

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОЛЕЖАЩИХ КЛАСТЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР МЕТОДОМ УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ ЧАСТИЦА-ЧАСТИЦА

*Т.Л.Беляева, Н.С.Зеленская*

НИИЯФ им. Д.В.Скобельцына, МГУ, Москва

ВВЕДЕНИЕ	262
СПИНОВАЯ МАТРИЦА ПЛОТНОСТИ И ЕЕ СПИН-ТЕНЗОРЫ В БИНАРНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ	264
МЕТОДЫ РАСЧЕТА ФУНКЦИЙ УГЛОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ ЧАСТИЦА-ЧАСТИЦА	267
МЕТОДЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА СПИН-ТЕНЗОРОВ МАТРИЦЫ ПЛОТНОСТИ	271
Формализм расчета спин-тензоров матрицы плотности в методе искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия	271
Формализм расчета спин-тензоров матрицы плотности в модифицированной модели составного ядра	275
ИССЛЕДОВАНИЕ КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ $\alpha$ -КЛАСТЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ, ВЫЗВАННЫХ ИОНАМИ ${}^{6,7}\text{Li}$ , С ПОМОЩЬЮ УГЛОВЫХ $d-\alpha$ - И $t-\alpha$ -КОРРЕЛЯЦИЙ	282
Экспериментальное исследование функций угловой $d-\alpha$ - и $t-\alpha$ -корреляций	282
Метод расчета волновых функций связанных и квазистационарных кластерных состояний	288
Теоретический анализ дифференциальных сечений и функций угловой корреляции в реакциях ( ${}^6\text{Li}, d$ ) и ( ${}^7\text{Li}, t$ ) с образованием квазистационарных $\alpha$ -кластерных состояний	298

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАТИСТИЧЕСКОГО И ПРЯМОГО МЕХАНИЗМОВ В РЕАКЦИИ $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, d)^{24}\text{Mg}$ МЕТОДОМ УГЛОВЫХ $d - \alpha$ -КОРРЕЛЯЦИЙ	312
ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕНЗОРОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛЕГКИХ ЯДЕР МЕТОДОМ КОРРЕЛЯЦИИ ЧАСТИЦА-ЧАСТИЦА	321
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	326
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	328

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОЛЕЖАЩИХ КЛАСТЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР МЕТОДОМ УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ ЧАСТИЦА-ЧАСТИЦА

*Т.Л.Беляева, Н.С.Зеленская*

НИИЯФ им. Д.В.Скобельцына, МГУ, Москва

Рассматривается современное состояние исследований ядерных реакций, вызванных легкими и полутяжелыми ионами с энергией до 10 МэВ/нуклон, на легких и средних ядрах с помощью измерения функций угловых корреляций конечных продуктов. В предлагаемом обзоре дан анализ основных теоретических и экспериментальных работ по исследованию корреляций частица-частица, выполненных за последние годы; изложены методы вычисления функций угловой корреляции и спин-тензоров матрицы плотности ядер-продуктов реакций в возбужденных состояниях в рамках метода искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия и в модифицированной модели составного ядра. Проведен анализ  $\alpha-d$ - и  $\alpha-t$ -корреляций в реакциях с ионами  ${}^6,7\text{Li}$  и  ${}^{14}\text{N}$ . Исследованы высоковозбужденные  $\alpha$ -кластерные состояния в ядрах  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}$ ,  ${}^{24}\text{Mg}$ . Рассчитаны и сопоставлены с экспериментом тензоры поляризации ядра  ${}^6\text{Li}$  в состоянии  $3^+$ . Показано, что функции угловых корреляций частица-частица и тензоры поляризации позволяют получить уникальную информацию о механизме реакции, структуре волновых функций высоковозбужденных состояний ядер, в том числе и о характере ее радиальной зависимости во внутренней области ядра, об оптических потенциалах взаимодействия во входном и выходном каналах реакции и т.д. В силу вышеизложенного предлагаемый обзор может быть полезен и интересен как теоретикам, так и экспериментаторам, работающим в области физики ядерных реакций с частицами умеренных энергий.

The contemporary state of the investigations of nuclear reactions induced by light and semi-heavy ions with 10 MeV/nucleon energy has been examined by means of the measuring of particle-particle angular correlation functions. The analysis of the fundamental theoretical and experimental works fulfilled in the last years in the investigation of particle-particle angular correlations has been performed. The calculational methods of the angular correlation function and of the density matrix spin-tensors of nuclei — nuclear reaction products — in excited states have been stated. These methods have been realized in the framework of the distorted waves with the finite interaction range model and of the perfected compound nucleus model. The analysis  $\alpha-d$  and  $\alpha-t$  correlation functions has

been realized by the heavy ion ( ${}^6,7\text{Li}$  and  ${}^{14}\text{N}$ ) reactions. The high excited quasistationary  $\alpha$ -cluster states in  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}$ ,  ${}^{24}\text{Mg}$  have been investigated. The polarization tensors of the  ${}^6\text{Li}$  in  $3^+$  state have been calculated and compared with the experiment. It has been shown that the particle-particle angular correlation functions allow to obtain the exceptional information on the reaction mechanism, on the nuclear highly excited state wave function structure (including its radial behaviour in the inner region of nucleus), on the optical potentials in the enter and exit reaction channels. In above-mentioned reasons the proposed review is able to be useful and interesting both theoreticians and experimentalists working in the field of the nuclear reactions at moderate energies.

## ВВЕДЕНИЕ

Согласно квантовой механике волновая функция частицы со спином  $I$  зависит от спиновой переменной — проекции  $M_I$  спина на заданную ось квантования  $z$ , которая может принимать  $2I + 1$  дискретных значений. Для невозмущенной ядерной системы заселенность подсостояний с разными  $M_I$  статистически равномерна, а пространственная ориентация спина изотропна. Ядерные системы, в которых пространственная ориентация спинов частиц неизотропна, называются ориентированными.

При столкновении частиц, обладающих спинами, взаимодействие между ними в общем случае является нецентральным, т.е. зависит от взаимной ориентации спинов и вектора относительного расстояния между ними. Поэтому продукты ядерных реакций, пространственное распределение которых анизотропно, представляют собой ориентированные системы, а сама ядерная реакция выступает в качестве «поляризатора». В частности, если механизм образования конечных частиц отличен от статистического испарения из состояния термодинамического равновесия, то конечное ядро (обладающее ненулевым спином) оказывается ориентированным, а заселенности подсостояний с разными  $M_I$  — неоднородными. Если конечное ядро образуется в возбужденном состоянии, то его распад происходит также анизотропно. При этом угловое распределение продуктов распада будет определяться вероятностью заселенностей различных подсостояний конечного ядра, т.е. его спиновой ориентацией.

С другой стороны, исследование угловой зависимости заселенностей различных подсостояний способствует идентификации механизмов реакции, поскольку различные механизмы реакции проявляются в разной степени в зависимости от угла вылета конечной частицы, что отражается на угловой зависимости заселенностей различных подсостояний.

Общепризнанным и достаточно популярным методом получения информации о свойствах ориентированных систем является исследование

функций угловой корреляции продуктов реакции. С помощью этого метода был получен ценный экспериментальный материал относительно свойств ядер и их возбужденных состояний, ядерных взаимодействий и механизмов ядерных реакций.

В основе анализа всех типов угловых корреляций лежит теоретический аппарат, использующий спиновую матрицу плотности, разработанный в [1—3] и наиболее полно изложенный в обзоре Гольдфарба [4]. Многие вопросы, связанные с изучением поляризационных явлений в ядерных реакциях, освещены в монографии [5]. В недавно опубликованной монографии [6] предлагается и теоретически обосновывается метод определения спиновых характеристик состояний ядер, базирующийся на измерении функции угловой корреляции частиц — продуктов реакции и излучения, испускаемого ядром в возбужденном состоянии, в различных плоскостях регистрации излучения.

Исследование угловых корреляций типа частица-частица исторически было начато с реакций квазиупругого выбивания  $A(p, 2p)B^*$  [7] на легких ядрах при энергии падающих протонов  $150 \div 200$  МэВ, теоретическое описание импульсных распределений и спектров возбуждения конечных ядер в которых были выполнены в работах В.В.Балашова и др. [8]. Дальнейшее экспериментальное и теоретическое изучение реакций  $(a, ax)$  в квазиупругой кинематике дало возможность исследовать особенности кластеризации легких ядер [9]. Подробный анализ экспериментальных данных по этим реакциям содержится в обзоре [10].

Интересные закономерности в угловых корреляциях конечных частиц из реакций, вызванных ионами лития, и  $\alpha$ -частиц — продуктов распада возбужденного состояния конечного ядра были исследованы в работах А.А.Оглоблина, В.З.Гольдберга и др. [11—13]. Анализ этих данных показал, что изучение угловых корреляций в реакциях прямой  $\alpha$ -передачи может быть использовано для определения как спиновых характеристик высоколежащих возбужденных  $\alpha$ -кластерных состояний, так и параметров потенциалов взаимодействия ядер в возбужденном состоянии.

Исследование угловых корреляций в реакциях многонуклонных передач [14—16] открывает новые возможности для изучения квазимолекулярных состояний ядер с высокими спинами, более детального изучения механизмов этих реакций, структуры и спектроскопии возбужденных состояний, содержащих  $2\alpha$ - и  $3\alpha$ -кластеры.

Весьма актуальной является проблема экспериментального и теоретического исследований тензоров поляризации возбужденных состояний ядер, угловые распределения которых можно получить непосредственно из экспериментальных функций угловой корреляции, измеренных в специальных кинематических условиях. Метод восстановления полной спиновой мат-

рицы плотности ядра, предложенный и реализованный впервые в НИИЯФ МГУ [17—19] с помощью изучения функции угловой корреляции частица- $\gamma$ -квант, позволил детально исследовать ориентационные характеристики низших возбужденных состояний ядер  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{32}\text{S}$  и т.п. [20—23]. Похожие методики восстановления компонентов тензоров поляризации возбужденных состояний легких ядер при изучении функций угловой корреляции частица-частица были применены в работах [24,25].

В настоящем обзоре подробно рассматриваются вопросы, связанные с анализом полученных в последние годы результатов экспериментального и теоретического исследования угловых корреляций частица-частица, изучения с их помощью свойств ориентированных систем, высоколежащих кластерных состояний и механизмов их образования.

## 2. СПИНОВАЯ МАТРИЦА ПЛОТНОСТИ И ЕЕ СПИН-ТЕНЗОРЫ В БИНАРНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

Для анализа дифференциальных сечений и функций угловых корреляций в реакциях с легкими и полутяжелыми ионами мы будем использовать общую теорию угловых корреляций [4,19,24] в терминах спиновой матрицы плотности  $\rho_I(M_f, M'_f)$  состояния ядра со спином  $I_f$  и ее спин-тензоров  $\rho_{kk}(I_f)$ . Матрица плотности, введенная впервые в теоретическую физику Ландау, обеспечивает возможность аналитического построения общих формул, позволяет вычислять средние значения любых физических величин, единым образом описывать как полностью, так и неполностью определенные квантово-механические состояния. В целом концепция матрицы плотности разрабатывалась многими авторами, и здесь мы можем сослаться на основательные монографии [25,26].

Спиновая матрица плотности, или матрица плотности по спиновым переменным, характеризует ориентационные характеристики системы и может быть получена из полной волновой функции  $\Psi_I(\mathbf{r}, M)$  системы со спином  $I$  с помощью интегрирования по радиальной переменной:

$$\rho_I(M, M') = \int d^3\mathbf{r} |\Psi_I(\mathbf{r}, M')\rangle \langle \Psi_I(\mathbf{r}, M)|. \quad (1)$$

Диагональные элементы спиновой матрицы плотности дают вероятность того, что система находится в состоянии с заданной проекцией спина  $M$ , т.е. эти элементы определяют ориентацию системы в спиновом пространстве. Сумма диагональных элементов определяется условием нормировки:

$$\text{Sp } \rho_I(M, M) = 1. \quad (2)$$

В неориентированной системе все спиновые состояния заселяются равновероятно:

$$\rho_I(M, M') = \frac{\delta_{MM'}}{2I+1}. \quad (3)$$

В практических применениях более удобными объектами, чем спиновая матрица плотности, являются спин-тензоры матрицы плотности. Используя свойство элементов спиновой матрицы плотности при поворотах системы координат преобразовываться по прямому произведению двух неприводимых представлений группы вращений, определим спин-тензоры матрицы плотности следующим соотношением:

$$\rho_{kk}(I_f) = \sqrt{2I_f+1} \sum_{M_f M'_f} (-1)^{I_f-M'_f} \langle I_f M'_f I_f - M_f | k k \rangle \rho_I(M_f, M'_f), \quad (4)$$

где  $0 \leq k \leq 2I_f$ ,  $k = -k, \dots, +k$ .

Спин-тензоры  $\rho_{kk}(I_f)$  преобразуются по неприводимому представлению группы трехмерных вращений и являются, следовательно, неприводимыми тензорами ранга  $k$ . Обратное соотношение

$$\rho_I(M_f, M'_f) = (2I_f+1)^{-1/2} \sum_{kk} (-1)^{I_f-M'_f} \langle I_f M'_f I_f - M_f | k k \rangle \rho_{kk}(I_f) \quad (5)$$

означает, что спин-тензоры матрицы плотности являются коэффициентами разложения матрицы плотности по полному набору неприводимых тензорных операторов. Из соотношения (5) вытекает важное свойство монопольного спин-тензора:

$$\text{Sp } \rho_I(M_f, M'_f) = \rho_{00}, \quad (6)$$

который при условии нормировки (2) равен единице.

Рассмотрим бинарную ядерную реакцию  $a(I_a) + A(I_A) \rightarrow B^*(I_f) + b(I_b)$ , в конечном состоянии которой образуются возбужденное ядро  $B$  и частица  $b$ . Для такой реакции связь между спиновыми матрицами плотности системы до столкновения  $\rho_i$  и после столкновения  $\rho_f$  устанавливается, как и между начальной и конечной волновыми функциями системы, с помощью операторной амплитуды реакции или оператора перехода  $\mathbf{T}_{if}$  начальной системы  $a + A$  в состоянии  $|i\rangle$  в конечную систему  $b + B$  в состоянии  $|f\rangle$ :

$$\rho_f = \langle \mathbf{T}_{if} \rho_i \mathbf{T}_{if}^\dagger \rangle. \quad (7)$$

В начальном состоянии ядра независимы, поэтому матрица плотности системы до столкновения  $\rho_i$  факторизуется на два множителя. В матрице плотности конечной системы мы выделяем только спиновую матрицу плотности конечного ядра  $B^*$ , соответственно усредняя по проекциям спинов начальных ядер и вылетающей частицы. Тогда спиновая матрица плотности ядра  $B^*$  определяется выражением:

$$\begin{aligned} \rho_{I_f}(M_f, M'_f, \Omega_b) = & \sum_{M_a M'_a M_A M'_A M_b M'_b} \rho_{I_a}(M_a, M'_a) \rho_{I_A}(M_A, M'_A) \times \\ & \times \mathbf{T}_{if, M_a M_A M_b M_f}(\Omega_b) \mathbf{T}_{if, M'_a M'_A M'_b M'_f}^*(\Omega_b), \end{aligned} \quad (8)$$

где  $\mathbf{T}_{if, M_a M_A M_b M_f}(\Omega_b)$  — матричный элемент перехода в реакции  $A(a, b)B^*$ ,  $M_a, M_A, M_b$  — проекции спинов ядер  $a, A, b$ ;  $\rho_{I_a}(M_a, M'_a)$ ,  $\rho_{I_A}(M_A, M'_A)$  — спиновые матрицы плотности падающих частиц и ядра-мишени.

Если матрицы плотности падающей частицы  $\rho_{I_a}(M_a, M'_a)$  и ядра-мишени  $\rho_{I_A}(M_A, M'_A)$  удовлетворяют условию нормировки (2), то матрица плотности (8) нормирована на дифференциальное сечение:

$$\text{Sp } \rho_{I_f}(M_f, M'_f, \Omega_b) = \frac{d\sigma}{d\Omega}. \quad (9)$$

Так как в случае неполяризованных налетающих частиц и мишеней, согласно (3), спиновые матрицы плотности начальных ядер диагональны, то в этом случае спиновая матрица плотности ядра  $B^*$  в состоянии со спином  $I_f$  и проекцией  $M_f$  определяется следующим образом:

$$\begin{aligned} \rho_{I_f}(M_f, M'_f, \Omega_b) = & \frac{1}{(2I_a + 1)(2I_A + 1)} \sum_{M_a M'_a M_A M'_A M_b M'_b} \mathbf{T}_{if, M_a M_A M_b M_f}(\Omega_b) \times \\ & \times \mathbf{T}_{if, M'_a M'_A M'_b M'_f}^*(\Omega_b). \end{aligned} \quad (10)$$



Из выражений (8) и (10) следует, что спиновая матрица плотности ядра  $V^*$ , образованного в ядерной реакции, включает в себя информацию не только о спиновом состоянии этого ядра, но и о всей ядерной реакции в целом. С помощью матрицы плотности, вообще говоря, может быть получено среднее значение любой наблюдаемой физической величины и вычислены различные характеристики ядерной реакции. Традиционно исследуемое дифференциальное сечение реакции, связанное с усреднением по проекциям спинов всех участвующих в реакции ядер, представляет только один — первый — элемент спин-тензоров матрицы плотности. Отличные от  $\rho_{00}$  элементы спин-тензоров матрицы плотности являются не просто дополнительными угловыми распределениями, а представляют собой качественно новые характеристики реакции. Они определяются некогерентным сложением зависящих от спинов и их проекций амплитуд реакции, учитывают фазовые зависимости амплитуд, их интерференцию и поэтому более чувствительны к механизму реакции и ядерной структуре, чем дифференциальные сечения реакций. Все это определяет важность экспериментального исследования спин-тензоров матрицы плотности и их теоретической интерпретации в различных моделях ядерных реакций. В следующих разделах мы рассмотрим способы экспериментального и теоретического определения компонентов спин-тензоров матрицы плотности в ядерных реакциях.

