

УДК 539.171:539.172.13

ВЕКТОРНАЯ АНАЛИЗИРУЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ РЕАКЦИИ ${}^9\text{Be}(d,\alpha){}^7\text{Li}$ ПРИ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ ДЕЙТРОНОВ И ВКЛАД ПРЯМОГО МЕХАНИЗМА ДВУХНУКЛОННОЙ ПЕРЕДАЧИ

В.Д. Сарана¹, Н.А. Шляхов²

¹ *Физико-технический факультет, Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина*

² *Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт", ул. Академическая 1, г. Харьков, 61108, Украина*

Поступила в редакцию 3 ноября 2008 г.

Рассматривается возможность описания ранее найденных экспериментальных данных для угловых и энергетических зависимостей дифференциальных сечений и векторных анализирующих способностей реакций ${}^9\text{Be}(d,\alpha){}^7\text{Li}$, вызванных векторно поляризованными дейтронами с энергией 1,4 – 3,0 МэВ, в рамках борновского приближения искаженных волн. Найдено удовлетворительное соответствие между экспериментом и расчетами с нулевым радиусом взаимодействия для угловой зависимости относительного сечения реакции ${}^9\text{Be}(d,\alpha){}^7\text{Li}$ (0,477 МэВ $1/2$). Характерные особенности угловых зависимостей измеренных наблюдаемых величин перехода в основное состояние ${}^7\text{Li}_{0,c}$ удается воспроизвести только с использованием радиуса обрезания в интеграле перекрытия, что может указывать на существенную роль конечного радиуса взаимодействия. Однако расчет с точным учетом конечного радиуса взаимодействия не в состоянии воспроизвести второй максимум в угловой зависимости сечения для этого перехода. Используя параметризацию и условия расчета, найденные при анализе угловых распределений, были описаны в среднем основные тенденции энергетических зависимостей векторной анализирующей способности для обоих переходов. Вместе с тем, наличие резких отклонений от указанных тенденций при некоторых энергиях говорит о сильных интерференционных явлениях, связанных с возможными вкладами состояний составного ядра, хотя прямой процесс является преобладающим как в области передних, так и задних углов.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ядерные реакции, бериллий, двойной подхват, сечение, векторная анализирующая способность, угловые зависимости, функции возбуждения, борновское приближение искаженных волн, нулевой и конечный радиус взаимодействия.

Экспериментальное исследование реакции ${}^9\text{Be}(d,\alpha){}^7\text{Li}$ проводилось многими авторами в достаточно широком диапазоне энергий от 0,3 до 15,0 МэВ с целью установления механизма взаимодействия. При этом было найдено, что характерные особенности угловых зависимостей сечений постепенно меняются по мере увеличения энергии налетающих дейтронов. Так что можно выделить несколько областей с этими различными характерными особенностями с которыми связываются и особенности механизмов протекания ядерной реакции.

Первой попыткой исследования (d,α) реакции при энергиях более 10,0 МэВ была работа Иваницкого [1] при $E_d = 13,6$ МэВ, где найдено, что в угловом распределении сечения наблюдаются относительно симметричные подъемы под передними и задними углами. Для интерпретации экспериментальных данных делается предположение, что в области передних углов происходит прямой процесс подхвата дейтрона либо выбивания альфа частицы, а под задними углами проявляется процесс тяжелого срыва, которые проходят одновременно с процессом образования составного ядра. Анализ проводился в рамках плосковолнового приближения теории Батлера. Данные для двух неразрешенных групп α_0 и α_1 не удалось адекватно описать в рамках этого приближения. Однако автор отдает предпочтение процессу подхвата с передаваемым орбитальным угловым моментом $L=2$ и делает вывод, что с увеличением энергии от 9,0 МэВ [2] до 13,6 МэВ возрастает вклад прямых механизмов реакции, хотя процесс образования составного ядра играет важную роль. Последующие эксперименты с лучшим энергетическим разрешением подтвердили характер поведения угловых зависимостей сечений для α_0 и α_1 в этой области энергий [3,4]. Экспериментальные данные при $E_d = 12,4$ МэВ [3] анализировались в предположении процесса выбивания в рамках дифракционной модели с плосковолновым приближением [5]. В рамках такого приближения удается описать подъем сечения под передними углами без привлечения процесса образования составного ядра. В противоположность этому в работе Танака [6] приводятся аргументы в пользу того, что в данной области энергий реакция (d,α) в основном протекает за счет образования составного ядра в области гигантского резонанса хотя функции возбуждения показывают монотонное поведение. В обратной реакции ${}^7\text{Li}(\alpha,d){}^9\text{Be}$ при энергии $E_\alpha = 30$ МэВ, что соответствует реакции (d,α) при $E_d \sim 15$ МэВ, наблюдается форма углового распределения дейтронов аналогичная форме углового распределения альфа частиц в (d,α) реакции [7,8]. Анализ этих данных для (α,d) реакции [7] в рамках стандартного Борновского приближения искаженных волн (БПИВ) с нулевым радиусом взаимодействия не позволяет объяснить экспериментальные данные во всем диапазоне углов, тогда как применение многомодовых подходов в описании реакции, как в плоско-волновом подходе [8], так и в рамках метода искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия (МИВОКОР) [9], описывает характер поведения экспериментальных результатов во всем диапазоне углов без привлечения вклада составного ядра.

При понижении энергии дейтронов происходит изменение общей картины поведения угловых

распределений сечения. Так при энергии 9 МэВ [2] наблюдается для α_0 -группы почти изотропное угловое распределение и подъем под задними углами для α_1 -группы, тогда как при энергии 7,0 МэВ для обеих групп проявляется осциллирующий характер поведения угловой зависимости сечения при общем её возрастании в сторону больших углов [10]. В результате совместного анализа в рамках МИВОКОР и статистической теории Хаузера-Фешбаха было найдено, что на фоне вклада процесса образования составного ядра осциллирующая часть сечения описывается прямым обменным процессом срыва тяжелой частицы ${}^5\text{He}$, тогда как относительный вклад процесса двухнуклонной кластерной передачи незначителен. Следует отметить, что для группы α_1 угловое распределение сечения имеет более ярко выраженный подъем под передними углами, который не описывается в рамках использованных приближений [10].

Данная реакция подробно изучалась как экспериментально, так и теоретически при более низких энергиях ($E_d=0,9\div 3,1$ МэВ) в Варшавском университете [11,12]. Реакция ${}^9\text{Be}(d,\alpha_1){}^7\text{Li}$ сохраняет характерный пик под передними углами на протяжении всего диапазона энергий. Этот передний пик, являясь менее четким при наименьших энергиях, увеличивается постепенно с увеличением энергии дейтронов, тогда как положение минимума в сечении остается фиксированным при $\Theta_{\text{ц.м.}} \approx 135^\circ$. Изменения с энергией налетающих дейтронов в большей степени затрагивают сечение реакции (d,α_0) . При наименьших энергиях (0,9 – 1,3 МэВ) они сглаженные, и только начиная с $\Theta_{\text{ц.м.}} \approx 135^\circ$ они возрастают довольно быстро в сторону $\Theta_{\text{ц.м.}} \approx 180^\circ$. С дальнейшим увеличением энергии (d,α_0) угловые распределения показывают отчетливые осцилляторные колебания и вся картина "вращается" по часовой стрелке вокруг точки $\Theta_{\text{ц.м.}} \approx 135^\circ$, так, что при более высоких энергиях угловые распределения приобретают пик под передними углами. Между энергиями дейтронов 1,8 и 1,9 МэВ, форма углового распределения становится приблизительно симметричной относительно $\Theta_{\text{ц.м.}} \approx 90^\circ$.

Анализ экспериментальных данных при самых низких энергиях в рамках плосковолнового приближения показывает, что лучшая подгонка к угловому распределению реакции ${}^9\text{Be}(d,\alpha_1){}^7\text{Li}$ при $E_d = 0,9$ МэВ дается, предполагая чистый механизм подхвата с радиусом взаимодействия $R = 3$ Фм и весами для $L = 0$ и $L = 2$ компонент равны 1 и 0,5, соответственно.

Независимая подгонка к угловому распределению сечения ${}^9\text{Be}(d,\alpha_0){}^7\text{Li}$ при той же энергии дает, предполагая чистый механизм срыва тяжелой частицы в плосковолновом приближении, $R = 3$ Фм и равные веса для $L = 0$ и $L = 2$ членов.

