. Отличия связаны с тем, что основное состояние ядра 6He характеризуется квантовыми числами $j^{\pi}, P = 0^+, 1$, при этом также абсолютно доминирует сферически симметричная компонента с орбитальными моментами $\lambda\lambda = 000$, но со спином $S = 0$. В результате выражение для спектроскопического S_{τ} -фактора имеет вид

$$S_{\tau} \equiv S_{0^+}^{(P),1/2} = \frac{8}{9} \left| \int (R_{0^+,1/2}^{(P)})^2 R^2 dR \right|^2. \quad (2)$$

На рис. 2 представлены радиальные ВФ ${}^6He + \tau$ -относительного движения $R_{0^+,1/2}^{(P)}$ и соответствующие им компоненты $I_{011}^{(P)}, I_{211}^{(P)}$. Сравнение рис. 1 и 2 показывает, что в обоих рассматриваемых каналах радиальные функции *качественно* ведут себя одинаково.

В рамках данной модели были рассчитаны S-факторы в каналах ${}^9Be \rightarrow {}^6Li + t$ и ${}^9Be \rightarrow {}^6He + \tau$. Интересно отметить, что отношение $R = S_{\tau} / S_t$

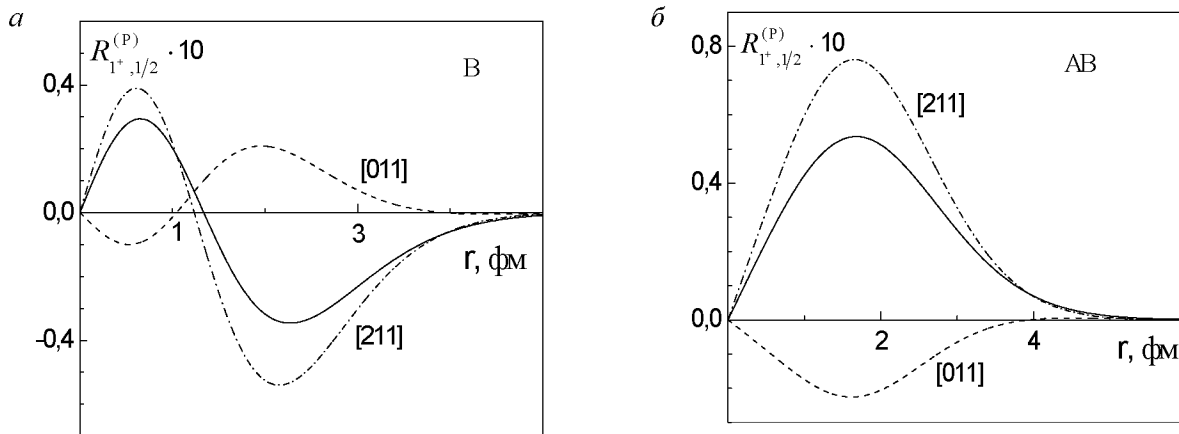


Рис. 1. Радиальные волновые функции ${}^6Li+t$ для моделей ядра 9Be : а – Бак, б – Али-Бодмер. Пунктир – [011], штрих-пунктир – [211], сплошная – суммарная кривая

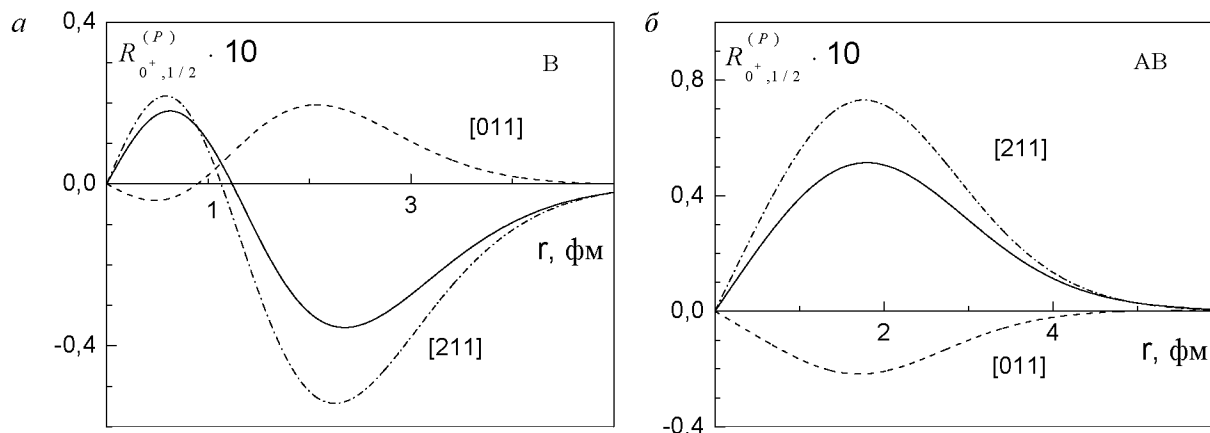


Рис. 2. Радиальные волновые функции ${}^6\text{He}$ для моделей ядра ${}^9\text{Be}$: а – Бак, б – Али-Бодмер. Пунктир – [011], штрих-пунктир – [211], сплошная – суммарная кривая