### 3. МЕТОДЫ РАСЧЕТА ФУНКЦИЙ УГЛОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ ЧАСТИЦА-ЧАСТИЦА

Информация о свойствах ориентированных систем, образованных в ядерных реакциях, о спин-тензорах матрицы плотности возбужденного ядра может быть получена при изучении функций угловой корреляции продуктов реакции. Сама ядерная реакция при этом играет двойную роль: с одной стороны, она может являться поляризатором конечных частиц и ядер, с другой — реакция может быть анализатором поляризации падающих частиц.

Общий формализм вычислений функций угловой корреляции (ФУК) и поляризации [4] применялся для анализа различных реакций. В реакциях с легкими частицами конкретные теоретические модели угловых корреляций были разработаны для механизма квазиупругого выбивания [8,9], в модели образования составного ядра [27], в методе искаженных волн [28]. Для анализа ядерных реакций с участием сложных частиц и полутяжелых ионов ( ${}^6,7\text{Li}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{14}\text{N}$  и т.д.), реакций  $\alpha$ -передачи и многонуклонной передачи общий формализм расчета ФУК начал применяться по мере разработки теоретических моделей и методов расчета матричного элемента оператора перехода в этих реакциях [29,30].

Другой аспект исследований угловых корреляций связан с экспериментальными методами прямого восстановления компонентов спин-тензоров матрицы плотности или тензоров поляризации из данных по угловым корреляциям. Как хорошо известно, для этого необходимо, чтобы число параметров ФУК было не меньше, чем число восстанавливаемых компонентов спин-тензора, а именно необходимы измерения ФУК в нескольких плоскостях вылета излучения относительно плоскости реакции. Подробно эта проблема рассматривается в монографии [6], в которой обоснован предложенный авторами метод восстановления полной спиновой матрицы плотности возбужденного ядра, основанный на измерении функции угловой корреляции частица — гамма-квант в различных плоскостях регистрации гамма-квантов. В последнее время экспериментальные методики восстановления тензоров поляризации возбужденных состояний легких ядер при измерении функции угловой корреляции частица-частица в реакциях с легкими частицами разработан в ряде зарубежных лабораторий [22,23]. В этих случаях может быть проведен непосредственный теоретический анализ экспериментальных угловых зависимостей спин-тензоров в различных моделях ядерных реакций.

Рассмотрим двухступенчатый ядерный процесс  $a(I_a) + A(I_A) \rightarrow B^*(I_f) + b(I_b)$ ,  $B^*(I_f) \rightarrow C(I_0) + c(I_2)$  и определим функцию угловой корреляции  $W(\Omega_b, \Omega_c)$  как вероятность одновременной регистрации частицы  $b$  в направлении  $\Omega_b$ , а излучения  $c$  — в направлении  $\Omega_c$ . Согласно общему формализму [4] функция угловой корреляции  $W(\Omega_b, \Omega_c)$  определяется как вероятность того, что конечная система  $B^*(I_f) \rightarrow C(I_0) + c(I_2)$  с матрицей плотности  $\rho_f$  будет зарегистрирована идеальным прибором, характеризующимся матрицей эффективности  $\varepsilon_f(\Omega_c, \Omega_c)$ :

$$W(\Omega_b, \Omega_c) = \text{Sp}(\rho_f, \varepsilon). \quad (11)$$

Определение идеального прибора (детектора) содержит в себе следующие требования:

- 1) чувствительность детектора к каждой из характеристик регистрируемой частицы не зависит от чувствительности к другой характеристике;
- 2) эффективность детектора не зависит от энергии частиц;
- 3) детектор регистрирует частицы  $c$ , движущиеся в строго определенном направлении.

Введем тензоры спиновой эффективности аналогично спин-тензорам матрицы плотности:

$$\varepsilon_{k\kappa}(I_f) = (2I_f + 1)^{-1} \sum_{M_f M'_f} (-1)^{I_f - M'_f} \langle I_f M'_f I_f - M_f | k\kappa \rangle \varepsilon_{I_f}(M_f, M'_f). \quad (12)$$

Используя выражения (5), (11) и (12), функцию угловой корреляции  $W(\Omega_b, \Omega_c)$  можно записать в следующем виде [4]:

$$W(\Omega_b, \Omega_c) = \sum_{k\kappa} \rho_{k\kappa}(I_f) \varepsilon_{k\kappa}^*(I_f). \quad (13)$$

В литературе [5,24] подробно излагаются методы расчета матрицы эффективности детекторов и ее спин-тензоров. Здесь мы кратко остановимся только на основных моментах и конкретном виде тензоров спиновой эффективности в случае излучения частицы, обладающей спином.

Матрица эффективности идеального прибора описывает систему  $C(I_0) + c(I_2)$ , образованную в результате распада ядра  $B^*$  в возбужденном состоянии  $I_f$ . Распадающуюся систему можно характеризовать следующей схемой сложения моментов:

$$\mathbf{I}_f = \mathbf{I}_0 + \mathbf{I}_2 + \mathbf{L} = \mathbf{S} + \mathbf{L}, \quad (14)$$

где  $L$  — орбитальный момент относительного движения продуктов распада,  $S$  — спин канала. В соответствии с п.1 определения идеального прибора тензор эффективности регистрации конечной системы можно факторизовать на два множителя, содержащих тензоры спиновой и пространственной эффективности. Тензоры спиновой эффективности, в свою очередь, факторизуются на тензоры эффективности регистрации остаточного ядра  $C$  и излучения  $c$ :

$$\begin{aligned} \varepsilon_{k\kappa}(I_0 I_2(S)L : I_f; I_0 I_2(S')L' : I_f) = & \sum_{k_S \kappa_S k_L \kappa_L} \varepsilon_{k_S \kappa_S}(S, S') \varepsilon_{k_L \kappa_L}(L, L') \times \\ & \times \langle k_S \kappa_S k_L \kappa_L | k\kappa \rangle \begin{pmatrix} S & L & I_f \\ S' & L' & I_f \\ k_S & k_L & k \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$\varepsilon_{k_S \kappa_S}(I_0 I_2(S) : I_0 I_2(S')) = \sum_{k_0 \kappa_0 k_2 \kappa_2} \varepsilon_{k_0 \kappa_0}(I_0, I_0) \varepsilon_{k_2 \kappa_2}(I_2, I_2) \times$$

$$\times \langle k_0 \kappa_0 k_2 \kappa_2 | k_S \kappa_S \rangle \begin{pmatrix} I_0 & I_2 & S \\ I_0 & I_2 & S' \\ k_0 & k_2 & k_S \end{pmatrix}.$$

Пространственная часть матрицы эффективности может быть выражена через собственные функции углового момента:

$$\varepsilon(Lm_L, L'm'_L) = \mathbf{Y}_{Lm_L}^*(\Omega_c) \mathbf{Y}_{L'm'_L}(\Omega_c).$$

Соответственно для тензора пространственной или угловой эффективности можно получить следующее выражение:

$$\varepsilon_{k_L \kappa_L}(L, L') = \mathbf{D}_{\kappa_L 0}^{k_L}(\Omega_c) \mathbf{C}_{k_L 0}(L, L'), \quad (16)$$

где  $\mathbf{D}_{\kappa_L 0}^{k_L}(\Omega_c) = (4\pi/(2k+1))^{1/2} \mathbf{Y}_{k_L \kappa_L}^*(\Omega_c)$  — матрицы конечных поворотов,  $\mathbf{C}_{k_L 0}(L, L') = (-1)^{L'} \frac{\sqrt{(2L+1)(2L'+1)}}{4\pi} \langle L0L'0; k_L 0 \rangle$  — параметры угловой эффективности регистрации излучения.

В том случае, когда спиновые состояния остаточного ядра  $C$  и излучения не фиксируются, тензоры их спиновой эффективности равны

$$\varepsilon_{k_0 \kappa_0}(I_0, I_0) = (2I_0 + 1) \delta_{k_0 0} \delta_{\kappa_0 0},$$

$$\varepsilon_{k_2 \kappa_2}(I_2, I_2) = (2I_2 + 1) \delta_{k_2 0} \delta_{\kappa_2 0}.$$

В этом простом случае тензор эффективности (15) принимает вид

$$\varepsilon_{k\kappa}(I_f) = (2I_f + 1) \sum_{SLL'} (-1)^{I_f + S} \sqrt{\frac{(2L+1)(2L'+1)}{(2k+1)(2I_2+1)}} \times \\ \times \langle L0L'0 | k0 \rangle W(LI_f L'I_f; Sk) \mathbf{Y}_{k\kappa}^*(\Omega_c). \quad (17)$$

Приведем также частный случай выражения (17), когда спин  $I_2$  частицы  $c$  равен нулю, а ядро  $c$  образуется в основном состоянии со спином  $I_0 = 0$ . Эти условия выполняются при распаде возбужденных  $\alpha$ -кластерных состояний ядер на  $\alpha$ -частицу и остаточное ядро в основном состоянии. Тогда  $\varepsilon_{k\kappa}$  имеет следующий вид:

$$\varepsilon_{k\kappa}(I_f) = (-1)^{I_f} (2I_f + 1) (4\pi(2k+1))^{-1/2} \langle I_f 0 I_f 0 | k0 \rangle \mathbf{Y}_{k\kappa}^*(\Omega_c). \quad (18)$$

Если спин-тензоры матрицы эффективности выражаются формулой (17), то функция угловой корреляции (13) принимает вид

$$W(\Omega_b, \Omega_c) = \frac{\sqrt{2I_f + 1}}{(2I_a + 1)(2I_A + 1)} \sum_{M_f M_f'} (-1)^{I_f} \mathbf{Y}_{I_f M_f}^*(\Omega_b) \times \\ \times \mathbf{Y}_{I_f M_f'}(\Omega_c) \sum_{M_a M_A M_b} |\mathbf{T}_{if}|^2. \quad (19)$$

В более общих случаях ФУК должна вычисляться по формуле (13) с использованием конкретных выражений для спин-тензоров матрицы плотности и спиновой эффективности. Таким образом, теоретическая интерпретация ФУК зависит от физической модели, в рамках которой может быть получено выражение для матричного элемента перехода  $\mathbf{T}_{if}$ .

Далее мы рассмотрим методы расчета функций угловой корреляции и спин-тензоров матрицы плотности в двух дополняющих друг друга моделях ядерных реакций: методе искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия (МИВОКОР, EFR, DWBA) и модифицированной модели образования составного ядра.

#### 4. МЕТОДЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА СПИН-ТЕНЗОРОВ МАТРИЦЫ ПЛОТНОСТИ

**4.1. Формализм расчета спин-тензоров матрицы плотности в методе искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия.** Основные положения этого метода развиты в работах [31,32] и далее в приближении задач трех и четырех тел и с учетом кластерной спектроскопии легких ядер в работах [33,34].

В методе искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия (МИВОКОР или EFR DWBA) матричный элемент оператора перехода реакции из начального состояния в конечное определяется следующим образом:

$$M_{if} = \iint d\mathbf{r}_a d\mathbf{r}_b \chi^{(-)}(\mathbf{k}_b, \mathbf{r}_b) \langle \Psi_B \Psi_b | \mathbf{V} | \Psi_A \Psi_a \rangle \chi^{(+)}(\mathbf{k}_a, \mathbf{r}_a), \quad (20)$$

где  $\chi^{(-)}(\mathbf{k}\mathbf{r})$  — искаженные волны во входном и выходном каналах реакции,  $\Psi_B, \Psi_b, \Psi_A, \Psi_a$  — внутренние волновые функции соответствующих ядер.

Матричный элемент (20) ядерной реакции  $A(a, b)B^*$  в МИВОКОР рассматривается в приближении задачи трех тел. Поэтому механизм протекания реакции определяется разбиением системы ядер на кластеры и учетом их пространственного расположения. Соответственно прямыми процессами будем называть механизмы, связанные с диссоциацией падающей частицы  $a \rightarrow b + X$  ( $B \rightarrow A + X$ ), а обменными процессами — механизмы, связанные с диссоциацией ядра-мишени:  $A \rightarrow b + X$  ( $B \rightarrow a + X$ ). Поскольку в трехтелном приближении прямые и обменные процессы отвечают разным кластерным разбиениям, то их матричные элементы должны складываться некогерентно и формально отличаться заменой  $A$  на  $a$  и угла  $\theta_b$  в системе центра масс на угол  $\pi - \theta_b$ .

В матричном элементе (20) потенциал  $V$  содержит два слагаемых. Для прямых процессов — это сумма потенциала взаимодействия кластеров  $x$  и  $b$  в налетающей частице  $a$  (механизм кластерного срыва или подхвата) и потенциала виртуального рассеяния частицы  $b$  на ядре  $A$  (механизм тяжелого замещения). Для обменных процессов — это сумма потенциала взаимодействия кластеров  $b$  и  $X$  в начальном ядре  $A$  (механизм тяжелого срыва или тяжелого подхвата) и потенциала виртуального рассеяния частиц  $a$  и  $b$  (механизм замещения).

Для вычисления матричного элемента для обменных процессов будем использовать следующие правила сложения угловых моментов:

$$\mathbf{I} = \mathbf{\Lambda}_1 + \mathbf{\Lambda}_2, \quad \mathbf{I}_1 = \mathbf{\Lambda}_1 + \mathbf{I}_X, \quad \mathbf{I}_2 = \mathbf{\Lambda}_2 + \mathbf{I}_X, \quad (21)$$

где  $l$  — переданный угловой момент;  $\Lambda_1, \Lambda_2$  — орбитальные,  $I_1, I_2$  — полные моменты относительного движения ядер  $a + X$  в конечном ядре  $B$  и  $b + X$  в ядре-мишени  $A$ .

Окончательно запишем матричный элемент реакции  $A(a, b)B$  в МИВОКОР для обменных процессов в виде

$$\begin{aligned} T_{if}(\Omega_b) = & \sum_{I_1 M_1 I_2 M_2} \langle I_a M_a I_1 M_1 | I_f M_f \rangle \langle I_b M_b I_2 M_2 | I_A M_A \rangle ((2I_1 + 1)(2I_2 + 1))^{1/2} \times \\ & \times \sum_{lm_l} i^{l+M_2} \langle I_2 - M_2 I_1 M_1 | lm_l \rangle \sum_{\Lambda_1 \Lambda_2 I_X E_X} (-1)^{\Lambda_1 + \Lambda_2} \Theta_{l\Lambda_1 \Lambda_2 I_1 I_2 I_X} \times \\ & \times \beta_{lm_l \Lambda_1 \Lambda_2 I_X E_X}(\theta_b). \end{aligned} \quad (22)$$

В формуле (22)  $\Theta_{l\Lambda_1\Lambda_2 I_1 I_2 I_X E_X}$  — структурный множитель [5,33], в котором заключена информация о приведенных ширинах  $\Theta_{\Lambda_1 I_1 I_X}^{B \rightarrow a+X}$  и  $\Theta_{\Lambda_2 I_2 I_X}^{A \rightarrow b+X}$  распада ядер  $B$  и  $A$  по каналам  $a+X$  и  $b+X$  соответственно. Кинематические множители  $\beta_{lm_l \Lambda_1 \Lambda_2 I_X E_X}(\theta_b)$  представляют собой интегралы перекрывания входящей и выходящей «искаженных» волн, волновых функций относительного движения и потенциала взаимодействия и содержат основную информацию о механизме реакции.