Анализ этих экспериментальных данных в рамках БПИВ с нулевым радиусом взаимодействия и оболочечной моделью с промежуточной связью [12] показал, что с учетом когерентной суммы всех допустимых правилами отбора значениями переданных угловых моментов L и J с весами, определяемыми оболочечной моделью, можно описать качественно угловые распределения для α_0 -группы в интервале энергий дейтронов 0,9–1,5 МэВ, а для α_1 -группы в 2,1–3,1 МэВ. Кроме того, не удается воспроизвести, наблюдаемый на эксперименте второй максимум в районе $90 - 100^\circ$ угловых распределений для α_0 -группы.

Цель данной работы - получение дополнительных экспериментальных данных и выяснение возможности их описания в рамках прямого процесса. Были проанализированы в рамках МИВОКОР и БПИВ ранее одновременно измеренные угловые зависимости сечения и векторной анализирующей способности. Найдены условия при которых возможно описание второго максимума в угловом распределении сечения для α_0 -группы в рамках БПИВ с нулевым радиусом взаимодействия.

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ${}^9\text{Be}(d,\alpha){}^7\text{Li}$. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И КОНТРОЛЬ УСЛОВИЙ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА С УЧЕТОМ СИСТЕМАТИЧЕСКИХ ОШИБОК

В работах [13-15] представлены одновременно измеренные дифференциальные сечения и векторные анализирующие способности (ВАСП) для реакций ${}^9\text{Be}(d,\alpha_0){}^7\text{Li}_{\text{о.с.}}$ и ${}^9\text{Be}(d,\alpha_1){}^7\text{Li}^*$ (0,477 МэВ) с использованием чисто векторно-поляризованного пучка дейтронов и симметричного метода измерения выходов [13,16].

Нормировка на сечение резерфордского рассеяния позволяет в эксперименте с симметричной геометрией (рис.1 в работах [13,16]) при работе с чисто векторно-поляризованным пучком, используя двухслойную мишень с мониторным слоем, измерять сечение для неполяризованного пучка и вносить поправки на ложные асимметрии, связанные с геометрией эксперимента (неравенство телесных углов и углов установки детекторов, неточности в юстировке камеры рассеяния, неравномерное распределение плотности пучка по площади мишени и др.). Если L, R число счетов под пиком в левом и правом детекторе, соответствующие исследуемому процессу, соответственно, а L', R' – для мониторингового процесса, тогда

$$\frac{L}{L'} + \frac{R}{R'} = b \frac{\langle \sigma_0(\theta_L, E) \rangle_{d\theta_L, \Delta E}}{\langle \sigma'_0(\theta_L, E) \rangle_{d\theta_L, \Delta E'}} \left[1 + \frac{3}{2} P \langle A_y(\theta_L, E) \rangle_{d\theta_L, \Delta E} \right] + b \frac{\langle \sigma_0(\theta_R, E) \rangle_{d\theta_R, \Delta E}}{\langle \sigma'_0(\theta_R, E) \rangle_{d\theta_R, \Delta E'}} \left[1 - \frac{3}{2} P \langle A_y(\theta_R, E) \rangle_{d\theta_R, \Delta E} \right], \quad (1)$$

Если $\theta_L = \theta_R = \theta$, $d\theta_L = d\theta_R = d\theta$, то

$$\langle \sigma_0(\theta, E) \rangle_{d\theta, \Delta E} = \frac{\langle \sigma'_0(\theta, E) \rangle_{d\theta, \Delta E'}}{2b} \left[\frac{L}{L'} + \frac{R}{R'} \right], \quad (2)$$

где $b = N_{\alpha}/N_{\alpha}'$, а N_{α} и N_{α}' – количество ядер на см^2 в исследуемом и мониторинговом слоях мишени, соответственно.

Если $\langle \sigma'_0(\theta, E) \rangle_{d\theta, \Delta E'}$ – сечение резерфордского рассеяния на мониторинговом слое мишени рассчитанное в

мб·ср⁻¹, то и сечение исследуемого процесса будет приводиться в этих единицах. Статистическая ошибка для $\sigma_0(\theta, E)$ будет определяться в основном величинами L и R , т.к. $L \ll L'$ и $R \ll R'$. Систематическая ошибка будет связана со степенью соответствия описания упругого рассеяния мониторингового процесса резерфордскому рассеянию ($\sigma_0'(\theta, E) = \sigma_R(\theta, E)$) и точностью его расчета, а так же ошибкой в определении b .

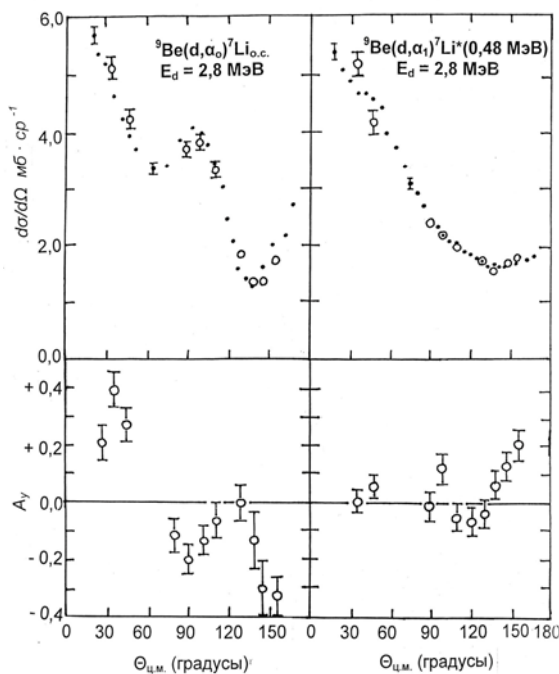


Рис. 1. Измеренные угловые зависимости сечения и ВАСП для переходов в основное и первое возбужденное состояния ${}^7\text{Li}$ при $E_d = 2,8$ МэВ.

• - дифференциальное сечение из работы [12]
○ - наши экспериментальные данные [14].

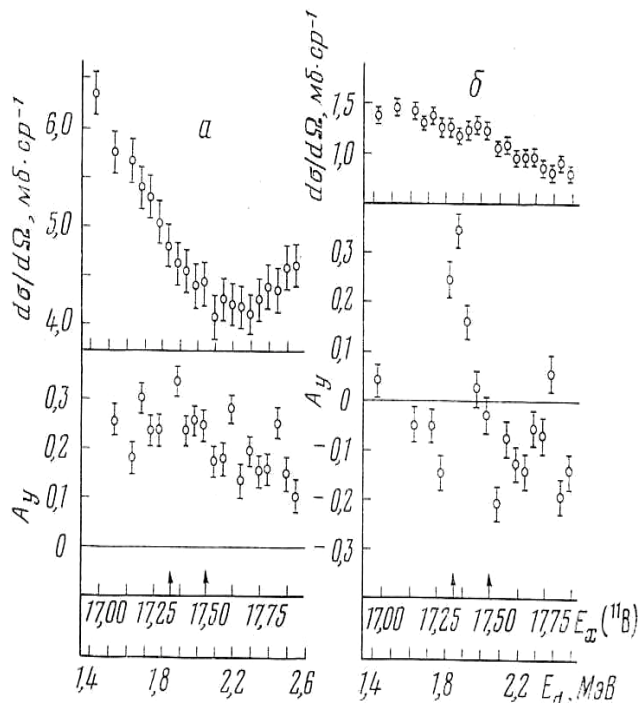


Рис.2. Измеренные энергетические зависимости сечения и ВАСП для перехода в первое возбужденное состояние ${}^7\text{Li}$ для углов а) - $\theta_n = 30^\circ$ и б) - $\theta_n = 140^\circ$.

С помощью описанного метода были измерены функции возбуждения одновременно для дифференциальных сечений и векторной анализирующей способности в реакциях, вызванных векторно-поляризованными дейтронами на ядрах ${}^9\text{Be}$ в диапазоне энергий $1,4 \div 2,5$ МэВ под углами 30° и 140° .

Результаты измерений угловых распределений дифференциальных сечений и ВАСП для реакций ${}^9\text{Be}(d, \alpha_0){}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}(d, \alpha_1){}^7\text{Li}^*(0,48 \text{ МэВ})$ представлены на рис. 1 [14], а функций возбуждения на рис. 2 и 3 [15].