практически не чувствительно к выбору модели ядра ${}^9\text{Be}$: в случае использования потенциала Бака $R = 1,1386$, а потенциала Али-Бодмера $R = 1,1381$. Таким образом, реальная практическая проверка полученных ВФ может быть проведена при исследовании характеристик фотоядерных процессов ${}^9\text{Be}(\gamma, t){}^6\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}(\gamma, \tau){}^6\text{He}$.

2. Результаты расчетов. При расчете матричных элементов электромагнитных переходов использовались операторы в длинноволновом приближении, построенные с учетом теоремы Зигерта [3]. Оценка магнитного перехода М1 и спиновой части электрических переходов показала, что их вклад пренебрежимо мал по сравнению с дипольным $E1$ - и квадрупольным $E2$ -конвективными электрическими переходами. Таким образом, учитывались следующие амплитуды:

$$P \rightarrow s(1/2^+) + d(3/2^+, 5/2^+), \quad (3)$$

$$P \rightarrow p(1/2^-, 3/2^-) + f(5/2^-, 7/2^-), \quad (4)$$

где в скобках указаны моменты j_f^π , соответствующие спин-орбитальному расщеплению волн рассеяния с орбитальным моментом 1.

Наибольшую сложность при расчетах процесса ${}^9\text{Be}(\gamma, t){}^6\text{Li}$ представляет учет взаимодействия в конечном канале. Предварительно были проанализированы различные варианты потенциалов ${}^6\text{Li}$ -взаимодействия [2].

Для рассматриваемых в настоящей статье процессов ${}^9\text{Be}(\gamma, t){}^6\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}(\gamma, {}^3\text{He}_0){}^6\text{He}$ наиболее оптимальными оказались данные по геометрии

потенциалов (диффузность и радиус) работы [5], при этом варьировалась глубина V_0 и параметры спин-орбитального взаимодействия.

На рис. 3 представлены рассчитанные дифференциальные сечения для угла $\theta_t = 125^\circ$ в сравнении с экспериментальными данными [2]. Очевидно, что доминирует парциальное сечение $E1$ -перехода. Расчет в целом передает энергетическую зависимость наблюдаемых сечений.

Наш анализ показывает, что имеется полная аналогия мультипольной структуры сечений процессов ${}^9\text{Be}(\gamma, t){}^6\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}(\gamma, {}^3\text{He}_0){}^6\text{He}$ и ${}^7\text{Li}(\gamma, t)\alpha$ [3].

В частности, это проявляется в такой поляризационной характеристике, как асимметрия вторичных частиц в процессах фоторасщепления линейно поляризованными фотонами – $\Sigma(\theta, E)$ [2,3].

На рис. 4 приведены расчеты асимметрии фоторасщепления ядра ${}^9\text{Be}$ линейно поляризованными фотонами. Сравнение с аналогичной характеристикой для фоторасщепления ядра ${}^7\text{Li}$ [2, 3] показывает явное качественное сходство энергетической зависимости асимметрии $\Sigma(\theta, E)$. В случае реакций ${}^9\text{Be} \xrightarrow{\gamma} t{}^6\text{Li}$ и ${}^9\text{Be} \xrightarrow{\gamma} {}^3\text{He}{}^6\text{He}$ асимметрия меняет знак в области $E_{\text{им}} \sim 4,7$ МэВ также в силу интерференции s - и d -парциальных сечений $E1$ -перехода. Представляется интересным проверить такое предсказание экспериментально.

В заключение отметим, что предложенный подход позволяет в целом качественно объяснить наблюдаемые характеристики процессов