Объединяя выражения (4), (10) и (22) для спин-тензоров матрицы плотности ядра в состоянии  $I_f$ , в МИВОКОР получаем

$$\begin{aligned} \rho_{kk}(\theta_b) &= \frac{2I_f+1}{2I_a+1} \frac{1}{E_a E_b} \frac{k_b}{k_a} \sum_{I_1 I_1' I_2} (-1)^{I_f+I_2+I_a} w(I_1 I_f I_1' I_f; I_a k) \times \\ &\times ((2I_1+1)(2I_1'+1))^{1/2} \sum_{l' m_l m_l'} (-1)^{l+l'+m_l'} \langle l m_l l - m_l, | k k \rangle \times \\ &\times w(I_1 l I_1'; I_2 k) ((2l+1)(2l'+1))^{1/2} \sum_{\substack{\Lambda_1 \Lambda_2 I_X E_X \\ \Lambda_1' \Lambda_2' I_X' E_X'}} \Theta_{l\Lambda_1 \Lambda_2 I_1 I_2 I_X} \Theta_{l' \Lambda_1' \Lambda_2' I_1' I_2' I_X'} \times \\ &\times \beta_{lm_l \Lambda_1 \Lambda_2 I_X E_X}(\theta_b) \beta_{l' m_l' \Lambda_1' \Lambda_2' I_X' E_X'}^*(\theta_b). \end{aligned} \quad (23)$$

Для рассмотренного в предыдущем разделе частного случая, когда возбужденный уровень ядра  $B^*$  распадается с испусканием  $\alpha$ -частицы, функция угловой корреляции (19) в МИВОКОР для механизма прямой передачи  $\alpha$ -частицы (кластерного срыва), принимает вид

$$W(\Omega_b, \Omega_c) = \frac{\sqrt{2I_f+1}}{(2I_A+1)} \sum_{I_2 M_2 M_A} \left| \sum_{M_f} \mathbf{M}_{I_f I_2 M_2 M_A M_f}(\Omega_b) \mathbf{Y}_{I_f M_f}(\Omega_c) \right|^2, \quad (24)$$

где

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{I_f I_2 M_2 M_A M_f}(\Omega_b) = & \sum_{I_1 M_1} \langle I_A M_A I_1 M_1 | I_f M_f \rangle (2I_1 + 1)^{-1/2} (2I_A + 1)^{-1/2} \times \\ & \times \sum_{l m_l} i^{l'} \langle I_2 - M_2 I_1 M_1 | l m_l \rangle \sum_{\Lambda_1 \Lambda_2} (-1)^{l + \Lambda_1 + \Lambda_2} \Theta_{l \Lambda_1 \Lambda_2 I_1 I_2 I_X} \times \\ & \times \beta_{l m_l \Lambda_1 \Lambda_2 I_X E_X}(\theta_b), \quad \Phi_b = 0. \end{aligned}$$

Вычислительная реализация EFR DWBA и МИВОКОР осуществлена в ряде компьютерных программ [41,57—61,85], позволяющих проводить расчеты дифференциальных сечений одно- и многонуклонных передач. Кратко остановимся здесь на особенностях программ OLYMP-5 [41]. Эта программа, наиболее последовательно реализующая МИВОКОР, позволяет вычислять, кроме дифференциальных сечений реакций многонуклонных передач, также спин-тензоры матрицы плотности и тензоры поляризации возбужденного ядра, функции угловой корреляции, заселенности магнитных подуровней возбужденных состояний конечного ядра. При этом в матричном элементе реакции учитываются все четыре одноступенчатых механизма реакции, относящиеся к прямым и обменным процессам. В матричном элементе для обменных процессов, в соответствии с формулой (22), возможно проведение когерентного суммирования по различным моментам  $\Lambda_1$  и  $\Lambda_2$  относительного движения, что соответствует учету возбужденных состояний промежуточного ядра.

Программа OLYMP-5 может использоваться для анализа реакций с полутяжелыми ионами, в которых образуются высоколежащие квазистационарные состояния. Поэтому численная процедура нахождения волновых функций связанных состояний, обычно используемая в программах по EFR DWBA, в программе OLYMP-5 модифицирована. Далее в п.5.2 будет рассмотрен метод нахождения волновых функций гамовского типа, описывающих квазистационарные состояния с положительной энергией связи и отличной от нуля шириной распада.

Известно, что реакции, вызванные полутяжелыми ионами, с образованием сильновозбужденных высоколежащих состояний должны быть периферичными, так как полутяжелые ионы относительно небольших энергий не могут проникать глубоко в ядро. Как отмечалось выше, специфика вычислений в EFR DWBA и МИВОКОР связана с расчетами кинематических множителей  $\beta_{l m_l \Lambda_1 \Lambda_2 I_X E_X}(\theta_b)$  [34,60]. В частности, кинематические множители содержат суммы по парциальным орбитальным моментам  $L_a$  и  $L_b$  вход-



ного и выходного каналов двукратных радиальных интегралов перекрывания парциальных искаженных волн и ядерных формфакторов. Правильное вычисление радиальных интегралов в периферической области ядра, отражающее особенности взаимодействия полутяжелых ионов, обеспечивается правильной асимптотикой гамовских волновых функций. Однако во внутренней области ядра при  $r \rightarrow 0$  скорость убывания волновых функций относительного движения кластеров в возбужденном ядре часто не соответствует реальному процессу взаимодействия полутяжелых ионов. В результате при использовании численной процедуры нахождения волновых функций квазисвязанных состояний внутренняя область ядра может давать завышенный вклад в радиальный интеграл. Одним из способов исправления этого положения в расчетах по МИВОКОР является обрезание суммы по парциальным орбитальным моментам  $L_a$  и  $L_b$  во входном и выходном каналах со стороны малых  $L$ , т.е. введение  $L_{\min}$ . Как будет показано ниже при обсуждении конкретных результатов, процедура обрезания по  $L$  позволяет согласовать расчеты с экспериментальными данными при изучении не только взаимодействия полутяжелых ионов  $^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}$ , но и тензора поляризации легкого ядра  $^6\text{Li}$ .

**4.2. Формализм расчета спин-тензоров матрицы плотности в модифицированной модели составного ядра.** Модель ядерной реакции, проходящей стадию образования составного ядра, базируется на идее независимости двух процессов: образования составного ядра и его распада. Предполагается, что энергия падающей частицы распределяется согласно законам статистической механики по всем степеням свободы ядра, т.е. в системе устанавливается термодинамическое равновесие. В том случае, когда реакция идет под действием частиц достаточно высокой энергии, возбужденные уровни составного ядра лежат в области непрерывного спектра. Особенности реакций, идущих с образованием составного ядра в непрерывном спектре, в значительной мере определяются тем, что имеется много способов распада составного ядра. Статистическая теория, развитая первоначально в работах [35—37], так называемый формализм Хаузера — Фешбаха, успешно описывает сечения таких реакций, которые характеризуются плавной, нерезонансной зависимостью от энергии.

Расчет сечения реакции  $A(a, b)B$  в приближении статистической модели сводится к вычислению коэффициентов проницаемости  $\mathbf{T}_{II}^I$  различных каналов, которые определяются как отношение числа частиц, прошедших ядерный барьер во внутреннюю область ядра, к числу падающих частиц.

Схема вычисления сечения реакции в формализме Хаузера — Фешбаха была реализована в ряде компьютерных программ, таких как STATIC [38],

HELGA [39]. В этих программах коэффициенты проницаемости  $T_{II}^{I_C}$  рассчитывались в рамках оптической модели без учета спин-орбитального взаимодействия с помощью  $S$ -матрицы упругого рассеяния. Вероятность распада составного ядра должна учитывать все возможные открытые каналы. При вычислении этой величины обычно учитывается ограниченное число наиболее важных каналов распада (например, в программе HELGA — до 10 каналов), а также вклад непрерывного спектра остаточных ядер, для расчета которого используются формулы плотностей уровней в различных моделях.

В работе [40] была предложена модернизация стандартной модели составного ядра по следующим направлениям: непосредственный учет структуры участвующих в реакции ядер, учет механизма тяжелого срыва (прямой передачи тяжелого кластера от ядра-мишени к налетающей частице) при вычислении  $T_I$  — коэффициентов проницаемости и спин-орбитального взаимодействия.

Рассмотрим вывод формул для спин-тензоров матрицы плотности в модифицированной статистической модели составного ядра.

Учитывая, что механизм реакции, идущей через составное ядро, предполагает независимость образования и распада компаунд-ядра, матричный элемент реакции запишем как произведение двух сомножителей, один из которых соответствует образованию квазистационарного состояния составного ядра со спином  $I_C$ , а другой — его распаду:

$$M_{if} = \langle \Psi_f | \Psi_C \rangle \langle \Psi_C | \Psi_i \rangle, \quad (25)$$

где  $\Psi_i$ ,  $\Psi_f$ ,  $\Psi_C$  — волновые функции начального, конечного и промежуточного квазистационарных состояний.

В представлении спина канала определим следующие правила сложения угловых моментов:

$$\mathbf{I}_1 = \mathbf{I}_a + \mathbf{I}_A, \quad \mathbf{I}_2 = \mathbf{I}_b + \mathbf{I}_B, \quad \mathbf{I}_C = \mathbf{I}_1 + \mathbf{I}_a = \mathbf{I}_2 + \mathbf{I}_b,$$

где  $l_a$ ,  $l_b$  — орбитальные моменты относительного движения частиц во входном и выходном каналах,  $I_1, I_2$  — спины входного и выходного каналов.

В этом представлении волновые функции имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \Psi_i &= \Psi_A(\mathbf{g}_A) \cdot \Psi_a(\mathbf{g}_a) \cdot \chi(\mathbf{k}_a, \mathbf{r}_a), \\ \Psi_f &= \Psi_B(\mathbf{g}_B) \cdot \Psi_b(\mathbf{g}_b) \cdot \chi(\mathbf{k}_b, \mathbf{r}_b), \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned}
 \Psi_C &= \sum_{I_1 M_1 I_C M_C} \langle I_a M_a I_A M_A | I_1 M_1 \rangle \langle I_1 M_1 l_a m_a | I_C M_C \rangle \times \\
 &\quad \times \Theta_{l_a I_1 I_a} \Psi_A(\mathbf{g}_A) \Psi_a(\mathbf{g}_a) \Phi_{la}(\mathbf{r}_a) = \\
 &= \sum_{I_2 M_2 I_C M_C} \langle I_b M_b I_B M_B | I_2 M_2 \rangle \langle I_2 M_2 l_b m_b | I_C M_C \rangle \times \\
 &\quad \times \Theta_{l_b I_2 I_b} \Psi_B(\mathbf{g}_B) \Psi_b(\mathbf{g}_b) \Phi_{lb}(\mathbf{r}_b).
 \end{aligned}$$

В выражениях (26) волновые функции ядер зависят от своих внутренних переменных  $\mathbf{g}_i$ ;  $\chi(\mathbf{k}_a, \mathbf{r}_a)$ ,  $\chi(\mathbf{k}_b, \mathbf{r}_b)$  — волновые функции относительно движения — искаженные волны — во входном и выходном каналах реакции;  $\Phi_{la}(\mathbf{r}_a)$ ,  $\Phi_{lb}(\mathbf{r}_b)$  — волновые функции относительного движения кластеров в связанном состоянии;  $\Theta_{l_a I_1 I_a}$ ,  $\Theta_{l_b I_2 I_b}$  — амплитуды приведенной ширины распада составного ядра по каналам  $A + a$  и  $B + b$ .

С помощью определения парциальных ширин распада квазистационарного состояния и формулы разложения искаженных волн по парциальным волнам вычислим в матричном элементе (25) интеграл по внутренним переменным, в результате чего матричный элемент (25) преобразуется к виду

$$\begin{aligned}
 \mathbf{M}_{if} &= \sum_{\substack{I_1 M_1 I_2 M_2 I_C M_C \\ l_a m_a l_b m_b}} \langle I_b M_b I_B M_B | I_2 M_2 \rangle \langle I_2 M_2 l_b m_b | I_C M_C \rangle \times \\
 &\quad \times \langle I_a M_a I_A M_A | I_1 M_1 \rangle \langle I_1 M_1 l_a m_a | I_C M_C \rangle \gamma_{l_b I_b I_2}^{C \rightarrow B+b} \gamma_{l_a I_a I_1}^{C \rightarrow A+a} \times \\
 &\quad \times Y_{l_b m_b}(\theta_{k_b}, \varphi_{k_b}) Y_{l_a m_a}^*(\theta_{k_a}, \varphi_{k_a}). \quad (27)
 \end{aligned}$$

Выберем систему координат так, чтобы ось  $z$  была направлена вдоль импульса падающей частицы, а  $\varphi_b = 0$ .

Объединяя выражения (4), (10) и (27) и выполняя необходимые преобразования, получаем следующее выражение для матрицы плотности:

$$\rho_{I_f}(M_f, M'_f) = \frac{1}{2k_a^2(2I_a + 1)(2I_A + 1)} \sum_{kk} \langle I_B M_B I_B - M_B | kk \rangle \times$$

$$\begin{aligned}
& \times \sum_{\substack{I_1 I_2 I_C I'_2 l'_b l'_a l'_b l'_a \\ l m_l l' m'_l}} (2I_C + 1)^2 \times \\
& \times \sqrt{(2I_2 + 1)(2I'_2 + 1)(2I + 1)(2I' + 1)(2I_a + 1)(2I'_a + 1)} \times \\
& \times (-1)^{2I_C + I_B - I_1 + I_b} \langle l_a 0 l_b m_b | l m_l \rangle \langle l'_a 0 l'_b m'_b | l' m'_l \rangle \langle l' m'_l l' - m_l | k \kappa \rangle \times \\
& \times w(I_1 l_a I_2 l_b; I_C l) w(I_1 l'_a I'_2 l'_b; I_C l) w(I_B I_2 I_B I'_2; I_b k) \times \\
& \times w(I_2 I'_2 l'; I_1 k) Y_{l_b m_b}(\theta_{k_b}, 0) Y_{l'_b m'_b}^*(\theta_{k_b}, 0) (\gamma_{l_b I_b I_2}^{C \rightarrow B+b})^2 (\gamma_{l'_b I'_b I_1}^{C \rightarrow A+a})^2. \quad (28)
\end{aligned}$$

В формуле (28) матрица плотности  $\rho_{I_f}(M_f, M'_f)$  определяется только одним резонансом. В области квазинепрерывного спектра, где резонансы сильно перекрываются, необходимо усреднить вклад каждого из них и просуммировать по всем резонансам в интервале усреднения.

Поскольку мы рассматриваем квазистационарные состояния  $\lambda$  составного ядра, которые удовлетворяют экспоненциальному закону распада, то матрица плотности  $\bar{\rho}_{I_f}(M_f, M'_f)$ , усредненная по распределению энергии, описывается следующей формулой:

$$\bar{\rho}_{I_f}(M_f, M'_f) = \frac{1}{\Delta E} \int_{E - \frac{\Delta E}{2}}^{E + \frac{\Delta E}{2}} \frac{\rho_{I_f}(M_f, M'_f)}{(E' - E_\lambda)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_\lambda^2} dE', \quad (29)$$

где  $E_\lambda$  — энергия уровня  $\lambda$ ,  $\Gamma_\lambda$  — полная ширина уровня  $\lambda$ ,  $E$  — энергия падающей частицы.

Просуммировав по всем резонансам в интервале усреднения, перейдем к коэффициентам проницаемости  $\mathbf{T}_{II}^{I_C}$ , которые связаны со средней

парциальной шириной  $\Gamma_{II}^{I_C}$  и средним расстоянием между уровнями  $D_{I_C}$  следующим соотношением:

$$\mathbf{T}_{II}^{I_C} = 2\pi \frac{\Gamma_{II}^{I_C}}{D_{I_C}}.$$

Окончательно спин-тензоры матрицы плотности в статистическом пределе модели составного ядра имеют вид

$$\begin{aligned} \rho_{kk}(\theta_b) = & \frac{1}{2k_a^2} \frac{\sqrt{I_f+1}}{(2I_a+1)(2I_A+1)} \sum_{I_1 I_2 I_C I_2'} (-1)^{2I_C+I_f-I_b} \times \\ & \times (2I_C+1)^2 \sqrt{(2I_2+1)(2I_2'+1)} w(I_f I_2 I_f I_1'; I_b k) \times \\ & \times \sum_{l m_l l' m_l' l_a l_a' l_b l_b'} \sqrt{(2l+1)(2l'+1)(2l_a+1)(2l_a'+1)} \times \\ & \times \langle l_a 0 l_b m_b | l m_l \rangle \langle l_a' 0 l_b' m_b' | l' m_l' \rangle \langle l m_l l' m_l' | k k \rangle \times \\ & \times w(l_1 l_a I_2 l_b; I_C l) w(l_1 l_a' I_2' l_b'; I_C l') w(I_2 l_2 I_1' l'; I_1 k) \times \\ & \times \frac{\mathbf{T}_{l_a l_a' l_1}^{I_C} \mathbf{T}_{l_b l_b' l_2}^{I_C}}{g(I_C)} \bar{P}_{l_b m_l}(\theta_b) \bar{P}_{l_b' m_l'}(\theta_b), \end{aligned} \quad (30)$$

где  $\bar{P}_{l_b m_l}(\theta_b)$  — присоединенные полиномы Лежандра.

Знаменатель в формуле (30) называется общей шириной распада составного ядра и включает в себя все энергетически возможные каналы распада составного ядра:

$$\begin{aligned} g(I_C) = & \sum_n \sum_{l_2} \sum_{I_2=|l_2-I_C|}^{l_2+I_C} \sum_{I_f=|I_2-I_b|}^{I_2+I_b} \left\{ \sum_{E_f=0}^{E_C} \mathbf{T}_{l_2 I_2}^{I_C} + \right. \\ & \left. + \int_{E_C}^{E_f^*} \mathbf{T}_{l_2 I_2}^{I_C} \rho(E_B^*, I_B) dE_B \right\}, \end{aligned} \quad (31)$$

$n$  — количество открытых каналов,  $E_f^*$  — энергия возбужденного уровня ядра-остатка  $B$ ,  $E_C$  — энергия, выше которой лежит непрерывный спектр (граница непрерывного спектра).

Для проведения расчетов спин-тензоров матрицы плотности, заселенностей магнитных подуровней, функций угловой корреляции и дифференциальных сечений в модифицированной статистической модели составного ядра в приложении к реакциям с полутяжелыми ионами нами была создана оригинальная компьютерная программа CNCOR [41]. Наиболее принципиальными вопросами реализации этой программы являются задачи вычисления коэффициентов проницаемости  $\mathbf{T}_{II}^{I_C}$  и общей ширины распада  $g(I_C)$ .

Коэффициенты проницаемости  $\mathbf{T}_{II}^{I_C}$  можно выразить через элементы матрицы рассеяния во входном и выходном каналах следующим образом:

$$\mathbf{T}_{II}^{I_C} = 1 - |\mathbf{S}_{II}^{I_C}|^2. \quad (32)$$

В программе CNCOR элементы  $\mathbf{S}$ -матрицы определяются в рамках оптической модели путем решения уравнения Шредингера с соответствующим комплексным спин-орбитальным потенциалом.