Статистическая ошибка в определении сечений составляет 3 – 5%. Полная ошибка в абсолютных значениях дифференциальных сечений определялась в основном погрешностью измерения отношения $b = N_\alpha(\text{Be})/N_\alpha(\text{Au})$ в двухслойной мишени и оценивается величиной $\sim 10\%$. Статистическая ошибка в определении ВАСП A_y составляет величину 10 – 15%. Основной чертой всех измеренных угловых распределений дифференциальных сечений является сильный подъем передними углами. В исследованном интервале энергий $E_d = 2,0 \div 2,8$ МэВ дифференциальные сечения остаются как по абсолютной величине, так и по характеру угловой зависимости. ВАСП исследованных реакций отлична от нуля и по абсолютной величине не превышает значения $A_y = 0,4$. Для всех реакций наблюдается осциллирующий характер угловой зависимости ВАСП, которые по характеру своей зависимости слабо меняются в исследованном интервале энергий. Сравнение с результатами работы [12], измеренными на неполяризованном пучке, на рис.1 показывает хорошее совпадение. Более полные результаты наших измерений угловых распределений для интервала энергий $E_d = 2,3 - 2,8$ МэВ представлены в работе [14].

Измерения [13-15] производились на перезарядом ускорителе ХФТИ с инжектором поляризованных ионов [17]. Ток пучка на мишени составлял $170 \div 200$ пка. Энергетический разброс в дейтронном пучке составлял $\sim 0,1\%$. Степень поляризации дейтронного пучка $P = -0,256 \pm 0,03$ измеряли и периодически контролировали в течении эксперимента по измерению векторной анализирующей способности реакции ${}^{12}\text{C}(\vec{d}, d){}^{12}\text{C}$ при $E_d = 2,2$ МэВ и $\theta = 90^\circ$ с использованием двухслойной мишени с мониторингом слоем золота $\langle b \rangle = 73 \pm 2$. Для этого использовались данные о степени векторной анализирующей способности из работы [18].

В эксперименте использовалась самоподдерживающаяся двухслойная мишень из Ве толщиной 55 кэВ при энергии $E_d = 2,3$ МэВ покрытая тонким слоем золота. Мишени изготовлены термическим испарением в вакууме. Соотношение толщин слоев Ве и Au подбирались исходя из следующих требований: 1) получения минимально возможных при существующих выходах реакций статистических ошибок, 2) минимальных ошибок выделения

пиков в спектрах, 3) необходимой емкостью каналов в анализаторах спектров, ограничивающей число импульсов в пике упругого рассеяния на Au под малыми углами, при достаточном числе импульсов соответствующих исследуемому процессу (отношение сечений под углом $\theta=30^\circ$ $d\sigma_{Au}/d\sigma_{иссл}=370000:1$ и $d\sigma_{Au}(30^\circ)/d\sigma_{Au}(140^\circ)=174:1$). Такие условия требуют, что бы толщины слоев отличались примерно на два порядка. В используемой мишени, измеренное по упругим рассеяниям дейтронов на Be и Au под углом рассеяния $\theta=30^\circ$, $\langle b \rangle = 63 \pm 2,5$.

Поскольку в данном методе используется измерение лево-правого отношения $r' = L'/R'$ для мониторингового процесса с известной сильной угловой зависимостью дифференциального сечения (резерфордовское рассеяние), то появляется возможность определять систематические ошибки, связанные с несимметричностью геометрии эксперимента, т.е. определять величину реального угла детектора θ_L и θ_R если известно отношение телесных углов, стягиваемых апертурами этих детекторов.

Если $\overline{r'_0}$ - усредненное по многим измерениям данного цикла значение r' связать с постоянным поворотом пучка относительно оси симметрии камеры $\Delta\theta$ и средним значением флуктуации положения пучка относительно оси камеры $\overline{\delta\theta(t)}$, то подгоняя под экспериментально найденное значение $\overline{r'_0}$ рассчитанную величину, можно определить

$$\theta_{L,R} = \theta_0^{L,R} \mp (\Delta\theta + \langle \delta\theta(t) \rangle_T), \quad (3)$$

где $\langle \delta\theta(t) \rangle_T$ – усредненная по времени измерения T флуктуирующая часть угла θ . $\theta_0^{L,R}$ – устанавливаемый по лимбу номинальный угол. Черта над выражением указывает на усреднение значения по распределению $N(r')$, где N – число измерений с данным значением r' .

Запишем выражение для

$$\overline{r'_0} = \frac{\overline{R'}}{L'} = K \frac{\overline{\langle \sigma'(\theta_L, E) \rangle_{d\theta_L, \Delta E'}}}{\overline{\langle \sigma'(\theta_R, E) \rangle_{d\theta_R, \Delta E'}}} = r_{Au}, \quad (4)$$

где $\sigma_0'(\theta, E) = \sigma_R(\theta, E)$. Константа $K = \langle \Omega_L \eta_L \rangle / \langle \Omega_R \eta_R \rangle$ определяет среднее значение отношения произведений телесного угла на эффективность регистрации левого детектора к правому. Значение константы K можно определить из дополнительного эксперимента с постоянным источником α -частиц, расположенным в месте прохождения пучка через мишень и имеющего форму открытой части активного слоя близкую к форме пучка на мишени. Кроме того, излучение источника должно быть близким к изотропному по поверхности активного слоя. В этом случае

$$K \approx N_L^\alpha / N_R^\alpha = r_\alpha. \quad (5)$$

Зная, $\langle \theta_{L,R} \rangle = \theta_{L,R}$ и используя экспериментальные значения $\sigma_0(\theta, E)$ для исследуемой реакции, можно вводить поправки, связанные с систематическими ошибками, возникающими из-за неравенства углов θ_L и θ_R в выражениях для сечения (2) и векторной анализирующей способности (см.(10) в [16]).

На рис.3 показаны результаты внесения поправок (светлые точки) в одновременно измеренные энергетические зависимости сечения и ВАСП для реакции ${}^9\text{Be}(d, \alpha_0){}^7\text{Li}$ и лево-правое отношение $r'(\theta, E)$ для Au под углами (б) – 140° и (в) – 30° . Так же там представлены лево-правые отношения r_α для α -частиц от источника ${}^{238}\text{Pu}+{}^{239}\text{Pu}+{}^{233}\text{U}$, расположенного на месте мишени, поверхность которого была ограничена диафрагмой, имеющей форму сечения пучка на мишени. Штриховые линии дают усредненное значение r' : $r' = 1,046 \pm 0,026$ для $\theta_L = 140^\circ$ и $1,218 \pm 0,030$ для $\theta_L = 30^\circ$ (для серии измерений представленной черными точками) и $r_\alpha = 1,036 \pm 0,040$ для $\theta_L = 140^\circ$ и $1,067 \pm 0,008$ для $\theta_L = 30^\circ$, которые даются непрерывными линиями на графиках (б) и (в). Для серии измерений представленной светлыми точками на рис. (б) для 140° $r' = 1,083 \pm 0,030$. Здесь также представлены результаты подсчета угловых зависимостей r_{Au} , определяемые неравенством углов θ_L и θ_R , равным $\Delta\theta$ как параметра расчета. Результаты показывают, что эффективные центры детекторов при измерениях были сдвинуты на величину $(\Delta\theta + \langle \delta\theta(t) \rangle_T) = (0,42 \pm 0,06)^\circ$ для черных точек на графике рис.3б и $(1,61 \pm 0,08)^\circ$ для светлых точек. Сечения для внесения поправок были взяты из работы [11,12]. Как видно из рис.3б и 3в значения сечения и ВАСП, даваемые черными и светлыми точками в их энергетических зависимостях, после внесения поправок совпадают в пределах статистических ошибок.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ В РАМКАХ БПИВ С НУЛЕВЫМ РАДИУСОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И МИВОКОР

Теоретические расчеты дифференциальных сечений и ВАСП реакций ${}^9\text{Be}(d, \alpha_0){}^7\text{Li}_{o.c.}$ и ${}^9\text{Be}(d, \alpha_1){}^7\text{Li}^*$ (0,477 МэВ) проводились с помощью программы DWUCK [19], в которой использовался двухнуклонный форм-фактор, рассчитанный в микроскопическом приближении методом Баймана-Калио [20].