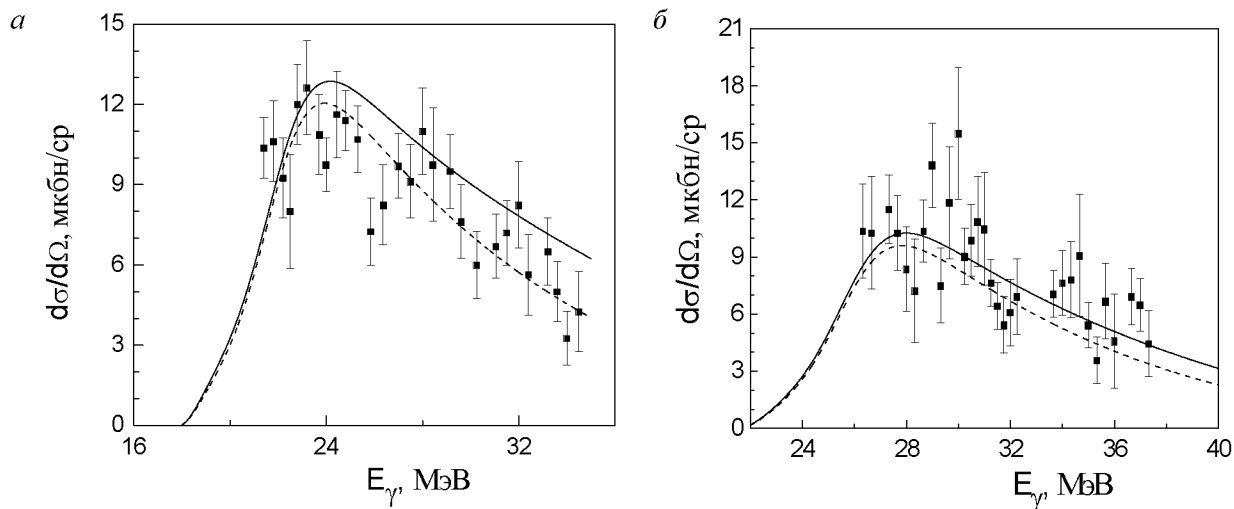


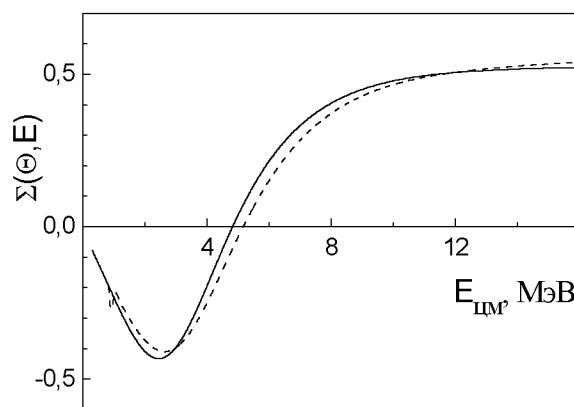
Рис. 3. Дифференциальные сечения для угла $\theta_t = 125^\circ$: а – ${}^9\text{Be}(\gamma, t){}^6\text{Li}$; б – ${}^9\text{Be}(\gamma, {}^3\text{He}){}^6\text{He}$. Теоретический расчет: пунктир – сечение E1-перехода; сплошная кривая – суммарное сечение E1- и E2-переходов. Эксперимент – работа [2]

Рис. 4. Асимметрия распределения тритонов и ядер ${}^3\text{He}$ в реакциях с линейно поляризованными фотонами

для угла $\theta_t = 125^\circ$:

сплошная кривая – процесс ${}^9\text{Be} \xrightarrow{\gamma} {}^t\text{Li}$;

пунктир – процесс ${}^9\text{Be} \xrightarrow{\gamma} {}^3\text{He}{}^6\text{He}$



${}^9\text{Be}(\gamma, t){}^6\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}(\gamma, {}^3\text{He}){}^6\text{He}$. При этом предпочтнее следует отдать исходной модели ядра ${}^9\text{Be}$, построенной с потенциалом глубокого притяжения.

Актуальны также новые экспериментальные исследования этих каналов, особенно, эксклюзивные измерения угловых распределений и поляризационных характеристик.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shoda K, Tanaka T. // Phys. Rev. C. 1999. V. 59, N 1. P. 239.
2. Буркова Н.А., Жаксыбекова К.А., Жусупов М.А., Григораш С.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70, № 2. С. 280.
3. Burkova N. A., Zhaksybekova K.A., Zhusupov M. A. // Physics of Particles and Nuclei. 2005. V. 36, N 4. P. 427.
4. Kukulín V.I., Pomerantsev V.N. et al. // Nucl. Phys. A. 1995. V. 586. P. 151.
5. Zander F.R., Kemper K.W., Fletcher N.R. // Nucl. Phys. A. 1971. V. 173. P. 273.

Резюме

${}^9\text{Be}(\gamma, {}^3\text{He}){}^6\text{He}$ процесінің қималары энергиялары $E_\gamma \leq 40$ МэВ үшін есептелген. Изобар-аналогтық ${}^9\text{Be}(\gamma, t){}^6\text{Li}$ каналы бойынша есептеулермен және белгілі тәжірибелік деректермен салыстыру жүргізілген.

Summary

Cross sections of ${}^9\text{Be}(\gamma, {}^3\text{He}){}^6\text{He}$ reaction are calculated within an energy range $E_\gamma \leq 40$ MeV. A comparison with isobar analogue channel ${}^9\text{Be}(\gamma, t){}^6\text{Li}$ as well as experimental data was done.

КазНУ им. аль-Фараби,
г. Алматы

Поступила 01.04.06г.