Ядерный спин-орбитальный потенциал, учитывающий нецентральные взаимодействия, имеет вид

$$V_{II}(r) = \left( \frac{\hbar}{m_\pi c} \right) \left[ -\frac{1}{r} \frac{df_4}{dr} V_{II} - i \frac{1}{r} \frac{df_5}{dr} W_{II} \right], \quad (33)$$

где  $\frac{\hbar}{m_\pi c}$  — комптоновская длина волны пиона,  $V_{II}$ ,  $W_{II}$  — глубины действительной и мнимой частей спин-орбитального потенциала. Радиальные зависимости  $f_4$  и  $f_5$  выбраны в стандартной вудс-саксоновской форме. Детали вычисления коэффициентов  $\mathbf{T}_{II}^{I_C}$  можно найти в работах [42,43].

Вычисление общей ширины распада  $g(I_C)$  требует знания энергии, спина и четности всех состояний ядра-остатка во всех каналах распада. Составное ядро со спином  $I_C$ , распадаясь по определенному каналу, может образовать ядро, возбужденные уровни которого лежат в области как дискретного, так и непрерывного спектра. Первое слагаемое в (31) учитывает долю, приходящуюся на уровни, лежащие в области дискретного спектра. Учесть эту долю нетрудно, просуммировав коэффициенты проницаемости по

энергии всех низколежащих дискретных уровней до энергии  $E_C$ , которая называется границей непрерывного спектра. Второе слагаемое в (31) определяет суммарный вклад всех уровней непрерывного спектра в общую ширину распада. При интегрировании по всей энергетической области непрерывного спектра необходимо учесть неравномерность распределения уровней на энергетическом интервале путем введения плотности уровней конечного ядра  $\rho(E_B^*, I_B)$ . Интегрирование во втором слагаемом формулы (31) проводится от энергии  $E_C$  до  $E_f^*$  — максимально возможной энергии возбуждения конечного ядра, определяемой по формуле

$$E_f^{* \max} = E_{\text{лаб}} \frac{m_a}{m_a + m_A} + Q,$$

где  $E_{\text{лаб}}$  — энергия падающей частицы в л.с.к.,  $m_a$ ,  $m_A$  — массы падающей частицы  $a$  и ядра-мишени  $A$ ,  $Q$  — тепловой эффект реакции.

Значение  $E_C$  как границы непрерывного спектра можно определить по появлению малой вероятности испускания частицы с помощью таблиц экспериментальных данных о структуре спектров и распаде возбужденных уровней ядер, например, в [44].

Интегрирование  $T$ -коэффициентов в непрерывном спектре проводится с использованием конкретных выражений для плотности уровня ядра. В программе CNCOR используется модель, в которой ядро рассматривается как вырожденный ферми-газ. В этом случае плотность уровней ядра с энергией возбуждения  $E^*$  и спином  $I$  имеет вид [45]:

$$\rho(E^*, I) = (2I + 1) \exp \left[ - \left( I + \frac{1}{2} \right)^2 / 2\sigma^2 \right] \rho(E^*), \quad (34)$$

$$\text{где } \rho(E^*) = \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{12a^{1/4}(U)^{5/4}(2\sigma^2)^{3/2}}.$$

Плотность уровней определяется эффективной энергией возбуждения и двумя параметрами модели: параметром плотности уровня  $a$  и параметром спиновой зависимости  $\sigma^2$ . Эффективная энергия  $U$  определена следующим образом:

$$U = E^* - P(Z) - P(N),$$

где  $P(Z)$ ,  $P(N)$  — энергии спаривания протонных и нейтронных компонент, которые вычислены с помощью полуэмпирических формул атомных

масс и затабулированы (см., например, [46]). Параметр спиновой зависимости определяется в программе по формуле:

$$\sigma^2 = 0,1459 \sqrt{aU} A^{2/3} \quad (35)$$

для ядер с массовым числом  $A$  [47,48]. Значение параметра плотности уровней  $a$  выбиралось на основе формул, предложенных в работах Джильберта и Камерона [47,48].

Обрезание ираст-линии в каждом открытом канале проводилось с использованием соотношения

$$E^{\text{ираст}}(I) = [I(I+1) - K^2] \frac{h^2}{2F_{TB}}, \quad (36)$$

где  $K$  — спин основного состояния ядра-остатка,  $F_{TB} = 2/5mAR^2$  — момент инерции сферического жесткого поля,  $R = r_0 A^{1/3}$  фм,  $m$  — масса нуклона в МэВ,  $I^{\text{ираст}}$  обозначает угловой момент сферического жесткого вращательного тела при данной энергии возбуждения  $E^{\text{ираст}}$ , которая определяется соотношением (36).

## 5. ИССЛЕДОВАНИЕ КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ $\alpha$ -КЛАСТЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ, ВЫЗВАННЫХ ИОНАМИ ${}^6,7\text{Li}$ , С ПОМОЩЬЮ УГЛОВЫХ $d-\alpha$ - И $t-\alpha$ -КОРРЕЛЯЦИЙ

**5.1. Экспериментальное исследование функций угловой  $d-\alpha$ - и  $t-\alpha$ -корреляций.** Реакции передачи  $\alpha$ -частичного кластера, вызванные полутяжелыми ионами, уже более 20 лет являются источником новой информации об  $\alpha$ -частичных вращательных состояниях ядер  $1p$ -,  $2s$ - и  $1d$ -оболочек [49—51]. Не останавливаясь детально на множестве результатов исследований различных типов реакций  $\alpha$ -передачи, сошлемся на обширную обзорную литературу [12,52] и монографию, посвященную спектроскопическим и кластерным аспектам реакций многонуклонных передач [53]. Отметим, что реакции  $\alpha$ -передачи непосредственно связаны с кластерными представлениями о структуре легких ядер и наличии в ядрах  $p$ - и  $sd$ -оболочек возбужденных квазистационарных состояний  $\alpha$ -кластерной природы. Особое место в этом ряду занимают ядерные реакции  $\alpha$ -передачи под действием ионов лития: ( ${}^6\text{Li}$ ,  $d$ ) и ( ${}^7\text{Li}$ ,  $t$ ). Именно для этих ионов была впервые экспериментально обнаружена [49—51] и многократно подтверждена исключительная избирательность в заселении конечных состояний в ядрах. Эксперименталь-



ные исследования сечений этих реакций, а также реакций  $\alpha$ -передачи, вызванных появившимися позже пучками ионов  $^{16}\text{O}$  [54],  $^{11}\text{B}$ ,  $^{12,13}\text{C}$  [55] были, в основном, направлены на открытие и изучение спектроскопических свойств возбужденных кластерных состояний. В этой связи теоретический анализ результатов приобрел особое значение, поскольку, в рамках выбранной модели реакции, позволил сравнить спектроскопические факторы, полученные из эксперимента, с предсказаниями теории. Большие возможности для такого анализа открылись в результате разработки теоретического метода и создания соответствующих компьютерных программ [57—61] на основе борновского приближения с искаженными волнами и точным учетом потенциалов и размеров области взаимодействия и эффектов отдачи (EFR DWBA).

В то же время исследование реакций передачи совпало с интенсивным развитием теоретических методов построения кластерных волновых функций ядер и расчетов кластерных спектроскопических множителей, таких как антисимметризованная кластерная модель [62,63], метод резонирующих групп (MPG) [64], методы решения задачи трех и более тел [65—67].

Экспериментальные исследования реакций  $\alpha$ -передачи, вызванных ионами  $^{6,7}\text{Li}$ , и теоретический анализ сечений возбуждения ряда низколежащих кластерных состояний в ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{18}\text{F}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  в рамках EFR DWBA и модели составного ядра в формализме Хаузера — Фешбаха были проведены в работах [68—72]. Отметим, что если для ядра  $^{20}\text{Ne}$  были получены спектроскопические факторы, хорошо согласующиеся между собой и с теоретическими расчетами по модели оболочек и кластерной модели, то для  $^{16}\text{O}$  согласованных значений получить не удалось [44].

Угловые распределения вылетающих частиц в случаях, когда конечное ядро образуется в высоковозбужденных состояниях, теряют характерные для прямых реакций черты — направленность вперед, осциллирующую структуру — и становятся малоинформативными. В работе [11] был предложен метод измерения двойных дифференциальных сечений — функций угловой корреляции частица-частица, лежащий в основе нового направления, более продуктивного с точки зрения спектроскопии высоковозбужденных  $\alpha$ -кластерных состояний и исследования роли различных механизмов реакций с легкими тяжелыми ионами [13,73,74]. Авторами было показано, что в реакции  $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, d)^{16}\text{O}^*(\alpha)^{12}\text{C}$  угловая  $d$  —  $\alpha$ -корреляция, измеренная в плоскости реакции при малых углах вылета дейтронов относительно направления пучка ( $\theta_d = 10^\circ$ ), может быть аппроксимирована простой функцией

$$W(\theta_d, \theta_\alpha) = \frac{2I_f + 1}{4\pi} [P_{I_f}(\cos(\theta_\alpha - \theta_0))]^2, \quad (37)$$

где  $P_{I_f}$  — полиномы Лежандра,  $I_f$  — спин возбужденного состояния  $^{16}\text{O}$ ,  $\theta_\alpha$  — угол вылета  $\alpha$ -частицы относительно направления импульса ядра  $^{16}\text{O}$  в системе покоя этого ядра,  $\theta_0$  — сдвиг относительно этого направления.

С помощью измерения ФУК в реакции ( $^6\text{Li}, d$ ) были открыты и идентифицированы по спину и четности новые высоколежащие (с энергией возбуждения  $E^*$  выше 10 МэВ и вплоть до  $E^* = 30$  МэВ)  $\alpha$ -кластерные состояния в ядрах  $^{16}\text{O}$  [11],  $^{20}\text{Ne}$  [75],  $^{28}\text{Si}$  [76],  $^{18}\text{O}$  [77],  $^{18}\text{F}$  [78].

Экспериментальное исследование корреляций частица-частица в реакциях, вызванных полутяжелыми ионами, является весьма трудоемким процессом, требующим большого времени для набора достаточной статистики. Поэтому измерения, выполненные до настоящего времени, проводились в одной плоскости вылета излучения, что недостаточно для восстановления компонентов спин-тензоров матрицы плотности. Тем не менее анализ функций угловой корреляции и дифференциальных сечений соответствующих реакций дает интересную информацию как о структуре кластерных высоколежащих состояний, так и о динамике и механизмах самих реакций.

Наблюдаемая при различных энергиях ионов  $^6\text{Li}$  и для различных состояний ядер простая угловая зависимость ФУК в случае регистрации дейтрона при небольших углах относительно направления падающего пучка указывает на преимущественное заселение одной проекции спина возбужденного состояния конечного ядра,  $m_f = 0$ . Характерной особенностью функций  $d$ - $\alpha$ -корреляций является небольшой, зависящий от конкретного состояния, сдвиг на угол  $\theta_0$  оси симметрии ФУК (37) относительно направления отдачи конечного ядра.

Интерпретация механизма реакции как прямой передачи  $\alpha$ -частичного кластера и простая форма ФУК дали основание провести первые расчеты угловых корреляций с помощью МИВ для механизма срыва [79]. Расчеты показали, что сдвиг на угол  $\theta_0$  оси симметрии ФУК (37) относительно направления переданного импульса в приближении плоских волн, может быть объяснен влиянием искажений плоских волн во входном и выходном каналах реакции. Расчеты функции  $d$ - $\alpha$ -корреляции для состояния 10,35 МэВ ( $4^+$ ), образованного в реакции  $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, d)^{16}\text{O}^*(\alpha)^{12}\text{C}$ , проводились в рамках EFR DWBA по программам LOLA [58] и CORELA [80]. Точный учет искажений плоских волн, реальных потенциалов и волновых функций позволил объяснить наблюдаемое смещение оси симметрии ФУК, получить согласие с экспериментом и исследовать зависимость величины сдвига  $\theta_0$  от многих

параметров расчета. Рассчитанное смещение первого максимума ФУК относительно направления переданного импульса оказалось особенно чувствительно к изменениям параметров действительной части оптического потенциала взаимодействия  $d + {}^{16}\text{O}$  в выходном канале, а также к параметрам волновой функции относительного движения  $\alpha + {}^{12}\text{C}$  в  ${}^{16}\text{O}$ . Расчеты ФУК продемонстрировали известные в упругом рассеянии дискретную и непрерывную неоднозначности оптических потенциалов. Следует подчеркнуть, что, в отличие от упругого рассеяния, анализ ФУК дает возможность исследовать параметры оптических потенциалов ядер в возбужденных состояниях, а также подбирать параметры волновых функций относительного движения кластеров в возбужденных ядерных состояниях.

Однако описанная выше ясная экспериментальная картина, имеющая простую теоретическую интерпретацию, была нарушена при наблюдении подавления первого максимума в функции  $\alpha d$ -корреляции для высоколежащего уровня ядра  ${}^{16}\text{O}$  20,9 МэВ ( $7^-$ ) в реакции ( ${}^6\text{Li}, d$ ) [81]. Этот факт стимулировал продолжение исследований высоколежащих  $\alpha$ -кластерных состояний при помощи как  $d - \alpha$ -, так и  $t - \alpha$ -корреляций, а также более детального теоретического анализа с применением метода искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия.

Чтобы лучше понять особенности динамики реакций ( ${}^6\text{Li}, d$ ) и ( ${}^7\text{Li}, t$ ) в приближении искаженных и плоских волн, следуя работе [82], запишем в приближении плоских волн (ППВ) амплитуду, входящую в формулу (24), для функции угловой корреляции:

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{I_f I_2 M_2 M_A M_f}^{\text{ППВ}}(\Omega_b) &= \sum_{I_1 M_1} \langle I_A M_A I_1 M_1 | I_f M_f \rangle (2I_f + 1)^{1/2} (2I_A + 1)^{-1/2} \times \\ &\times \sum_{l m_l} \langle I_2 - M_2 I_1 M_1 | l m_l \rangle \sum_{\Lambda_1 \Lambda_2} (-1)^l \Theta_{l \Lambda_1 \Lambda_2 I_1 I_2 I_x} (2l + 1)^{-1/2} \times \\ &\times \sum_{\mu_1 \mu_2} (-1)^{\mu_2} \langle \Lambda_1 \mu_1 \Lambda_2 - \mu_2 | l m_l \rangle F_{\Lambda_1}(q) A_{\Lambda_2}(p) \mathbf{Y}_{\Lambda_1 \mu_1}^*(\mathbf{q}) \mathbf{Y}_{\Lambda_2 \mu_2}(\mathbf{p}). \end{aligned} \quad (38)$$

Амплитуда (38) записана через ядерные формфакторы  $F_{\Lambda_1}(q)$  и  $A_{\Lambda_2}(p)$ , зависящие от импульсов  $q$  и  $p$ :

$$\mathbf{q} = \mathbf{k}_a - \frac{A}{B} \mathbf{k}_b, \quad \mathbf{p} = \mathbf{k}_b - \frac{b}{a} \mathbf{k}_a. \quad (39)$$

Рассмотрим случай, когда реакция происходит на ядрах с нулевым спином  $I_A = 0$ , а спин передаваемой частицы  $x$   $I_x = 0$  (для реакций прямой передачи  $\alpha$ -частицы на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ). В силу упрощения выражения для структурного множителя  $\Theta_{I\Lambda_1\Lambda_2 I_1 I_2 I_x}$  [82], амплитуда (38) принимает вид

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{I_f \Lambda_2 M_2 M_f}^{\text{ППВ}}(\Omega_b) &= \sum_{lm_l} \langle \Lambda_2 - M_2 I_f M_f | lm_l \rangle (2\Lambda_2 + 1)^{-1/2} \times \\ &\times \sum_{\mu_1 \mu_2} (-1)^{l+\mu_2} \langle I_f \mu_1 \Lambda_2 - \mu_2 | lm_l \rangle F_{I_f}(q) A_{\Lambda_2}(p) \mathbf{Y}_{I_f \mu_1}^*(\mathbf{q}) \mathbf{Y}_{\Lambda_2 \mu_2}(\mathbf{p}). \end{aligned} \quad (40)$$

Таким образом, если конечная частица  $b$  вылетает по направлению падающего пучка, то есть  $\theta_b = 0^\circ$ , то  $\mu_1 = \mu_2 = 0$ , соответственно  $m_l = 0$ ,  $M_f = M_2$ . В силу ортонормированности коэффициентов Клебша — Гордона для амплитуды (40) получаем

$$\mathbf{M}_{I_f \Lambda_2}^{\text{ППВ}}(\theta_b = 0^\circ) = (-1)^{\Lambda_2} (2\Lambda_2 + 1)^{-1/2} F_{I_f}(q) A_{\Lambda_2}(p) \delta_{M_2 0}.$$

Упрощенное выражение для функции угловой корреляции (24) в этом случае имеет вид

$$W^{\text{ППВ}}(\theta_b = 0^\circ, \theta_\alpha) = N |P_{I_f}(\theta_\alpha)|^2, \quad N = \sum_{\Lambda_2} |\mathbf{M}_{I_f \Lambda_2}^{\text{ППВ}}(\theta_b = 0^\circ)|^2, \quad (41)$$

т.е. содержит квадрат полинома Лежандра порядка  $I_f$  и не зависит от момента  $\Lambda_2$  относительного движения ядер в вершине  $a \rightarrow b + x$ . Это означает, что ФУК как для реакций ( $^6\text{Li}, d$ ), так и для ( $^7\text{Li}, t$ ) в приближении плоских волн под малыми углами вылета дейтрона или тритона должна иметь полиномиальный вид.