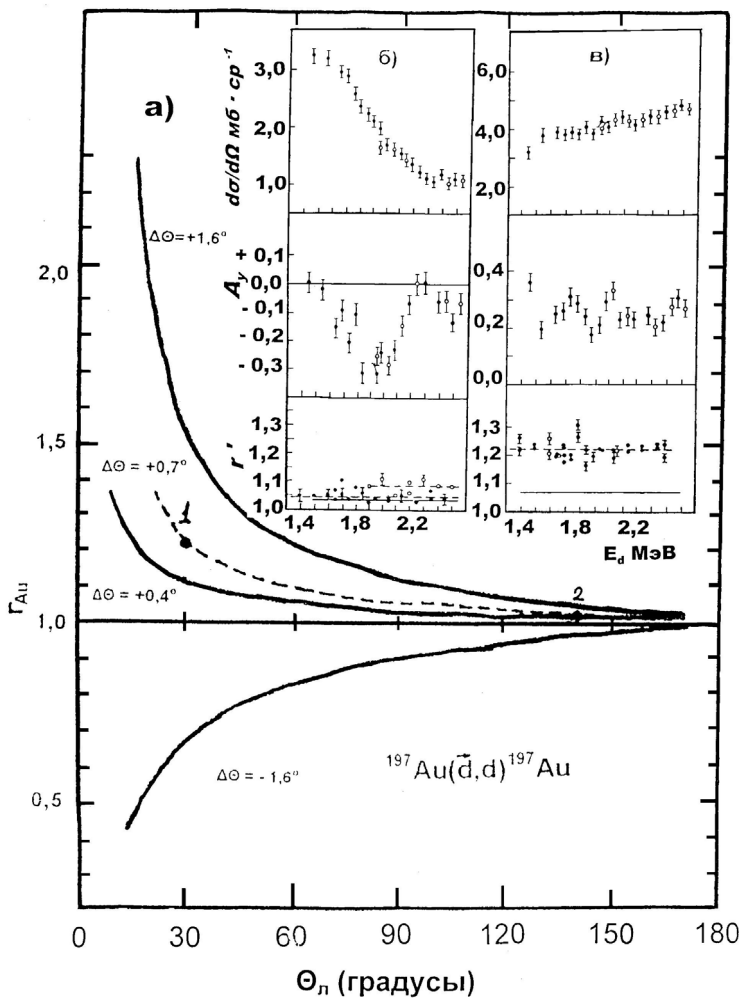


Рис.3. Результаты внесения поправок в энергетические зависимости сечения $d\sigma/d\Omega$ и векторной анализирующей способности реакции ${}^9\text{Be}(\bar{d}, \alpha_0){}^7\text{Li}$ под углами (б) -140° и (в) -30° . На рис. (а) дан расчет угловой зависимости $r_{Au}(\theta)$ для определения сдвигки эффективных углов детекторов $\Delta\theta$, необходимых для внесения поправок в сечение и ВАСП во второй серии измерений (светлые точки).

Предполагалось, что точечный налетающий дейтрон подхватывает из ядра мишени ${}^9\text{Be}$ два нуклона, находящиеся в состоянии $(1p_{3/2})^2$ и образующие пару с относительным орбитальным моментом $\lambda=0$ (S-состояние) и спином $S=1$. С учетом законов сохранения полного углового момента и четности, а также полагая, что волновая функция пары антисимметрична, можно получить численные значения переданного в реакции орбитального углового момента L . Если четности состояний ядра мишени и остаточного ядра одинаковы и квантовые числа, характеризующие состояния из которых подхватываются нуклоны, равны $[n_1 l_1 j_1] = [n_2 l_2 j_2]$, то в реакции (d, α) возможны только четные значения переданного углового момента L , а полный переданный момент $J = L \pm 1$ (нечетные значения). В нашем случае значения L и J для α_0 -перехода (в $J^\pi = 3/2^-$) равны $L = 0; 2$ и $J = 1; 3$, а для α_1 (в $J^\pi = 1/2^-$) – $L = 0, 2$ и $J = 1$.

Во входном канале реакции и в связанных состояниях учитывалось спин-орбитально взаимодействие.

Результаты расчетов в БПИВ без учета интерференции по L и S для различных комбинаций L и J , допускаемых правилами отбора, показаны на рис. 4, которые соответствует описанию динамики процесса.

На рис.4а представлены результаты расчетов для случая $L = 0, J = 1$ с наборами параметров $d1+\alpha1$ (пунктир) и $d1+\alpha2$ (точечная) без введения радиуса обрезания в интеграл перекрытия ($R_{обр} = 0$). Для случая $R_{обр} = 2,0$ Фм непрерывная и штрихпунктирная линии для $d1+\alpha2$ и $d1+\alpha1$, соответственно.

Таблица 1.

Параметры оптических потенциалов для определения волновых функций искаженных волн.

Набор параметров	Реакция	E МэВ	V_0 МэВ	r_0 ФМ	a_0 ФМ	W_s МэВ	W_v МэВ	r_w ФМ	a_w ФМ	$V_{s.o.}$ МэВ	$r_{s.o.}$ ФМ	$a_{s.o.}$ ФМ	$r_{s.o.}$ ФМ	Ссылки
d1	${}^9\text{Be}(d,d)$	2,8	95,44	1,15	0,79	10,8	---	1,7	0,59	10,0	1,3	0,6	1,3	[4]
d2	${}^9\text{Be}(d,p)$	5,25	170,0	0,9	0,9	12,0	---	2,1	0,5	7,5	1,2	0,9	1,3	[21]
$\alpha 1$	${}^6\text{Li}(\alpha, \alpha)$	12,5	75,0	2,165	0,5	10,0	---	2,165	0,5	---	---	---	1,30	[22]
$\alpha 2$	${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha)$	18,0	149,2	1,735	0,56	9,1	---	1,735	0,56	---	---	---	1,735	[23]

Следует отметить, что введение радиуса обрезания приблизительно равного радиусу ядра при данных параметрах искажающих оптических потенциалов приводит к резкому изменению формы угловых зависимостей дифференциальных сечений и ВАСП. От плавно спадающего края пика под 0° до осциллирующей кривой с вторым максимумом под углами $80-90^\circ$ и сильным подъемом под задними углами в дифференциальном сечении. Амплитуда осцилляций ВАСП значительно увеличивается, повторяя слабо осциллирующую кривую с малыми значениями ВАСП $A_y < 0,1$ для случая $R_{обр} = 0$. При этом A_y имеет отрицательные значения в области передних углов. На рис.4б представлены результаты расчетов для случая $L = 2, J = 1$ с наборами параметров $d1+\alpha1$ (пунктир) и $d1+\alpha2$ (точечная) без введения радиуса обрезания в интеграл перекрытия ($R_{обр} = 0$). Для случая $R_{обр} = 2,0$ Фм штрихпунктирная линии для $d1+\alpha2$. Следует отметить, что здесь наблюдается такой же эффект как и на рис. 4а за исключением того, что A_y положительно и довольно большое во всем диапазоне углов. На рис.4в представлены результаты расчетов для случая $L = 2, J = 3$ с наборами параметров $d1+\alpha1$ (пунктир) без введения радиуса обрезания в интеграл перекрытия ($R_{обр} = 0$) и для

подхвата дейтонного кластера – непрерывная линия. Для случая $R_{обр}=2,0$ Фм точечная линии для $d1+\alpha1$ и штрихпунктирная для $R_{обр}=2,5$ Фм. Здесь так же следует отметить, сильное изменение вида угловых зависимостей дифференциального сечения и ВАСП при введении радиуса обрезания, когда максимум, соответствующий подхвату, смещается от $90-100^\circ$ к $40-50^\circ$ и наблюдается сильный подъем в области задних углов, а ВАСП остается преимущественно отрицательной в области передних и средних углов.

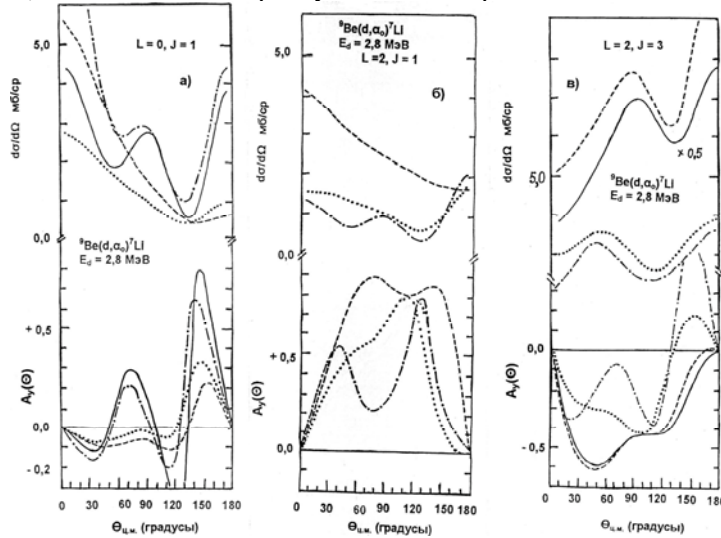


Рис. 4. Результаты расчетов угловых зависимостей сечений и ВАСП для разных значений L и J , допустимых правилами отбора, и влияние радиуса обрезания на форму этих распределений реакции ${}^9\text{Be}(d,\alpha_0){}^7\text{Li}$ при $E_d=2,8$ МэВ. а) – для $L=0$ и $J=1$, ---- набор параметров $d1+\alpha1$, $R_{обр}=0$ Фм; — $d1+\alpha2$, $R_{обр}=2,0$ Фм; $d1+\alpha2$, $R_{обр}=0$ Фм; -.-.- $d1+\alpha2$, $R_{обр}=2$ Фм б) – для $L=2$ и $J=1$; ---- $d1+\alpha1$, $R_{обр}=0$ Фм; $d1+\alpha2$, $R_{обр}=0$ Фм; -.-.- $d1+\alpha2$, $R_{обр}=2,0$ Фм, в) – для $L=2$ и $J=3$, ---- $d1+\alpha1$, $R_{обр}=0$ Фм; — $d1+\alpha1$, кластерная передача; $d1+\alpha1$, $R_{обр}=2,0$ Фм и -.-.- $R_{обр}=2,5$ Фм

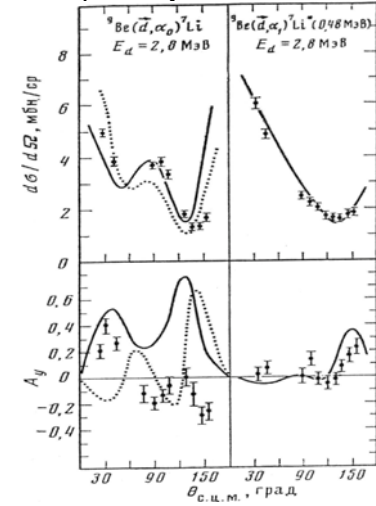


Рис. 5. Сравнение результатов расчетов в БПИВ с экспериментальными данными для реакции ${}^9\text{Be}(d,\alpha_0){}^7\text{Li}$ — $L=2, J=1$ с набор параметров $d1+\alpha1$; $L=0, J=1$ с тем же набором параметров; для реакции ${}^9\text{Be}(d,\alpha_1){}^7\text{Li}$ (0,48 МэВ) — $L=0, J=1$ с набор параметров $d1+\alpha2$; и $R_{обр}=0$ Фм.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ АНАЛИЗА В РАМКАХ БПИВ С НУЛЕВЫМ РАДИУСОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РЕАКЦИЙ ${}^9\text{Be}(d,\alpha_0){}^7\text{Li}_{o.c.}$ и ${}^9\text{Be}(d,\alpha_1){}^7\text{Li}^*$ (0,477 МэВ)

С набором параметров $d1+\alpha2$ (см. таблицу 1.) и введением радиуса обрезания $R_{обр}=2$ Фм достигается качественное описание формы углового распределения экспериментально найденных дифференциальных сечений и ВАСП для передачи пары нуклонов с $L=0, J=1$ (точечная линия) и $L=2, J=1$ (сплошная линия) на рис.5. На основании описания угловой зависимости дифференциального сечения трудно сделать выбор между данными наборами L и J . Общий характер поведения ВАСП лучше воспроизводится расчетами для $L=2, J=1$ как по знаку A_y так и по виду его угловой зависимости. Таким образом, если принять, что ВАСП (d,α) реакции чувствительна к J [24], то можно предположить, что в нашем случае имеет место преимущественно передача пары с $J=1$, это согласуется с выводами работы [25], в которой проведен детальный анализ реакции ${}^7\text{Li}({}^3\text{He},p){}^9\text{Be}$ в рамках БПИВ с учетом когерентного вклада различных L . Авторы указанной работы пришли к выводу, что для описания их экспериментальных результатов необходим больший вклад $J=1$, чем это требуется для оболочечной модели с промежуточной связью. Поэтому недостаточное хорошее совпадение формы рассчитанных кривых с экспериментальными данными в нашем случае может быть обусловлено как вкладами других механизмов реакции, так и тем, насколько хорошо оболочечная модель применима к описанию таких ядер, как ${}^9\text{Be}$ и ${}^7\text{Li}$.

Нами была сделана попытка расчета сечений и ВАСП (d,α_0) реакции с учетом образования d -кластера в ядре ${}^9\text{Be}$. Полученные теоретические кривые существенно не отличаются от рассчитанных в предположении подхвата двух нуклонов (рис.4в).

Для реакции ${}^9\text{Be}(d,\alpha_1){}^7\text{Li}^*$ с передачей $n-p$ пары с $L=0, J=1$ получается хорошее описание угловых распределений дифференциальных сечений и ВАСП при использовании наборов оптических потенциалов $d1+\alpha1$ и $d1+\alpha2$ без введения радиуса обрезания. На рис. 5 показаны результаты расчета для $d1+\alpha2$.

Такое совпадение теоретических расчетов с экспериментом, по-видимому, не является случайным, поскольку ранее проведенные в работе [12] расчеты только для дифференциальных сечений (d,α_1) реакции также так же согласуются с экспериментальными данными и этой области энергий налетающих дейтронов.

АНАЛИЗ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ ${}^9\text{Be}(d,\alpha_0){}^7\text{Li}_{o.c.}$ В РАМКАХ МИВОКОР

Одно из направлений в котором проводятся работы по применению метода искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия (МИВОКОР), связано с использованием этого метода для описания реакций с частицами не тяжелее ${}^4\text{He}$ во всем интервале углов вылета конечной частицы [9,26]. Для этого необходимо, в

наиболее общем случае, учитывать вклад как прямых процессов, когда происходит развал налетающей составной тяжелой частицы (когерентная сумма срыва и тяжелого замещения), так и обменных процессов, связанных с диссоциацией ядра-мишени (когерентная сумма механизмов замещения и тяжелого срыва). В нашем случае существенным является то, что передается совокупность частиц в виде кластера.

Если рассматривать реакцию $A(a,b)B$ для механизма срыва, то она представляется как $A+a = A + (x + b) \rightarrow (A + x) + b = B + b$ где $a > b$ и передается кластер x из составной частицы a к ядру-мишени A . В случае реакции подхвата кластера x из ядра-мишени к налетающей частице необходимо рассматривать обратную реакцию $A + a = (B + x) + a \rightarrow B + (x + a) = B + b$ при этом $a < b$. В этом случае дифференциальное сечение без учета спин-орбитального взаимодействия записывается как [27]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2s_b + 1}{2s_a + 1} \sum_{lsj} (2l + 1) W^2(l_1 j_1 l_2 j_2; s_x l) S_1 S_2 \left\{ \frac{1}{E_a E_b} \cdot \frac{k_b}{k_a} \sum_{m=-l}^l \left| \sum_{L_b} \left(\frac{2}{2L_b + 1} \right)^{1/2} \beta_{lmL_b}^{j_1 j_2 s_x} \overline{P}_{L_b}^m(\cos \theta) \right|^2 \right\} \quad (6)$$

где энергии E_a налетающей и E_b вылетающей частиц в системе центра масс входного и выходного каналов. $S_1 = S_{A \rightarrow B+x}$; $S_2 = S_{b \rightarrow a+x}$ – спектроскопические амплитуды кластера x в системах $A \rightarrow B+x$ и $b \rightarrow a+x$, соответственно; $\beta_{lmL_b}^{j_1 j_2 s_x}$ – парциальные амплитуды реакции, определяемые выражением:

$$\beta_{lmL_b} = \sum_{L_a} i^{L_a + L_b - l} (L_b m l, -m | L_a 0) I_{L_a L_b}^l \sqrt{2l + 1}, \quad (7)$$

где

$$I_{L_a L_b}^l = \int_0^\infty r_a dr_a \int_0^\infty r_b dr_b \chi_{L_b}^{(b)}(k_b, r_b) F_{L_b L_a}(r_b, r_a) \chi_{L_a}^{(a)}(k_a, r_a), \quad (8)$$

где $F_{L_b L_a}(r_b, r_a)$ – форм-фактор [27] для процесса срыва кластера x , имеющего спин s_x , из состояния l_2 ($\vec{j}_2 = \vec{l}_2 + \vec{s}_x$) в системе $b = a + x$ с передачей его в систему $A = B + x$ в состоянии l_1 ($\vec{j}_1 = \vec{l}_1 + \vec{s}_x$).

$\overline{P}_{L_b}^m(\cos \theta)$ – нормированные присоединенные полиномы Лежандра. Переменные суммирования в (1) l, s, j, m обозначают $\vec{l} = \vec{l}_1 - \vec{l}_2$ – передаваемый орбитальный момент, $\vec{s} = \vec{s}_a - \vec{s}_b$ – передаваемый спин, $\vec{j} = \vec{j}_a - \vec{j}_b$ – передаваемый полный момент, m – проекция передаваемого орбитального момента l . При этом $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ и $\vec{l} = \vec{j}_1 - \vec{j}_2$. $W(l_1 j_1 l_2 j_2; s_x l)$ – коэффициент векторного сложения угловых моментов Вигнера. В этом случае использовано приближение инертного кора [28], и в рамках которого предполагается, что спины J_A и S_b в процессе реакции сохраняют свое направление, что дает $j = j_1$ и $s = j_2$.