Экспериментальное исследование функций угловой  $t - \alpha$ -корреляции в реакции  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t) ^{16}\text{O}^*(\alpha) ^{12}\text{C}$ , при  $E_{\text{Li}} = 45$  МэВ, проведенное в работе [83], показало, что для уровней 20,9 ( $7^-$ ), 16,3 ( $6^+$ ), 14,6 ( $5^-$ ) МэВ наблюдается нормальное полиномиальное поведение ФУК, то есть, в функциях угловой  $d - \alpha$  и  $t - \alpha$ -корреляций в реакциях ( $^6\text{Li}, d$ ) и ( $^7\text{Li}, t$ ) с образованием высоколежащих  $\alpha$ -кластерных состояний проявляется специфическая динамика прямых ядерных реакций  $\alpha$ -передачи.

Теоретическое исследование влияния искажений плоских волн на форму ФУК было продолжено также и для реакций ( ${}^7\text{Li}, t$ ) [82,84]. Первые расчеты  $W(\Omega_t, \Omega_\alpha)$  с учетом искажений плоских волн в реакции  ${}^{16}\text{O}({}^7\text{Li}, t){}^{20}\text{Ne}^*(\alpha){}^{16}\text{O}$ , при  $E_{\text{Li}} = 20$  и 24 МэВ, для ряда возбужденных состояний ядра  ${}^{20}\text{Ne}$  (от  $3^-$  до  $8^+$ ) [84] показали, что влияние оптических искажающих потенциалов настолько существенно, что даже при угле вылета тритона в направлении падающего пучка ( $\theta_t = 0^\circ$ ), а также при  $\theta_t = 180^\circ$ ,  $W(\Omega_t, \Omega_\alpha)$  деформируется (наблюдаются сдвиги максимумов по углу и изменения их относительной интенсивности), и форма рассчитанной функции  $t - \alpha$ -корреляции отличается от квадратов полинома Лежандра.

В работе [82] мы провели теоретическое исследование функций угловой  $t - \alpha$ -корреляции в реакциях  ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, t){}^{16}\text{O}^*(\alpha){}^{12}\text{C}$  и  ${}^{16}\text{O}({}^7\text{Li}, t){}^{20}\text{Ne}^*(\alpha){}^{16}\text{O}$  для различных энергий ионов  ${}^7\text{Li}$  и нескольких возбужденных  $\alpha$ -кластерных состояний ядер  ${}^{16}\text{O}$  и  ${}^{20}\text{Ne}$  в рамках МИВОКОР, с использованием программ OLYMP5 [85] и CORELA [80]. Расчеты подтвердили вывод о сильном влиянии искажающих потенциалов на форму функции  $t - \alpha$ -корреляции в реакциях ( ${}^7\text{Li}, t$ ), а также обнаружили зависимость  $W(\Omega_t, \Omega_\alpha)$  от энергии  ${}^7\text{Li}$ . Рассчитанная зависимость функции  $W(\Omega_t, \Omega_\alpha)$  в реакциях  ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, t){}^{16}\text{O}^*(\alpha){}^{12}\text{C}$  для уровня 14,6 МэВ ( $I_f = 5^-$ ) от глубины действительной  $V_0$  и мнимой  $W_0$  частей оптического потенциала  $V_{t-{}^{16}\text{O}}$  в выходном канале показывает, что при энергии  $E_{\text{Li}} = 35$  МэВ учет взаимодействия тритона с ядром  ${}^{16}\text{O}$  приводит к подавлению переднего максимума  $W(\Omega_t, \Omega_\alpha)$ , который появляется только при полном «выключении» ядерного взаимодействия. Аналогичный результат получен и в реакции  ${}^{16}\text{O}({}^7\text{Li}, t){}^{20}\text{Ne}^*(\alpha){}^{16}\text{O}$  при  $E_{\text{Li}} = 24$  МэВ для уровня 10,26 МэВ ( $I_f = 5^-$ ) в ядре  ${}^{20}\text{Ne}$  в подтверждение результатов работы [84]. Рассчитанные  $W(\Omega_t, \Omega_\alpha)$  при  ${}^7\text{Li} = 45$  МэВ и  $\theta_t = 0^\circ$  имеют максимум при малых углах  $\theta_\alpha$ , хотя соотношение и положение максимумов ФУК соответствует квадрату полинома Лежандра только при отсутствии оптического взаимодействия в выходном канале.

Однако все эти оценки влияния искажений в реакциях ( ${}^6\text{Li}, d$ ) и ( ${}^7\text{Li}, t$ ) проводились в предположении, что возбужденные состояния конечных ядер — продуктов реакции могут быть описаны волновыми функциями дискретного спектра с минимальной энергией связи. В качестве первого приближения это допустимо, тем более что в работе [82] была про-

анализирована чувствительность расчета к выбору параметров потенциала такого квазисвязанного состояния (волновая функция этого состояния находилась с помощью численной процедуры, известной как «well-depth prescription» — WDP [86]). Численные расчеты показали, что  $W(\Omega_r, \Omega_\alpha)$  при  $E = 45$  МэВ зависит от радиуса потенциала связанного состояния  $\alpha + {}^{12}\text{C}$ . Увеличение радиуса потенциала приводит к большей пространственной вытянутости волновой функции связанного состояния  $\alpha + {}^{12}\text{C}$ , что влияет на увеличение вероятности отделения частицы, и, таким образом, может эффективно моделировать квазистационарное состояние.

Тем не менее разработка методов более корректного описания волновых функций высоколежащих квазистационарных состояний оставалась одной из важных задач для теоретического анализа угловых корреляций. Действительно, в ядрах  $p$ -,  $sd$ -оболочек основная часть  $\alpha$ -частичных состояний лежит выше порога отделения  $\alpha$ -частиц, т.е. эти состояния являются несвязанными или квазистационарными. Волновые функции, описывающие такие состояния, должны иметь асимптотику, в которой бы учитывалась вероятность вылета  $\alpha$ -частиц, т.е. конечная ширина уровня относительно  $\alpha$ -распада.

Кластерные волновые функции для несвязанных состояний с расходящейся асимптотикой, так называемые гамовские волновые функции, использовались в работах [56] для расчетов сечений реакций  $\alpha$ -передачи по EFR-DWBA. Для анализа функций угловой корреляции гамовские волновые функции использовались в работе [78] в реакции ( ${}^6\text{Li}, d$ ) и нами [87] в реакции  ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, t){}^{16}\text{O}^*(\alpha){}^{12}\text{C}$ . Ниже кратко изложим основные положения метода расчета волновых функций связанных и квазистационарных состояний.

**5.2. Метод расчета волновых функций связанных и квазистационарных кластерных состояний.** При построении волновых функций относительного движения кластеров в вершинах распада для связанных и квазистационарных состояний ядер должны быть учтены следующие факторы. Во-первых, волновые функции должны быть совместимы с правилами отбора по спинам и законам сохранения в вершинах, а также с принципом Паули по перестановкам нуклонов между кластерами. Во-вторых, должна быть правильно выбрана асимптотика волновой функции, поскольку реакции передачи, вызванные полутяжелыми ионами сравнительно невысоких энергий, происходят, главным образом, в периферийной области ядер. В-третьих, спектроскопические характеристики ядра (приведенные ширины различных кластерных конфигураций) должны быть согласованы с полученными волновыми функциями. Кроме того, образование высоковозбужденных состояний требует учета явлений, связанных с их нестабильностью.

Начиная с работы Г.А.Гамова [88], посвященной теории  $\alpha$ -распада, исследование различных аспектов и свойств квазистационарных состояний в ядрах занимает значительное место в ядерной спектроскопии и теории ядерных реакций. В 60-е годы интенсивно изучались аналитические свойства волновых функций квазистационарных состояний, распад и рождение нестабильных частиц [89].

Теоретические расчеты сечений реакций, вызванных ионами лития, с образованием высоколежащих  $\alpha$ -кластерных состояний проводились по методу искаженных волн с нулевым радиусом взаимодействия с использованием различных методов регуляризации радиальных интегралов перекрытия «искаженных» волн и волновых функций резонансных состояний. Для узких низколежащих резонансов процедура, разработанная в [90], применялась в работе [91]. Для высоколежащих резонансов оригинальный способ вычисления был развит в работе Винсента и Форчуна [92].

Для расчета сечений реакций, связанных с образованием высоковозбужденных  $\alpha$ -частичных уровней, в работах [56] были введены так называемые волновые функции гамовского типа, являющиеся численным решением стационарного уравнения Шредингера с комплексной собственной энергией.

При анализе угловых корреляций в реакциях с полутяжелыми ионами, в которых возбуждаются высоколежащие состояния, представляет несомненный интерес задача численного решения уравнения Шредингера с комплексной энергией для нахождения волновых функций гамовского типа и построение алгоритма вычисления ширины узкого резонанса, соответствующего данному энергетическому квазистационарному уровню. Подобная процедура, при сравнении рассчитанной ширины с экспериментальной, позволяет находить спектроскопический фактор в заданном канале распада квазистационарного состояния [93,94]. Такое решение должно описывать квазидискретные уровни в энергетическом спектре ядра, для которых выполняется условие: ширины уровней меньше расстояния между ними. Найденное решение — гамовская волновая функция, естественно, является слабо расходящимся, поэтому оно не может быть нормировано во всем пространстве. Однако, как показано в [89], в ограниченной области пространства ненормируемая функция всегда приближается к нормированной. Если допустить, что искомая волновая функция сохраняет свою нормировку в конечном, достаточно большом объеме, то можно выбрать верхний предел в нормировочном интеграле.

Основой численного метода решения уравнения Шредингера с комплексной энергией является математический метод WDP, предложенный в работе [86], на основе которого проводится численное моделирование волновых функций связанных состояний, обладающих определенной симметрией, удовлетворяющих заданным правилам отбора и имеющих правильное асимптотическое поведение. WDP-процедура является общепринятым мето-

дом и используется в большинстве современных компьютерных программ, в которых рассчитываются характеристики прямых ядерных реакций.

Рассмотрим обобщение этого метода на случай комплексной энергии и волновых функций [41,87].

Итак, необходимо найти численное решение уравнения Шредингера с комплексной энергией  $E = E_0 - \frac{i\Gamma}{2}$ . Действительная часть  $E_0 > 0$  определяет энергетическое положение возбужденного уровня ядра, а ее мнимая часть  $\Gamma$  — ширину этого уровня. Если рассматриваемое состояние имеет выраженную кластерную структуру, т.е. волновая функция описывает квазистационарное состояние двух ядер-кластеров  $A$  и  $x$  в ядре  $B$ , то энергия  $E_0$  выражается через энергию связи  $\mathcal{E}_{Ax}$  кластеров  $A$  и  $x$  в ядре  $B$  и энергию возбужденного состояния  $E_B$  ядра  $B$ :

$$E_0 = \mathcal{E}_{Ax} + E_B^* = \mathcal{E}_B - \mathcal{E}_A - \mathcal{E}_x + E_B^*. \quad (42)$$

Уравнение для радиальной волновой функции  $u_l(\rho)$  с энергией  $E$  и определенным орбитальным моментом  $l$  имеет вид

$$\frac{d^2 u_l(\rho)}{d\rho^2} - \left[ \frac{V_N(\rho)}{E} - \frac{V_C(\rho)}{E} - \frac{l(l+1)}{\rho^2} - 1 \right] u_l = 0. \quad (43)$$

В уравнении (43) используются следующие обозначения:  $\rho = kr$ , где  $k = \sqrt{2mE}/\hbar$ ,  $m$  — приведенная масса частиц,  $V_C(\rho)$  — кулоновский потенциал, соответствующий потенциалу равномерно заряженной сферы радиуса  $R_C$  (кулоновский радиус ядра)

$$\frac{V_C(\rho)}{E} = \begin{cases} \frac{2\gamma}{\rho}, & \rho > \rho_c, \rho_c = kR_C, R_C = r_c A^{1/3}; \\ \frac{\gamma}{\rho} \left( 3 - \frac{\rho^2}{\rho_c^2} \right), & \rho < \rho_c; \end{cases}$$

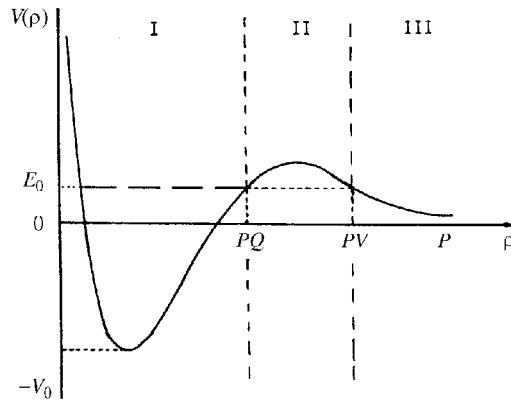
$\gamma = Z_1 Z_2 e^2 / v$  — кулоновский параметр,  $V_N(\rho)$  — ядерный потенциал, имеющий стандартную вудс-саксоновскую форму.

Волновая функция  $u_l(\rho)$  удовлетворяет условию нормировки:

$$\frac{1}{k^3} \int \rho^2 u_l^2(\rho) d\rho = 1. \quad (44)$$



Рис.1. Схематичное изображение потенциала, включающего ядерную, кулоновскую и центробежную части



Решение уравнения (43) должно описывать квазидискретные уровни в энергетическом спектре ядра, для которых выполняется условие: ширины уровней меньше расстояния между ними. Так как ширина уровня связана с его временем жизни, то ква-

зистационарное состояние характеризуется конечным временем жизни (хотя и большим), т.е. ядро испытывает распад с вылетом частицы.

Вид потенциала, в котором движется частица с массой  $m$ , можно схематично изобразить в виде немонотонной кривой, изображенной на рис.1. С учетом характерного поведения потенциала  $V(\rho)$ , все пространство взаимодействия можно разбить на три области. В каждой из этих областей волновые функции имеют определенный вид и гладко сшиваются на границах.

В области I волновая функция описывает движение частицы внутри потенциальной ямы до точки отражения частицы от кулоновского барьера (точки  $PQ$ ), с граничным условием  $u_l(\rho) \rightarrow 0$  при  $\rho \rightarrow 0$ . При малых  $\rho$   $u_l^I(\rho)$  определяется в виде разложения  $u_l^I(\rho) \cong \rho^{l+1}$ . Далее методом итераций подбирается глубина потенциальной ямы при заданных геометрических параметрах потенциала  $V(\rho)$  таким образом, чтобы волновая функция  $u_l^I(\rho)$  в области I соответствовала квантовому состоянию с заданной энергией  $E$ , определенным значением орбитального момента  $l$  и заданным числом узлов  $N$  ( $N = ((n - l)/2) + 1$ ), где  $n$  — главное квантовое число). Отметим, что поскольку  $\rho$  — комплексная величина, то функция  $u_l(\rho)$  также является комплексной.

В области II, соответствующей нахождению частицы под кулоновским и центробежным барьером, решение уравнения (43) находится в виде

$$u_l^{\text{II}}(\rho) = e^{-\rho} \rho^{-\gamma} \left( 1 + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{a_{i+1}}{\rho^{i+1}} \right), \quad (45)$$

где

$$a_{i+1} = \frac{l(l+1) - (\gamma+i)(\gamma+i+1)}{2(\gamma+1)} a_i, \quad a_0 = 1.$$

Начальное значение на внешней границе области II в точке  $PV$  определяется с помощью выражения (45). Далее проводится последовательное интегрирование уравнения (43) в обратном направлении, от точки  $PV$  в сторону уменьшения  $\rho$  до точки  $PQ$ . Полученная функция  $u_l^{\text{II}}(\rho)$  сшивается в точке  $PQ$  с решением  $u_l^{\text{I}}(\rho)$ .

В области III частица выходит из-под потенциального барьера и отрывается от ядра. Поскольку частица рождается в результате распада квазистационарного состояния, то решение в этой области должно описываться волновой функцией, содержащей только расходящуюся волну. Введем обозначение:  $\rho = \rho_R - i\rho_{\text{Im}}$ , тогда во внешней области III  $u_l^{\text{III}}(\rho)$  записывается в виде

$$u_l^{\text{III}}(\rho) = [F_l(\rho_R) + iG_l(\rho_R)] e^{i\eta_l} e^{\rho_{\text{Im}}},$$

$F_l(\rho_R)$ ,  $G_l(\rho_R)$  — регулярные и нерегулярные кулоновские функции соответственно,  $\eta_l$  — кулоновская фаза рассеяния.

На границе областей II и III функция  $u_l^{\text{III}}(\rho)$  сшивается с соответствующим значением функции  $u_l^{\text{II}}(\rho)$ .

Найденная таким образом функция  $u_l(\rho)$  нормируется условием (44). В асимптотике  $u_l(\rho)$  слабо расходится, поэтому такая функция не может быть нормирована во всем пространстве. Однако можно считать, что  $u_l(\rho)$  сохраняет нормировку в конечном, достаточно большом объеме, и выбрать в качестве верхнего предела интеграла в (44) точку  $PV$ .