Мы видим, что выражение для сечения (6) факторизовано на спектроскопическую и динамическую части (в фигурных скобках), зависящую от угла θ между направлениями движения a и b . Последняя вычисляется с помощью программы DNIPRO-LOLA [29], учитывающей как конечный радиус взаимодействия так и эффекты отдачи.

Для теоретической интерпретации реакции (d, α) с передачей дейтронного кластера в рамках МИВОКОР необходимы спектроскопические амплитуды для развала ${}^9\text{Be}$ и α -частицы на кор и кластер. Вычисление этих амплитуд S_1 и S_2 выполнялось в соответствии с работой [30] с помощью программы DESNA [31]. В таблице 2 приводятся как спектроскопические амплитуды реакции S_1 и S_2 , так и необходимые для расчетов спектроскопические характеристики ядер A, A_1, A_2 , образующих систему $A \rightarrow A_1 + A_2$.

Таблица 2.

Типы переходов и допустимые передаваемые моменты для передачи дейтрона в реакции ${}^9\text{Be}(d, \alpha_0){}^7\text{Li}_{o.c.}$.

Подхват дейтрона	ε_d МэВ)	$A \{ [f_p]^{(2T+1)(2S+1)} L_J \}$	$n\Lambda_j$	Тип передачи кластера	TLJ	S_I
			2S ₁	2S ₁ → 1S ₁	1,0,1	-0,2258
			1D ₁	1D ₁ → 1S ₁	1,2,0	-0,4968
			1D ₂	1D ₂ → 1S ₁	1,2,1	-0,3928
${}^9\text{Be}_{o.c.} \rightarrow {}^7\text{Li}_{o.c.} + {}^2\text{H}$	-16,70	${}^9\text{Be} \{ [41]^{-22} P_{3/2} \} \rightarrow {}^7\text{Li} \{ [3]^{-22} P_{3/2} \} + {}^2\text{H} \{ [0]^{13} S_1 \}$				S_2
${}^4\text{He}_{o.c.} \rightarrow {}^2\text{H} + {}^2\text{H}$	-23,65	${}^4\text{He} \{ [0]^{11} S_0 \} \rightarrow {}^2\text{H} \{ [0]^{13} S_1 \} + {}^2\text{H} \{ [0]^{13} S_1 \}$	1S ₁			1,732

Эти спектроскопические данные взяты из работы [32]. Они соответствуют наибольшим весам состояний $|A_i [f_i] L S J \rangle$ в полной волновой функции ядра A_i . Выражение $A_i \{ [f_p]^{(2T+1)(2S+1)} L_J \}$ – спектроскопические характеристики состояний ядер A_i , где L, S, J – орбитальный, собственный и полный моменты, T – изоспин, $[f_p]$ –

схема Юнга для состояний нуклонов в 1р-оболочке, $n_c \Lambda J_0$ – главное спектроскопическое квантовое число, орбитальный момент и полный момент относительного движения подсистем A_1 и A_2 в системе $A \rightarrow A_1 + A_2$.

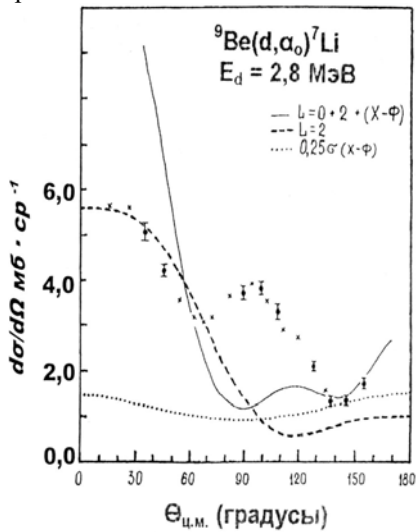


Рис.6. Результаты расчета угловых распределений сечений реакции ${}^9\text{Be}(d, \alpha_0){}^7\text{Li}_{o.c}$ при $E_d = 2,8$ МэВ в рамках МИВОКОР (непрерывная линия для $L=0+2$ и пунктирная кривая для $L=2$) и теории Хаузера-Фешбаха (точечная кривая). Точки с усами ошибки наши данные, а крестики усредненные данные из работы [12], нормированные к нашим данным.

В расчетах дифференциального сечения для определения искаженных волн во входном и выходном каналах использовались наборы параметров оптических потенциалов $d1 + \alpha 2$. Для потенциала связанного состояния использовалась геометрия потенциала $d1$ и энергия связи дейтрона в ядре ${}^9\text{Be}$ - 16,7 МэВ.

Результаты расчета угловых распределений сечений реакции ${}^9\text{Be}(d, \alpha_0){}^7\text{Li}_{o.c}$ при $E_d = 2,8$ МэВ в рамках МИВОКОР показывают для подхвата дейтрона с $L = 2$ хорошее соответствие с экспериментом в области передних углов, что указывает на преимущественное протекание реакции за счет прямого процесса, хотя теория не в состоянии описать второй максимум в районе углов $90 - 100^\circ$. В случае передачи дейтрона с орбитальным угловым моментом $L = 0 + 2$ учитывался их вклад в соответствии со спектроскопическими амплитудами S_1 и S_2 , представленными в таблице 2. Угловая зависимость сечения показывает небольшой второй максимум в области 120° , а второй минимум совпадает с экспериментально наблюдаемым. Величина сечения в области передних углов значительно превышает экспериментально наблюдаемые значения. Для описания сечения в области второго минимума необходим учет вклада процесса образования составного ядра.

Возможный вклад сечения протекания реакции за счет образования составного ядра рассчитывался на основе статистической теории Хаузера-Фешбаха с помощью программы LYBID [29], используя такую же параметризацию как и при расчетах сечения упругого рассеяния [16]. То, что для описания экспериментального сечения требуется уменьшение рассчитанного сечения в четыре раза говорит о значительном вкладе прямого процесса. Статистическая теория не дает вклада в ВАСП.

ВКЛАДЫ ОБРАЗОВАНИЯ СОСТАВНОГО ЯДРА И ПРЯМОГО ПРОЦЕССА В ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЗАВИСИМОСТЯХ ВАСП

Нами выполнено измерение энергетических зависимостей дифференциального сечения и ВАСП для α_0 и α_1 групп под углами $\theta_l = 30^\circ$ и 140° в интервале энергий дейтронов $E_d = 1,45 \div 2,55$ МэВ, которые показаны на рис.2 и 3. Поляризационные данные были дополнены до энергии 3,1 МэВ в работе [33] и представлены на рис. 6 и 7. совместно с теоретическими кривыми рассчитанными в рамках БПИВ для двухнуклонной передачи с параметрами найденными при описании угловых распределений. Относительная статистическая ошибка в экспериментальных данных для сечения составляет 5 – 7%, а для ВАСП 12 – 15%.

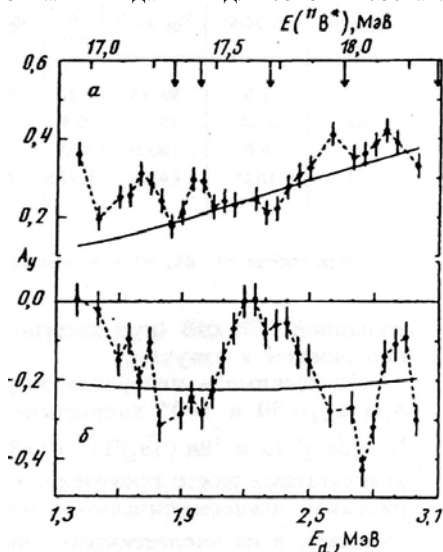


Рис.7. Энергетическая зависимость ВАСП для реакции ${}^9\text{Be}(d, \alpha_0){}^7\text{Li}$ для углов а) - $\theta_l = 30^\circ$ и б) - $\theta_l = 140^\circ$. Стрелки указывают возможные положения уровней составного ядра ${}^{11}\text{B}$.

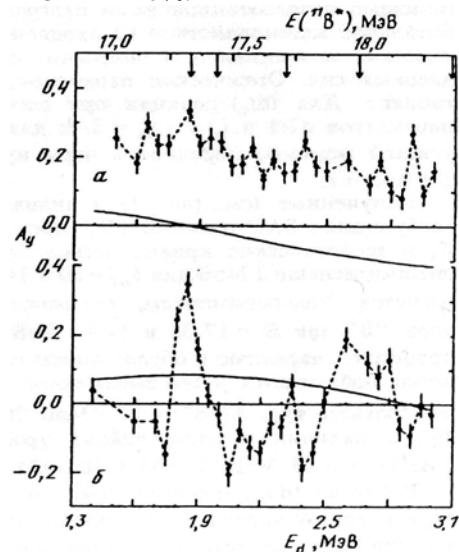


Рис.8. То же самое, что и на рис.7 только для реакции ${}^9\text{Be}(d, \alpha_1){}^7\text{Li}^*$.

Ход дифференциальных сечений для обеих групп в изучаемом интервале энергий имеет монотонный

характер. Для α_0 -группы при $\theta_n = 30^\circ$ дифференциальное сечение возрастает без явно выраженной флуктуационной картины. С увеличением энергии сечение для α_0 -группы под углом 140° и α_1 -группы под обоими углами уменьшается. Поскольку минимум в угловом распределении дифференциального сечения наблюдается под углами близкими к 140° , здесь следует ожидать наибольшего вклада от процесса образования составного ядра, тогда как максимум распределения наблюдается под углом 30° , где вклад от прямого процесса ожидается наибольшим.

Поведение ВАСП A_y носит более сложный нерегулярный характер. В меньшей степени это проявляется для $\theta_n = 30^\circ$, где теоретические кривые, рассчитанные в рамках БПИВ для прямой двухнуклонной передачи, достаточно хорошо воспроизводят наклон энергетически зависимостей ВАСП. При $\theta_n = 140^\circ$ аномальное поведение энергетических зависимостей ВАСП имеет большую амплитуду. Здесь можно выделить ряд особенностей при $E_d = 1,85; 2,05; 2,30; 2,60$ и $2,90$ МэВ. Три первые, по-видимому, связаны с уровнями составного ядра ^{11}B при энергиях $E(^{11}\text{B}) = 17,33; 17,43$ и $17,70$ МэВ [34], последующие коррелируют с особенностями в реакции $^9\text{Be}(\bar{d},p)^{10}\text{Be}$ [33] и, кроме того, в районе известного из реакции $^9\text{Be}(^3\text{He},p)^{11}\text{B}$ уровня ядра $^{11}\text{B}^*$ с $E_x = 18,0 \pm 0,1$ МэВ и $\Gamma = 870 \pm 100$ кэВ [34]. Кроме того следует обратить внимание на то, что, наблюдаемые аномалии в энергетических зависимостях ВАСП коррелируют с порогами развала взаимодействующих частиц, а именно $n - ^8\text{Be}$ с $E_d = 2,04$ МэВ, $\alpha - ^5\text{He}$ с $E_d = 3,01$ МэВ и $n - p$ с $E_d = 2,71$ МэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Найдено на основании совместного анализа дифференциального сечения и ВАСП, что БПИВ с нулевым радиусом взаимодействия позволяет качественно описать динамику процесса передачи $n - p$ пары в микроскопическом рассмотрении для реакций $^9\text{Be}(d, \alpha_0, 1)^7\text{Li}$ при низких энергиях налетающих дейтронов. Поляризационные данные указывают на преимущественный вклад $L = 2, J = 1$ передачи для подхвата в основном состоянии ^7Li ($3/2^-$) и $L=0, J=1$ для подхвата в первое возбужденное состояние $^7\text{Li}^*$ ($0,48$ МэВ, $1/2^-$), что не соответствует оболочечно-модельному с промежуточной связью описанию ядер ^7Li и ^9Be .

Необходимость введения радиуса обрезания в интеграл перекрытия для описания экспериментальных данных БПИВ с нулевым радиусом взаимодействия в случае реакции $^9\text{Be}(d, \alpha_0)^7\text{Li}_{\text{occ}}$ указывает на преимущественно поверхностный характер протекания прямого процесса в исследованной области энергий налетающих дейтронов близкой к энергиям порогов при которых происходит развал дейтрона $E_d(n-p) = 2,71$ МэВ и ^9Be $E_d(\alpha - ^5\text{He}) = 3,01$ МэВ.

Тенденции поведения энергетических зависимостей ВАСП в области передних углов подтверждают преимущественный вклад прямого процесса, тогда как энергетическая зависимость ВАСП в области второго минимума углового распределения сечения при угле 140° показывает значительные структуры, которые коррелируют с известными состояниями в составном ядре $^{11}\text{B}^*$ и порогами развала ^9Be и дейтрона.

В заключение хотим выразить благодарность Залюбовскому И.И. за постоянную поддержку, руководству отдела ННЦ ХФТИ Сторишко В.Е. и руководителю группы Дейнеко А.С. за помощь в проведении эксперимента, Рудчику А.Т. за помощь в проведении расчетов с использованием МИВОКОР, сотрудникам группы и экипажу ускорителя, обеспечивших измерения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Іваницький П.Г. Кутювий розподіл α -частинок з реакції $^9\text{Be}(d, \alpha)^7\text{Li}$ // УФЖ -1962. - №11.- С.1160-1164.
2. Green T.S. and Middleton Investigation of deuteron induced reactions by magnetic analysis II: Results for ^9Be , ^{12}C , ^{14}N and ^{16}O . // Proc. Phys. Soc. - 1956. - Vol.69, Part.1. - P.28-42.
3. Долинов В.К., Меликов Ю.В. Исследование реакций (d, α) и (p, α) на ядрах ^9Be // Вестник МГУ. Серия Физика, Астрономия. - 1966. - №2. - С.116-117.
4. Ynabu T., Ymashita S., Kakigi S., Nguyen D.C., Takimoto K., Yamada Y. and Ogino K. Alpha emitting reactions on ^9Be , ^{10}B and ^{11}B induced by protons, deuterons and alpha-particles // J. Phys. Soc. Japan. - 1964.-Vol.19, №10.- P.1818-1823.
5. Меликов Ю.В. Анализ реакций (d, α) на легких ядрах в рамках дифракционной модели // Вестник МГУ. Серия Физика, Астрономия. - 1967. - №2. - С.102-105.
6. Tanaka S. The $^9\text{Be}(d, t)^8\text{Be}$ and $^9\text{Be}(d, \alpha)^7\text{Li}$ reaction in the energy range from 12,17 MeV to 14.43 MeV // J. Phys. Soc. Japan. 1978. - Vol.44, №5. - P.1405-1412.
7. Теплов И.Б., Зеленская Н.С., Лебедев В.М., Спасский А.В. Обратные максимумы сечения в ядерных реакциях и обменные процессы // ЭЧАЯ - 1977. - Т.8. - Вып. 4. - С.769-816.
8. Merchez F., Arvieux J., Honda T. and Morita S. Reactions induced by 30 MeV α -particles on ^7Li // Nucl. Phys. -1972. - V.A183. - P.417-438.
9. Беляева Т.Л., Зеленская Н.С., Теплов И.Е. Анализ реакций с α -частицами на ядрах Li методом искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия. // Ядерная физика. - 1983. -Т.38. - Вып.10. - С.901-910.
10. Szczurek A., Bodek K., Krug J., Lübecke W., Rühl H., Steinke M., Stephan M., Kamke D., Hajdas W., Jarczyk L., Strzalkowski A., Kwasniewicz E. Mechanism of reactions induced by 7 MeV Deuterons on ^9Be [(d,p), (d,d), (d,t), (d, ^4He)] // Z.Phys. A. - Atomic Nuclei. - 1989. - Bd.333. - S.271-279.
11. Saganek A., Sledzinska I., Turos A., Wilhelmi Z. and Zwiłgłinski B. $^9\text{Be}(d, \alpha_0)^7\text{Li}$ (ground state) and $^9\text{Be}(d, \alpha_1)^7\text{Li}^*(470 \text{ keV})$ reactions in the $0.9 \div 2.2$ MeV energy range // Acta Phys. Pol. - 1977. - Vol.B2. - P.473-488.
12. Sledzinska I., Saganek A., Wilhelmi Z. and Zwiłgłinski B. Analysis of the $^9\text{Be}(d, \alpha_0)^7\text{Li}_{\text{g.s.}}$ and $^9\text{Be}(d, \alpha_1)^7\text{Li}^*(470 \text{ keV})$ reactions in terms of the two-nucleon distorted-wave Born approximations // Acta Phys. Pol. - 1977. - Vol.D8, №3. - P.227-235.
13. Дейнеко А.С., Залюбовский И.И., Малахов И.М., Сарана В.Д. и Шляхов Н.А. Измерение асимметрии продуктов реакции с поляризованными дейтонами с использованием нормировки по резерфордовскому рассеянию на Au //