На рис.2 приведены радиальные зависимости плотности вероятности несвязанных высоколежащих  $\alpha$ -кластерных состояний — членов вращательных полос с  $K^\pi = 0^+$  и  $0^-$  в ядре  $^{16}\text{O}$  для гамовских волновых функций и волновых функций относительного движения кластеров, связанных с фиктивной отрицательной энергией связи  $\epsilon_{\text{св}} = -0,1$  МэВ. Из рис.2 видно, что значительная протяженность и величина гамовских волновых функций в асимптотической области за счет учета мнимой части волновой функции, моделирующей проникновение  $\alpha$ -частицы через потенциальный барьер, более адекватно отражает представление о кластерной структуре возбужденных уровней легких ядер.

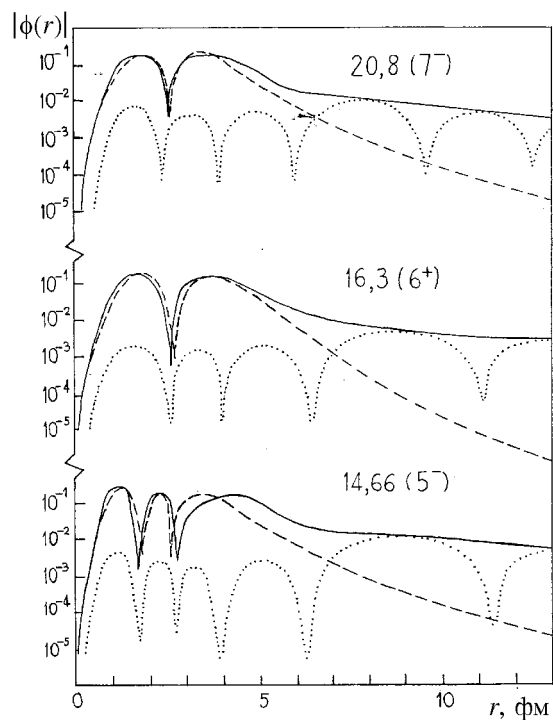


Рис.2. Сравнение гамовских и WDP-волновых функций  $\phi_l(r) = u_l(r)/r$ . Сплошные кривые — абсолютные значения действительной части гамовских волновых функций. Штриховые кривые — абсолютные значения мнимой части гамовских волновых функций. Штрихпунктирные кривые — WDP-волновые функции с фиктивной энергией связи, равной  $-0,1$  МэВ. Параметры расчета приведены в табл.1

Согласно  $R$ -матричной теории  $\alpha$ -ширина  $\Gamma_l^\alpha$  резонансного состояния выражается в терминах приведенной ширины  $\Theta_l^2$  и проницаемости  $P_l$ :  $\Gamma_l^\alpha = 2P_l \Theta_l^2$ .

Приведенная ширина связана со спектроскопическим фактором и квадратом радиальной части волновой функции относительного движения в точке  $r = a_c$ , где  $a_c$  — радиус канала, известным образом [92]:

$$\Theta_l^2 = S_l \frac{2}{2\mu a_c} |u_l(a_c)|^2.$$

Таким образом, вычисляя так называемую однокластерную  $\alpha$ -ширину [92]:

$$\Gamma_l^\alpha = \frac{2}{2\mu a_c} |u_l(a_c)|^2 2P_l \quad (46)$$

и сравнивая ее с экспериментальным значением  $\Gamma^{\text{эксп}}$  ширины резонансного состояния, можно получить значение спектроскопического фактора  $S_l$  для данного состояния:

$$S_l = \Gamma^{\text{эксп}} / \Gamma_l^\alpha. \quad (47)$$

После того как волновая функция рассчитана во всем пространстве, проводится вычисление ширины уровня  $\Gamma_l$  по формуле (46), в которой коэффициент проницаемости  $P_l$ , равный  $ka_c / (F_l^2(a_c) + G_l(a_c))$ , и волновая функция  $u_l(\rho)$  берутся при  $r = a_c$ , что соответствует условной границе области ядерного взаимодействия.

В компьютерных программах процесс вычисления ширины уровня обычно реализуется следующим образом. Задается любое разумное значение  $\Gamma_l^0$  и находится волновая функция  $u_l^0(\rho)$  во всех трех областях. В следующем приближении используется уже ширина  $\Gamma_l^1$ , найденная по формуле (46), и вновь определяется волновая функция  $u_l^1(\rho)$ , и так далее. Итерационный процесс заканчивается, если два последовательных значения  $\Gamma_l^n$  отличаются меньше, чем на заданную малую величину.

В описанной выше процедуре вычисления одностичной ширины уровня важно подчеркнуть следующие моменты. Во-первых, алгоритм расчета  $\Gamma_l$  является вполне устойчивым, быстро сходящимся, и однозначно определяет величину  $\Gamma_l(a_c)$  при заданных параметрах задачи. Во-вторых, использование численной процедуры расчета волновой функции, в которой геометрические параметры ядерного потенциала являются подгоночными величинами, приводит к значительной неопределенности в расчетах  $\Gamma_l$ . Изменение геометрии потенциальной ямы при заданном положении уровня приводит к существенному изменению глубины ямы и высоты потенциального барьера. Это, безусловно, влияет и на величину  $\Gamma_l$ . На рис.3 представлена зависимость ширины  $\Gamma_l$  от радиуса  $r_0$  и диффузности  $a$  ядерного

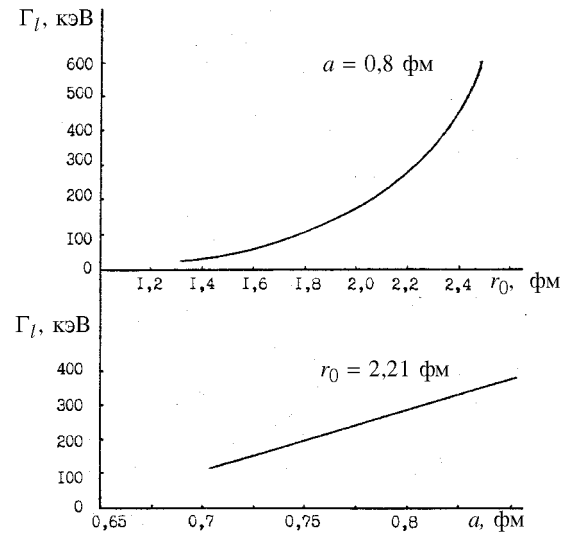


Рис.3. Зависимость ширины  $\Gamma_l$  от геометрических параметров ядерного потенциала. Расчет для уровня  $7^-$ ,  $E^* = 13,69$  МэВ,  $r = r_0 A^{1/3}$

потенциала  $V_N(r)$ . Из рисунка видно, что при увеличении  $r_0$  и  $a$ , т.е. при уменьшении  $V_0$ , значение  $\Gamma_l$  увеличивается. Однако при заданных параметрах потенциала значение ширины  $\Gamma_l$  может быть определено достаточно точно, т.е. устранена неопределенность в расчетах  $\Gamma_l$ , связанная с выбором радиуса канала  $a_c$ , характеризующего границу ядра или границу области действия ядерного потенциала. На рис.4 показана зависимость ширины  $\Gamma_l(r)$ , рассчитанной по формуле (46), от выбора точки  $a_c$ . Здесь же показано поведение в этой области ядерного потенциала  $V_N(r)$  (в процентном отношении к  $V_0$ ). Немонотонная кривая, описывающая зависимость  $\Gamma_l(r)$ , имеет максимум в области экспоненциального (приблизительно десятикратного) спада ядра потенциала. Положение этого максимума определяет точку  $a_c$ , в которой и вычисляется ширина  $\Gamma_l(a_c)$ .

Несмотря на отмеченную зависимость рассчитанных  $\Gamma_l$  от параметров расчета, существуют различные способы согласования задаваемых параметров с физическими представлениями о волновых функциях квазистационар-

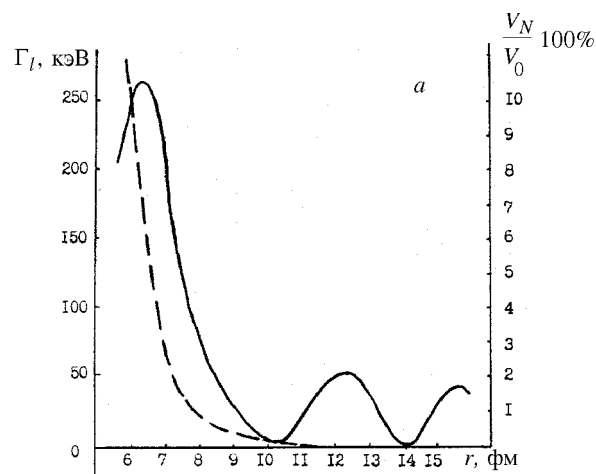


Рис.4. Зависимость рассчитанной ширины  $\Gamma_l$  от радиуса  $r$  области ядерного взаимодействия (сплошная кривая). Штриховая линия — зависимость ядерного потенциала взаимодействия от  $r$  (в процентном отношении к глубине  $V_0$ )

ных состояний. Один из них — связь рассчитанной ширины распада  $\alpha$ -частичного квазистационарного состояния, вычисленной по описанному выше методу,  $\Gamma_\alpha^{\text{эксп}}$  — экспериментальной ширины этого уровня относительно испускания  $\alpha$ -частицы и спектроскопического фактора  $S_l$ , установленная формулой (47).

В табл.1,2 приведены значения рассчитанных  $\alpha$ -ширин  $\Gamma_l^\alpha$ , полученных спектроскопических факторов  $S_l$ , радиусов канала  $a_c$ , при которых вычислялись  $\Gamma_l^\alpha$ , а также геометрических параметров и глубины  $V_0$  ядерного потенциала вудс-саксоновской формы для несвязанных  $\alpha$ -кластерных состояний — членов полос с  $K^\pi = 0^+$  и  $0^-$  в ядре  $^{16}\text{O}$  и трех полос с  $K^\pi = 0^-$ ,  $0_1^+$  и  $0_2^+$  в ядре  $^{20}\text{Ne}$ . Значения  $\Gamma^{\text{эксп}}$  и  $S^{\text{DWBA}}$  взяты из работы [44].

Из табл.1 видно, что, несмотря на значительный разброс экспериментальных ширин для разных уровней с  $K^\pi = 0^+$  и  $0^-$ , расчетные значения спектроскопических факторов оказываются весьма устойчивой величиной, характеризующей уровни данной полосы.

**Таблица 1. Параметры  $\alpha$ -кластерных состояний в ядре  $^{16}\text{O}$ , потенциалов и волновых функций относительного движения  $V(r) = V_0 f(r)$ , где  $f(r) = (1 + \exp(r))^{-1}$ ,  $r = (r - R_0)/a$ ,  $R_0 = 2,52$  фм**

$K^\pi$	$I^\pi$	$N$	$E^*$ , МэВ	$\mathcal{E}$ , МэВ	$V_0$ , МэВ	$a$ , фм	$a_c$ , фм	$\Gamma$ , кэВ [44]	$\Gamma^\alpha$ , кэВ	$S = \Gamma/\Gamma_\alpha$
$0^+$	$4^+$	2	10,35	3,19	169,5	0,65	6,2	30	18,5	1,60
	$6^+$	1	16,30	9,14	163,0	0,65	5,2	300	246,5	1,22
$0^-$	$3^-$	3	11,59	4,43	188,0	0,60	5,6	700	716,0	0,98
	$5^-$	2	14,66	7,50	195,4	0,60	5,0	500	457,0	1,09
	$7^-$	1	20,80	3,64	196,0	0,60	5,0	500	519,0	0,96

$N$  — число узлов радиальной волновой функции.

**Таблица 2. Параметры  $\alpha$ -кластерных состояний в ядре  $^{20}\text{Ne}$ , потенциалов и волновых функций относительного движения  $V(r) = V_0 f(r)$ , где  $f(r) = (1 + \exp((r - r_0)/a))^{-1}$ ,  $r = r_0(A^{1/3} + x^{1/3})/a$**

$K^\pi$	$I^\pi$	$E^*$ , МэВ	$\mathcal{E}$ , МэВ	$V_0$ , МэВ	$r_0$ , фм	$R$ , фм	$a$ , фм	$\Gamma$ , кэВ [44]	$\Gamma^\alpha$ , кэВ	$S$	$S^{\text{DWBA}}$ [44]
$0^-$	$1^-$	5,78	1,05	90,13	0,95	9,30	0,80	0,028	0,061	0,46	0,54
	$3^-$	7,16	2,43	86,27	0,95	6,80	0,80	8,20	33,7	0,24	0,26
	$5^-$	10,26	5,53	78,23	0,95	7,20	0,80	145,0	604,0	0,24	0,15
	$7^-$	13,36	8,96	74,81	0,95	6,40	0,80	310,0	590,0	0,53	
$0_1^+$	$6^+$	8,78	4,05	130,68	0,70	7,50	0,75	0,11	0,46	0,24	0,20
	$8^+$	11,95	7,22	154,74	0,65	7,10	0,70	0,035	0,077	0,45	0,51
$0_2^+$	$2^+$	7,42	2,68	50,21	0,85	6,80	0,80	15,0	113,0	0,13	0,13
	$4^+$	9,99	5,26	50,23	0,85	6,40	0,80	155,0	584,0	0,27	
	$6^+$	12,59	7,86	50,49	0,85	5,80	0,80	72,0	145,0	0,49	
	$6^+$	13,11	8,38	48,87	0,85	5,60	0,80	102,0	256,0	0,40	

Данные табл.2 показывают, что для значительного интервала энергий возбуждения ядра  $^{20}\text{Ne}$  удастся достигнуть хорошего согласия рассчитанных  $S_I$  с экспериментальными значениями, оставаясь в пределах разумного изменения параметров ядерного потенциала.

В последующих расчетах сечений реакций мы будем ориентироваться на эти значения  $S_l$  и сравним с ними значения спектроскопических факторов, получаемых в результате нормировки экспериментального и расчетного сечений.

**5.3. Теоретический анализ дифференциальных сечений и функций угловой корреляции в реакциях ( ${}^6\text{Li}, d$ ) и ( ${}^7\text{Li}, t$ ) с образованием квазистационарных  $\alpha$ -кластерных состояний.** Теоретический анализ угловой  $d-\alpha$ - и  $t-\alpha$ -корреляций в реакциях ( ${}^6\text{Li}, d$ ) и ( ${}^7\text{Li}, t$ ) с образованием высоколежащих  $\alpha$ -кластерных состояний в ядрах  $p$ -,  $sd$ -оболочек основывается на современных моделях ядерных реакций и компьютерных программах и позволяет разобраться в существе проблем, поставленных в экспериментальных работах. Наиболее существенной из них является проблема согласования экспериментальных функций угловой корреляции с имеющимися данными по дифференциальным сечениям реакций ( ${}^6\text{Li}, d$ ) и ( ${}^7\text{Li}, t$ ). При этом необходимо объяснить природу простой угловой зависимости ФУК, наблюдаемой в большинстве экспериментов, исследовать роль искажений плоских волн в зависимости от энергии налетающих ионов и возбуждения конечного ядра, понять особенности взаимодействия полутяжелых ионов, в результате которого образуются высоколежащие кластерные состояния.

Как было отмечено выше, наиболее адекватными и распространенными в настоящее время моделями для описания ядерных реакций рассматриваемого типа являются модель прямой передачи  $\alpha$ -частичного кластера и статистическая модель образования составного ядра.

Такой анализ был проведен нами в работе [87] и включал комплексное исследование дифференциальных и двойных дифференциальных сечений (функций угловой  $t-\alpha$ -корреляции) в реакции  ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, t){}^{16}\text{O}^*(\alpha){}^{12}\text{C}$  с целью получения ответа на поставленные выше вопросы, а также изучения спектроскопических характеристик квазистационарных состояний — членов вращательных полос с  $K = 0^+$  и  $0^-$  в ядре  ${}^{16}\text{O}$  и исследования механизма взаимодействия полутяжелых ионов, приводящего к образованию высоколежащих  $\alpha$ -кластерных состояний.

Основой для нашего анализа явились следующие экспериментальные данные: дифференциальные сечения реакции  ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, t){}^{16}\text{O}$ , измеренные в работе [71] при  $E_{\text{Li}} = 38$  МэВ для различных возбужденных состояний в  ${}^{16}\text{O}$  вплоть до  $E^* = 7^-$  (20,7 МэВ), и функции угловой  $t-\alpha$ -корреляции из этой реакции  ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, t){}^{16}\text{O}^*(\alpha){}^{12}\text{C}$  при  $E_{\text{Li}} = 45$  МэВ, измеренные в работе [83]. Особенностью экспериментальных ФУК для уровней с  $I_f$ , равными  $5^-(14,66$  МэВ),  $6^+(16,3$  МэВ) и  $7^-(20,7$  МэВ), является то, что при углах



вылета тритона  $\theta_t$ , близких к  $0^\circ$  (в эксперименте  $\theta_t^{\text{lab}} = 10^\circ$ ), форма ФУК хорошо описывается квадратом полинома Лежандра порядка  $I_f$ , что соответствует приближению плоских волн (ППВ). Как было показано в работе [14], расчеты по DWBA, в которых во входном и выходном каналах учитывались «искажающие» оптические потенциалы, не могут воспроизвести этот экспериментальный факт.

Таким образом, одновременный анализ всех экспериментальных данных необходим для того, чтобы понять, возможно ли адекватное описание дифференциальных сечений и экспериментальных ФУК при одном и том же наборе параметров оптических потенциалов и функций относительного движения кластеров.

Исследования дифференциального сечения  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}^*$  с образованием низколежащих уровней в  $^{16}\text{O}$ , связанных относительно вылета  $\alpha$ -частицы [71,72], показали, что основным механизмом протекания реакции в этом случае является прямая передача  $\alpha$ -частичного кластера. В то же время необходимо достаточно корректно учесть вклад статистического механизма в сечение этой реакции, поскольку при углах вылета тритона  $\theta_t > 90^\circ$  именно он доминирует и определяет поведение дифференциального сечения.