- Известия АН СССР, сер.: Физ. - 1980. - Т.44, №11. - С.2382-2387.
14. Антуфьев Ю.П., Дейнеко А.С., Залобовский И.И., Сарана В.Д., Сторишко В.Е., Тутубалин А.И., Хацеган К., Шляхов Н.А. Угловые распределения дифференциальных сечений и векторных анализирующих способностей реакций ${}^9\text{Be}(d,p){}^8\text{Be}$, ${}^9\text{Be}(d,t){}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{Be}(d,\alpha){}^7\text{Li}$ при $E_d = 2,0 \div 2,8$ МэВ // Ядерная физика. - 1984. - Т.40. - Вып. 1(7). - С.53-61.
 15. Дейнеко А.С., Ляшко Ю.В., Малахов И.Я., Сарана В.Д., Сторишко В.Е., Шляхов Н.А. Векторная анализирующая способность реакции ${}^9\text{Be}(d,\alpha){}^7\text{Li}$ при низких энергиях дейтронов // Известия АН СССР, сер.: Физ. - 1980 - Т.44, №11. - С.2375-2377.; Ляшко Ю.В., Дейнеко А.С., Дикий Н.П., Слабоспицкий Р.П., Шляхов Н.А. Векторная анализирующая способность реакций ${}^9\text{Be}(d,t){}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{Be}(d,\alpha){}^7\text{Li}$ при энергии дейтронов до 3 МэВ // Известия РАН, сер.: Физ. - 1994. - Т.58, №11. - С.184-187.
 16. а) Сарана В.Д. Параметризация оптических потенциалов упругого рассеяния дейтронов низких энергий на ${}^9\text{Be}$. // Вісник Харківського національного університету ім. В.Н. Каразіна. Сер. фізична "Ядра, частинки, поля." - 2005. - №710. - Вип.3/28/. - С.3-20.
б) Сарана В.Д., Шляхов Н.А., Ляшко Ю. Поляризационные наблюдаемые в реакциях ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ и ${}^9\text{Be}(d,t_0){}^8\text{Be}$ при низких энергиях дейтронов и вклад прямого механизма передачи нейтрона // Вісник Харківського національного університету ім. В.Н. Каразіна. Сер. фізична "Ядра, частинки, поля." - 2006. - № 744. - Вип. 3/31/. - С.28-50.
 17. Слабоспицкий Р.П., Андреев Г.Б., Таранов А.Я., Дейнеко А.С., Киселев И.Е. и Лопатко И.Д. Измерение степени тензорной поляризации пучка поляризованных дейтронов // Ядерная физика. - 1967. - Т.6. - Вып.5. - С.992-994.
 18. Боровлев В.И., Слабоспицкий Р.П., Ключарев А.П., Андреев Г.Б. и Лопатко И.Д. Упругое рассеяние поляризованных дейтронов ядрами C^{12} , F^{19} , Ca^{40} // Ядерная физика. - 1971. - Т.14. - Вып.1. - С.47-51.
 19. Дейнеко А.С., Сарана В.Д., Хацеган К. и Шляхов Н.А. Теоретическая обработка экспериментов с поляризованными дейтронами // Тез. Докл. XXXIII совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Москва 19-21 апреля 1983 г. - Л.: Наука, 1983. - С.381.
 20. Bayman B.F. and Kallio A. Relative-angular-momentum-zero part of two-nucleon wave functions // Phys. Rev. - 1967. - Vol.156. - P.1121-1128.
 21. Powell D.L., Crawley G.M., Rao B.V.N. and Robson B.A. Deuteron-induced reactions in ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ and ${}^{10}\text{B}$ at bombarding energies of 4.5 to 6.0 MeV / Nucl. Phys. - 1970. - Vol. A147. - P. 65-80.
 22. Blieden H.R., Temmer G.M. and Warsh K.L. A study of the $\text{Be}^9(p,\alpha)\text{Li}^6$ reaction from 3,5 to 12,5 MeV // Nucl. Phys. - 1963. - Vol.49 - P.209-238.
 23. Bingham H.G., Kemper K.W. and Fletcher N.R. Elastic scattering of ${}^4\text{He}$ from ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ at 12.0 and 18.5 MeV // Nucl. Phys. - 1971. - Vol.A175. - P.374-384.
 24. Tonsfeldt S.A., Clegg T.B., Ludwig E.I., Tagishi Y., Wilktrson F. J-Dependent effects in tensor analyzing powers for the (d,α) reaction // Phys Rev. Letters. - 1980. - Vol.45. - P.2008-2011.
 25. Irshad M., Assai I., Sen S., Pigcon R., Slobodrian R.I. Nuclear polarization in muonic He ions // Nucl. Phys. - 1976. - Vol.A256. - P.349-361.
 26. Зеленская Н.С., Теплов И.Б. Об использовании метода искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия для описания ядерных реакций со сложными частицами // Известия АН СССР, сер.: Физ. - 1977. - Т.41, №8. - С.1711-1718.
 27. DeVries R.M., Recoil effects in single-nucleon-transfer heavy-ion reactions // Phys. Rev. - 1973. - Vol.C8, №3. - P.951-960.
 28. Kammuri T. And Yoshida H. DWBA analysis the heavy ion induced transfer reaction // Nucl.Phys. - 1969. - Vol.A129. - P.625-646.
 29. Рудчик А.Т. Реакции многонуклонных передач при взаимодействии дейтронов с легкими ядрами: Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук / ИЯИ К., 1983. - 25 с.
 30. Smirnov Yu.F., Tchuvil'sky Yu.M. Cluster spectroscopic factors for the p-shell nuclei // Phys. Rev. - 1977 -Vol.C15, №1. - P.84-93.
 31. Рудчик А.Т., Чувильский Ю.М. Вычисление спектроскопических амплитуд для произвольных ассоциаций нуклонов в ядрах 1p-оболочки.(программа DESNA). /А.Т. Рудчик, Ю.М. Чувильский. -К.: ИЯИ АН УССР, 1982. - 27 с. - (Препринт /ИЯИ АН УССР; 82,12).
 32. Бояркина А.Н. Структура ядер 1p-оболочки / НИИЯФ МГУ.- М.: Из.-во. МГУ, 1973. - 62 с.
 33. Ляшко Ю.В., Дейнеко А.С., Шляхов Н.А. и др. Изучение реакции ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ при энергии поляризованных дейтронов до 3 МэВ // Изв. РАН. Сер. Физ. - 1995. - №1. - С.129-135.
 34. Ajzenberg-Selove F. Energy levels of light nuclei A =11-12 // Nucl. Phys. - 1990. - Vol.A506, №1 - P.1-193.

VECTOR ANALYZING POWER FOR ${}^9\text{Be}(d,\alpha){}^7\text{Li}$ REACTION AT THE LOW DEUTERON ENERGIES AND CONTRIBUTION OF THE DIRECT TWO-NUCLEON TRANSFER MECHANISM

V.D. Sarana¹, N.A. Shlyahov²

¹ V.N. Karazin Kharkiv National University, 61077, Svobody sq. 4, Kharkiv, Ukraine

² National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology", Akademicheskaya St.1, 61108 Kharkiv, Ukraine

The possibility of the description of the previously obtained experimental data for angular distributions of differential cross section and VAP and energy dependence VAP of the reactions ${}^9\text{Be}(d,\alpha_0){}^7\text{Li}$, induced by vector-polarized deuterons with energies from 1,4 to 3,0 MeV, in the framework of DWBA is considered. The satisfactory fitting of the zero range DWBA calculations to date for angular distributions of the cross section and VAP for reaction ${}^9\text{Be}(d,\alpha_1){}^7\text{Li}^*(0,48 \text{ MeV } \frac{1}{2})$ is obtained. The particular angular distribution properties of the measured observables for transition to ground state of the ${}^7\text{Li}_{g.s.}$ only with cut-off of the radial integrals, what may to point importance of the finite range interaction, is reproduced. However, calculation with FRDWBA to be unable reproduced second peak in the angular distribution of the cross section for this transition. The basic tendency of the energy dependencies of VAP for both transitions were described on average using parameterizations obtained by analysis of the angular distributions. At the same time the presence of sharp anomalies from mentioned tendency points to strong interference effects concerned with possible contribution of the states of the compound nucleus, although direct process is predominant both at forward and backward angle regions.

KEY WORDS: nuclear reaction, beryllium, two-nucleon pick-up, cross section, VAP, angular distribution, energy dependence, DWBA, zero and finite rang.