Начнем с определения параметров, используемых в расчетах. Оптический потенциал взаимодействия  $^7\text{Li}$  и  $^{12}\text{C}$  при  $E_{\text{Li}} = 36$  МэВ, подобранный в работе [95], использовался также в [72,96] при расчетах сечений данной реакции и был взят нами в качестве исходного. Оптический потенциал взаимодействия в выходном канале реакции является менее определенной величиной, поскольку, вообще говоря, должен изменяться в зависимости от степени возбуждения конечного ядра. В данных расчетах мы исходим из наиболее общих рекомендаций [97]. Параметры оптических потенциалов приведены в табл.3.

Для того чтобы с достоверностью оценить величины спектроскопических факторов  $\alpha + ^{12}\text{C}$  в разных состояниях  $^{16}\text{O}$ , а также описать сечение реакции при углах  $\theta_t > 90^\circ$ , необходимо в качестве первого шага рассчитать вклад в сечение статистического механизма образования составного ядра. Подобные расчеты для реакции  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$  проводились в [71] для состояний  $^{16}\text{O}$  вплоть до  $E^* = 20,7$  МэВ ( $7^-$ ) и в [96] до  $E^* = 11,10$  МэВ. В работе [71] была проведена нормировка расчетного сечения относительно уровня  $2^-(8,87$  МэВ), в [96] проводилось эффективное нормирование, а именно уменьшение сечения с помощью обрезания суммы парциальных сечений по критическому угловому моменту  $l_C$ . Как показано в [98],

критический угловой момент  $l_C$ , а также полный критический угловой момент  $I_C = I_C + I_a + I_A$  в полуклассическом представлении характеризуют максимальный угловой момент во входном канале, при котором еще может произойти полное слияние начальных ядер, т.е. образоваться составное ядро.

Вклад механизма образования составного ядра в сечение реакции нами рассчитывался по программе CNCOR [41], особенности которой мы рассмотрели в п.4.2. Отметим, что при вычислении общей ширины распада  $g(I_f)$  составного ядра во все открытые каналы (формула (31)), суммировался вклад отдельных известных дискретных уровней, а вклад непрерывного спектра вычислялся путем интегрирования по энергии с учетом плотности уровней, начиная с энергии  $E_C$ , которая определяет границу непрерывного спектра. Конкретное значение  $E_C$  соответствует той энергии возбуждения ядра, при которой становится возможным отделение одной из частиц ядра. Обрезания по ираст-линии проводились с учетом соотношения  $E_I = Y \cdot I(I+1)$ , где  $Y = \frac{2h}{F_{мс}}$ ,  $F_{мс} = \frac{2}{5} r_0^2 A^{5/3}$  — момент инерции твердого тела.

Для описания плотности уровней ядра применялась модель ферми-газа с параметрами, предложенными в работе [47]. Все использованные параметры для вычисления общей ширины распада, плотности уровней, а также оптические потенциалы приведены в табл.3.

Отправной точкой вычислений является расчет сечения реакции для возбужденного состояния  $2^-$  (8,87 МэВ) в  $^{16}\text{O}$ , заселение которого с помощью прямых одноступенчатых механизмов запрещено правилами отбора. Определив таким образом параметры модели, мы провели расчеты сечений некоторых состояний в  $^{16}\text{O}$  в предположении, что для данной энергии налетающих частиц критический угловой момент  $l_C$  не превышает  $12h$  [96].

На рис.5 представлены рассчитанные нами по статистической модели дифференциальные сечения (точечные кривые) реакции  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$  в сравнении с экспериментальными данными из работы [71]. Характерное статистическое угловое распределение тритонов с возбуждением уровня  $2^-$  (8,87 МэВ) хорошо воспроизводится как по форме, так и по абсолютной величине. Кроме того, наши вычисления могут объяснить дифференциальные сечения на больших углах  $\theta_t$  для тех состояний, которые являются сильнозаселенными на передних углах. Однако сечения на малых углах  $\theta_t$  не могут быть объяснены в рамках статистической теории, и для их описания требуется привлечение теории прямых реакций.

Таблица 3. Параметры оптических потенциалов и параметры для вычислений в формализме Хаузера — Фешбаха

Канал	$V$ , МэВ	$R_V$ , фм	$a_V$ , фм	$W_I$ , МэВ	$R_I$ , фм	$a_I$ , фм	Тип	$R_{кул}$ , фм	$a$ , МэВ <sup>-1</sup>	$\Delta$ , МэВ	$Y$	$E_c$ , МэВ
$n + {}^{18}\text{F}$	38,62	3,380	0,660	7,93	3,284	0,480	sur	0,00	2,818	0,00	0,27	5,86
$p + {}^{18}\text{O}$	35,43	3,280	0,650	13,50	3,284	0,470	sur	3,28	3,167	6,73	0,27	8,38
$d + {}^{17}\text{O}$	89,27	2,707	0,752	6,52	3,500	0,812	sur	3,34	2,630	2,30	0,30	6,02
$t + {}^{16}\text{O}$	170,00	2,870	0,723	20,00	4,030	0,800	vol	3,125	1,890	4,37	0,33	10,4
$\alpha + {}^{15}\text{N}$	130,00	3,380	0,625	44,92	3,377	0,350	vol	3,45	2,558	0,28	0,37	11,5
${}^5\text{He} + {}^{15}\text{N}$	17,36	5,560	0,450	3,48	5,560	0,450	vol	3,13	2,030	0,00	0,41	8,63
${}^5\text{Li} + {}^{14}\text{C}$	17,18	5,560	0,450	3,43	5,560	0,450	vol	3,05	2,177	3,23	0,41	8,87
${}^6\text{Li} + {}^{13}\text{C}$	234,00	2,770	0,760	10,30	4,580	0,640	sur	5,87	2,372	3,44	0,47	8,21
${}^7\text{Li} + {}^{12}\text{C}$	245,00	2,770	0,759	14,70	4,580	0,909	vol	2,98	1,050	10,33	0,53	11,2
${}^8\text{Be} + {}^{11}\text{B}$	26,20	5,280	0,950	25,00	5,280	0,950	vol	5,55	1,674	3,02	0,62	10,1

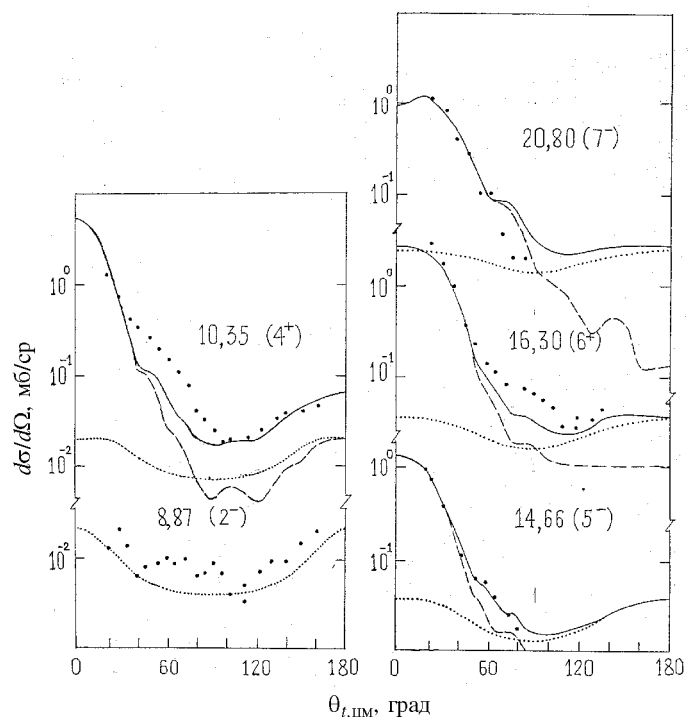


Рис.5. Дифференциальные сечения реакции  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}^*$  при  $E_{\text{Li}} = 38$  МэВ. Суммарное теоретическое сечение — сплошные, вклад механизма прямой  $\alpha$ -передачи — штриховые, вклад механизма образования составного ядра — точечные кривые. Экспериментальные точки — данные работы [71]

Расчеты характеристик реакции  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$  для механизма прямой  $\alpha$ -передачи проводились по методу искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия (МИВОКОР) с помощью программы OLYMP-5 [41]. Основное внимание было уделено исследованию высоколежащих квазистационарных  $\alpha$ -кластерных состояний в  $^{16}\text{O}$ , принадлежащих вращательным полосам с  $K^\pi = 0^+$  и  $0^-$ .

Проведенный нами ранее [99] анализ этой реакции при энергии налетающих ионов  $^7\text{Li}$ , равной 21 МэВ, для основного состояния и состояния  $4^+$  (10,35 МэВ) показал, что из двух одноступенчатых прямых механизмов, свя-

занных с развалом  ${}^7\text{Li}$ , наиболее существенным является кластерный срыв, а тяжелое замещение подавлено на несколько порядков. При рассматриваемых более высоких энергиях ионов  ${}^7\text{Li}$  этот вывод сохраняется, поэтому дальнейшие расчеты мы будем проводить только для механизма кластерного срыва  $\alpha$ -частицы.

Рассмотрим, как влияет выбор волновых функций относительного движения кластеров на дифференциальное сечение и функцию угловой корреляции, а также сравним значения спектроскопических факторов  $S_l^\alpha$ , полученных в п.5.2 и при расчете сечений реакции.

Кластерная волновая функция  ${}^7\text{Li}$  и ее перекрывание с потенциалом  $\alpha + t$ -взаимодействия детально исследовалась многими авторами. В том числе в работе [100] проведено сравнение функций перекрывания  $\Phi(\mathbf{r}_{bx}) = \langle \Phi_b \Phi_x | V_{bx} | \Phi_a \rangle_{\mathbf{r}_{bx}}$  потенциала  $V_{bx}$  взаимодействия ядер  $b$  и  $x$  с внутренними волновыми функциями  $\Phi$  ядер, вычисленных в микроскопической модели генераторных координат с различными нуклон-нуклонными силами и в DWBA с использованием локальных феноменологических потенциалов и функций связанных состояний. Кроме того, сравнивались сечения реакции  ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, t){}^{16}\text{O}$ , вычисленные в DWBA с феноменологическими и микроскопическими потенциалами. Расчеты показали, что, несмотря на значительные различия в поведении  $\Phi(\mathbf{r}_{bx})$ , сечения, рассчитанные с различными потенциалами, удивительно хорошо согласуются между собой, особенно в передней полусфере вылета тритонов. Только при больших углах  $\theta_t$  наблюдаются расхождения как по величине, так и по форме сечений. Сравнение результатов наших расчетов с результатами, приведенными в [100], подтвердило сделанный там вывод о слабой чувствительности сечения реакции  ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, t){}^{16}\text{O}$  в передней полусфере к выбору параметров  $\alpha - t$ -взаимодействия, и обосновало возможность применения параметров, подобранных нами ранее при анализе реакций с  $\alpha$ -частицами на ядрах лития [101]:  $V_0 = 46$  МэВ,  $R_0 = 3,18$  фм,  $a = 0,9$  фм. Соответствующий  $\alpha - t$ -спектроскопический фактор в дальнейших расчетах был взят, как и в работе [71], равным 0,95. Параметры потенциала и волновой функции связанного состояния  $\alpha + {}^{12}\text{C}$  в ядре  ${}^{16}\text{O}$  приведены в табл.1.

На рис.5 представлены теоретические дифференциальные сечения (сплошные линии) в сравнении с экспериментальными данными из работы [71] (кружки). Как видно из рис.5, угловые распределения тритонов для состояний в  ${}^{16}\text{O}$ , принадлежащих полосам  $K^\pi = 0^+$  и  $0^-$ , определяются в передней полусфере углов  $\theta_t$  механизмов срыва  $\alpha$ -частичного кластера. При

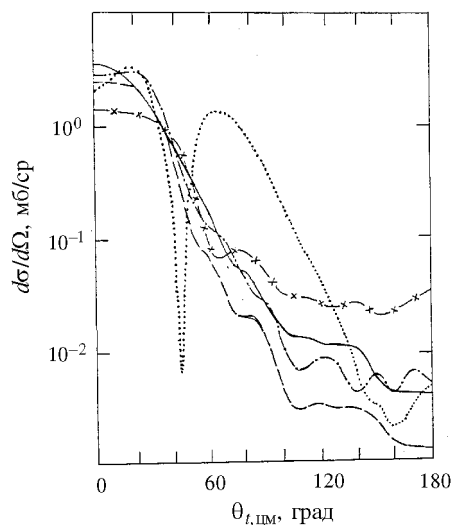


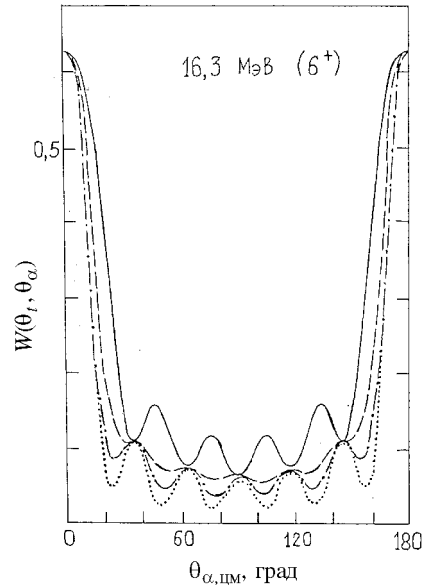
Рис.6. Дифференциальное сечение реакции  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}^*$ ,  $I_f = 6^+$  (16,30 МэВ), при  $E_{\text{Li}} = 38$  МэВ. Расчет по МИВОКОР для механизма прямой передачи  $\alpha$ -частицы с разными параметрами ОП из табл.4. Кривые: сплошная – для варианта 1, штриховая – вариант 1 (слабосвяз. волновая функция), штрихпунктирная – вариант 2, кривые с крестами – для варианта 2 (слабосвяз. волновая функция), точечная – для приближения плоских волн

углах  $\theta_t > 90^\circ$  основной вклад вносит статистический механизм образования составного ядра. Наиболее плохое согласие с экспериментом существует в области средних углов вылета тритона, что может быть связано с неучтенной примесью промежуточных между прямыми и статистическими процессами.

Проведенное нами исследование роли оптических потенциалов, «искажающих» входящую и выходящую плоские волны в случае образования сильновозбужденного конечного ядерного состояния, показало, что рассчитанные дифференциальные сечения данной реакции для механизма прямой передачи  $\alpha$ -кластера проявили слабую чувствительность к значительному изменению параметров модели.

Проиллюстрировать это утверждение можно на примере расчета дифференциального сечения реакции для уровня  $6^+$  (16,30 МэВ) (рис.6). Дифференциальные сечения, представленные на рис.6, рассчитаны в МИВОКОР для механизма срыва  $\alpha$ -частицы и отнормированы на эксперимент. Из рис.6 видно, что форма углового распределения тритонов при углах  $\theta_t < 90^\circ$  мало чувствительна к сильному ослаблению и даже полному «выключению» взаимодействия в выходном канале, а также к уменьшению глубины  $V_0$  действительной части оптического потенциала во входном канале. Сечение на углах  $\theta_t > 90^\circ$  более чувствительно к выбору параметров, в частности, уменьшение глубины  $W_0$  мнимой части, т.е. ослабление поглощения во входном канале приводит к значительному повышению сечения в задней полусфере вылета тритонов. Однако на углах  $\theta_t > 90^\circ$  значительную или даже основную роль играют другие, не прямые механизмы реакции. Отметим, что сечение,

Рис.7. Функции угловой  $t-\alpha$ -корреляции в реакции  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}^*(\alpha)^{12}\text{C}$ ,  $E_{\text{Li}} = 45$  МэВ. Расчет по МИВОКОР для механизма прямой передачи  $\alpha$ -частицы с разными наборами параметров ОП из табл.4. Кривые: сплошная – для варианта 1, штриховая — для варианта 2, штрихпунктирная — для варианта 3, точечная — для приближения плоских волн



рассчитанное в ППВ, а также при наличии только кулоновского взаимодействия во входном и выходном каналах кардинально отличается от экспериментального. Приведенные на рис.5 сечения имеют различные абсолютные значения, что видно из представленных в табл.4 спектроскопических факторов, полученных в результате нормировки суммарного (прямой плюс статистический механизм) сечения к экспериментальному. Значения  $S_l$  систематически убывают по мере ослабления ядерного взаимодействия.

Отметим также, что рассчитанные дифференциальные сечения мало чувствительны и к замене гамовских волновых функций относительного движения на слабосвязанные волновые функции с фиктивной энергией связи  $\mathcal{E}_{\text{св}} = -0,1$  МэВ.

Таким образом, основываясь только на анализе угловых распределений, невозможно дать четкий критерий для выбора параметров оптических потенциалов, функций относительного движения и, в конечном счете, спектроскопического фактора  $S_l$ .

Перейдя к анализу функций угловой  $t-\alpha$ -корреляции, мы наблюдаем качественное изменение ситуации.

На рис.7 приведены ФУК для уровня  $6^+$  (16,30 МэВ), рассчитанные при  $E_{\text{Li}} = 45$  МэВ в тех же приближениях, что и дифференциальные сечения, представленные на рис.6. Из рис.7 видно, что получить удовлетворительное согласие с экспериментом удастся при отсутствии в выходном канале не только ядерного, но и кулоновского взаимодействия, т.е. в приближении плоских волн в выходном канале, а также при ослаблении ядерного взаимодействия во входном канале.

Наши расчеты показали, что функции угловой  $t - \alpha$ -корреляции являются величинами, значительно более чувствительными к «искажениям» плоских волн при образовании высоколежащих состояний, чем дифференциальные сечения. В то же время заселенность магнитных подуровней состояния с моментом  $I_f$ , которая в нашем случае на основе формулы (24) определяется следующим образом:

$$P_{M_f}^{I_f} = \frac{\sum_{M_2} |\mathbf{M}_{I_f M_2 M_f}|^2}{\sum_{M_2 M_f} |\mathbf{M}_{I_f M_2 M_f}|^2}, \quad (48)$$

непосредственно связана с поведением ФУК и также чувствительна к выбору взаимодействия во входном и выходном каналах.

Как было показано в п.5.1, в ППВ в реакциях прямой  $\alpha$ -передачи на ядрах с нулевым спином при  $\theta = 0^\circ$ , в выражении (40) для  $\mathbf{M}_{I_f M_2 M_f}$  остается

только слагаемое с  $M_2 = M_f = 0$ . При этом  $P_{M_f}^{I_f} = P_0^{I_f} = 1$ , т.е. заселена только проекция спина вылетающей частицы, равная нулю, а ФУК пропорциональна квадрату полинома Лежандра порядка  $I_f$ . Таким образом, степень заселенности нулевой проекции момента  $I_f$  характеризует полиномиальное поведение ФУК при  $\theta = 0^\circ$ .

В табл.4 представлены результаты расчетов заселенности  $P_{M_f}^{I_f}$  для  $M_f = 0$  ( $P_0$ ), выполненные с различными параметрами оптических потенциалов (ОП), с использованием гамовских или слабосвязанных волновых функций для высоколежащих состояний в ядре  $^{16}\text{O}$  при энергии  $E_{Li}$ , равной 38 и 45 МэВ соответственно. В тех случаях, когда  $P_0$  ( $\theta_t = 0$ ) больше 50%, форма  $W(0, \theta_\alpha)$  приближается к виду, пропорциональному  $[P_{I_f}(\cos \theta_\alpha)]^2$ .

Расчеты проводились в следующих вариантах: 1) с использованием ОП из табл.3 во входном и выходном каналах реакции, 2) ОП во входном и отсутствие ОП в выходном канале, 3) ОП во входном и плоские волны в выходном канале, а также двух- (4), (5) и четырехкратное (6) ослабление ОП во входном канале реакции и отсутствие ОП (4) или плоские волны (5), (6) в выходном канале реакции.

Функции угловой корреляции для состояния  $4^+$  (10,35 МэВ) при  $E_{Li} = 38$  и 45 МэВ в присутствии ОП имеют гладкую, почти не осциллирую-



Таблица 4. Зависимость спектроскопического фактора  $S_l$  и заселенности нулевой проекции  $P_0$  ( $\theta_t = 0^\circ$ ) от глубины действительной  $V_0$  и мнимой  $W_0$  части ОП во входном и выходном каналах реакции  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}^*$  при  $E_{\text{Li}} = 38$  и  $45$  МэВ

№ ОП	$I_f$	$E^*$ , МэВ	Тип $\Psi(^{16}\text{O})$	38 МэВ		45 МэВ
				$S_l$	$P_0, \%$	$P_0, \%$
1	$4^+$	10,35	гамов.	3,00	52,6	56,7
1			слабосв.	2,50	37,3	49,5
2			гамов.	1,80	76,5	85,0
2			слабосв.	1,00	63,9	70,9
3			гамов.	1,30	86,5	91,2
1	$5^-$	14,66	гамов.	0,46	18,5	39,6
1			слабосв.	1,00	18,7	30,0
2			гамов.	0,26	44,0	76,9
2			слабосв.	0,36	32,3	49,1
3			гамов.	0,21	61,0	82,0
1	$6^+$	16,30	гамов.	1,23	27,1	35,6
1			слабосв.	1,60	11,7	22,4
2			гамов.	0,59	30,2	54,3
2			слабосв.	0,80	18,5	32,6
3			гамов.	0,56	47,9	66,3
4			гамов.	0,53	35,7	66,9
5			гамов.	0,50	59,5	76,3
5			слабосв.	0,75	42,0	71,0
1	$7^-$	20,80	гамов.	0,80	7,3	12,8
3			гамов.	0,19	12,6	41,3
5			гамов.	0,10	23,8	57,3
6			гамов.			69,6

щую форму. Если ОП в выходном канале нет, то ФУК для  $I_f = 4^+$  приобретают полиномиальную форму, дифференциальное сечение при этом достаточно хорошо описывает экспериментальные точки (см. рис.5), а спектроскопический фактор, полученный из нормировки теоретического сечения к экспериментальному (табл.4, вариант 2), равный 1,8 для гамовских волновых функций, хорошо согласуется с  $S$ -фактором табл.1, равным 1,6.

Для более высоколежащего состояния  $5^-$  (14,66 МэВ) полиномиальная форма ФУК при  $E_{\text{Li}} = 45$  МэВ достигается в отсутствие ядерного взаимодействия в выходном канале (на рис.8,а расчетная кривая соответствует

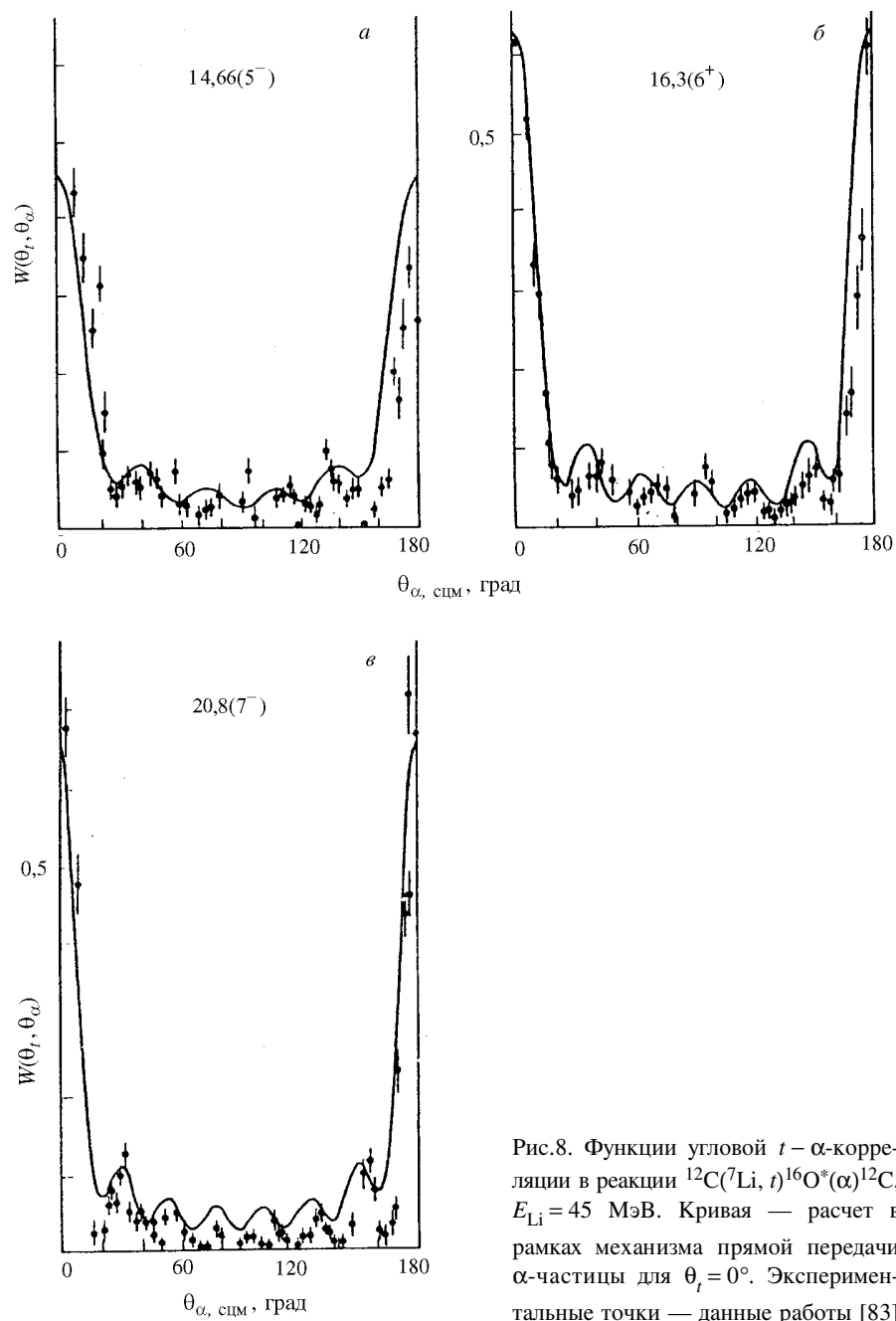


Рис.8. Функции угловой  $t-\alpha$ -корреляции в реакции  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}^*(\alpha)^{12}\text{C}$ ,  $E_{\text{Li}} = 45$  МэВ. Кривая — расчет в рамках механизма прямой передачи  $\alpha$ -частицы для  $\theta_t = 0^\circ$ . Экспериментальные точки — данные работы [83]

варианту 2 из табл.4), а при  $E_{Li} = 38$  МэВ только в приближении плоских волн в выходном канале. Форма и величина дифференциального сечения при этом мало изменяются. Теоретическое угловое распределение для состояния  $5^-$ , представленное на рис.5, соответствует варианту 3 из табл.4 и  $S_l = 0,21$ .

Функции угловой корреляции для состояния  $6^+$  (16,30 МэВ) при  $E_{Li} = 45$  МэВ, представленные на рис.8,б, соответствуют вариантам 3 и 4 из табл.4. Видно, что получить удовлетворительное согласие с экспериментом удастся только в том случае, если ядерное взаимодействие отсутствует в выходном канале и ослаблено во входном канале. При  $E_{Li} = 38$  МэВ полиномиальная форма ФУК достигается, когда используется ППВ в выходном канале, а во входном канале ядерное взаимодействие ослаблено более чем в два раза (вариант 5 из табл.4). Дифференциальное сечение для состояния  $6^+$  на рис.5, соответствующее этому варианту, имеет спектроскопический фактор  $S_l = 0,50$ .

Для наиболее высоколежащего  $\alpha$ -кластерного состояния  $7^-$  (20,8 МэВ) полиномиальную форму ФУК и заселенность  $P_0^7 \approx 70\%$  при  $E_{Li} = 45$  МэВ можно получить при значительном уменьшении глубины  $V_0$  действительной части оптического потенциала во входном канале и при отсутствии ядерного и кулоновского взаимодействий в выходном канале. Дифференциальное сечение при  $E_{Li} = 38$  МэВ для таких параметров существенно отличается от экспериментального. Теоретическое дифференциальное сечение для уровня  $7^-$  (рис.5) можно получить в том случае, если во входном канале учитывается оптический потенциал, а в выходном канале его нет (это соответствует варианту 3 из табл.4 и  $S_l = 0,19$ ). При  $E_{Li} = 38$  МэВ нулевая проекция спина заселена только на 12%, а ФУК не имеет максимума при  $\theta_l = 0$ , то есть не описывается квадратом полинома Лежандра.

На основании этого анализа можно сделать следующие выводы.

1. Чтобы описать наблюдаемую полиномиальную форму ФУК при  $E_{Li} = 45$  МэВ для высоколежащих состояний в  $^{16}\text{O}$ , необходимо предположить ослабление ядерного взаимодействия во входном и выходном каналах реакции. Степень ослабления зависит от уровня возбуждения конечного ядра: при увеличении энергии возбуждения уровня наблюдается не только ослабление, но и отсутствие ядерного взаимодействия в выходном канале, а для наиболее высоколежащих состояний в  $^{16}\text{O}$  ( $I_f > 5$ ) наблюдается все большее ослабление ОП также и во входном канале реакции.

2. При более низкой энергии налетающих ионов  $E_{Li} = 38$  МэВ для тех же высоколежащих состояний в  $^{16}O$  полиномиальная форма ФУК может быть получена только при большем ослаблении ядерного взаимодействия, чем при  $E_{Li} = 45$  МэВ. В этом случае возможно также достаточно адекватное описание дифференциальных сечений. Однако для  $\alpha$ -кластерного состояния  $7^-$  (20,8 МэВ) в  $^{16}O$  адекватное описание дифференциального сечения и полиномиальную форму ФУК для  $\theta_t = 0$  при  $E_{Li} = 38$  МэВ получить невозможно. Таким образом, мы предполагаем, что для этого состояния (ввиду отсутствия данных при этой энергии для  $(^7Li, t)$ -реакции) существует подавление интенсивности первого максимума в функции  $\alpha - t$ -корреляции, аналогичное наблюдаемому в реакции  $(^6Li, d)$  [81].

3. Использование гамовских волновых функций вместо слабосвязанных заметно улучшает согласие рассчитанных ФУК с экспериментом. Применение же слабосвязанных волновых функций при  $E_{Li} = 38$  МэВ возможно только для состояния  $4^+$  (10,35 МэВ), а для более высоколежащих состояний с  $I_f = 5^-, 6^+$  и  $7^-$  является некорректным, поскольку требует введения ППВ как в выходном, так и во входном каналах.

Таким образом, проведенный анализ дает основание говорить о том, что, во-первых, заселенность  $P_0$  и форма ФУК в реакциях  $(^7Li, t)$  зависит от энергии налетающего ядра (это можно проверить экспериментально, хотя до сих пор данных по ФУК при различных энергиях лития нет), во-вторых, для реакции  $\alpha$ -передачи с образованием высоколежащих кластерных состояний сила взаимодействия во входном канале зависит от степени возбуждения ядра, а для определенного возбужденного состояния — от энергии налетающего иона.

Сравнивая спектроскопические факторы  $S_l$  отделения  $\alpha$ -частицы от ядра  $^{16}O$  в высоколежащих состояниях, полученные модельным способом при расчете гамовских волновых функций (табл.1) и из сопоставления теоретических и экспериментальных сечений (табл.4), можно отметить, что в обоих случаях разброс их значений невелик, хотя полученные из сравнения с экспериментом значения  $S_l$  в несколько раз меньше, чем модельные. Для наиболее низколежащего из рассматриваемых — уровня  $4^+$  (10,35 МэВ) (успешное описание характеристик реакции в этом случае, как отмечалось выше, возможно и при использовании обычной «слабосвязанной» волновой функции) оба полученных значения  $S_l$  являются наиболее близкими.

Проведенный комплексный анализ дифференциальных сечений и функций угловой  $t - \alpha$ -корреляции из реакции  $^{12}C(^7Li, t)^{16}O^*(\alpha)^{12}C$  с образо-

ванием высоколежащих  $\alpha$ -кластерных состояний в  $^{16}\text{O}$  показал, что в этой реакции отчетливо проявляются черты квазиупругого механизма, ответственного за образование быстрых фрагментов в реакции  $\alpha$ -передачи. Его интерпретация возможна в рамках спектаторной модели [102,103], в которой не учитывается взаимодействие вылетающего фрагмента (в нашем случае тритона) с образованной в конечном состоянии системой  $(x + A)$ , т.е. с ядром  $^{16}\text{O}$ . Это свойство реакции  $(^7\text{Li}, t)$ , связанное с ярко выраженной кластерной структурой ядра  $^7\text{Li}$ , отмечалось ранее при изучении угловых корреляций в реакции  $^{16}\text{O}(^7\text{Li}, t)^{20}\text{Ne}(\alpha)^{16}\text{O}$  [13], а также в работе [74]. Естественно, что при усилении возбуждения конечного ядра спектаторные свойства вылетающего фрагмента более проявляются, вплоть до того, что его волновая функция становится плоской волной.

Следует отметить другую особенность рассмотренного процесса. При увеличении энергии возбуждения конечного ядра ослабляется не только взаимодействие между ним и вылетающей частицей, также ослабляется и взаимодействие во входном канале. На это указывает поведение функции угловой  $t$ - $\alpha$ -корреляции при малых углах вылета тритона. Дифференциальные сечения реакции, рассчитанные с учетом такого уменьшения глубины оптического потенциала во входном канале, также удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Для DWBA как стационарной модели ядерной реакции, в которой схема протекания реакции разделена на три не связанных между собой этапа: входной канал, мгновенное воздействие и выходной канал, такой результат может показаться парадоксальным. Мы видим, что вторая стадия реакции — образование возбужденной системы  $(x + A)$  влияет на взаимодействие на первой стадии  $a + A$  во входном канале. По-видимому, здесь речь идет о переходе от стационарного описания реакции к динамическому, явно учитывающему временную зависимость взаимодействия. В процессе сильного возбуждения ядра возникает следующий механизм самовоздействия. Налетающий ион, находясь в поле ядра, меняет его самосогласованный потенциал, который вновь действует на налетающий ион. В стационарной картине мы модулируем этот механизм путем уменьшения глубины оптического потенциала во входном канале относительно тех параметров ОП, которые получены для упругого рассеяния ионов и пригодны для описания взаимодействия со слабозбужденными системами.

Понятно, что такой механизм самовоздействия зависит от энергии налетающего иона, именно с ним связана довольно значительная энергетическая зависимость полученных в расчете функций угловой корреляции.

**6. ИССЛЕДОВАНИЕ СТАТИСТИЧЕСКОГО И ПРЯМОГО  
МЕХАНИЗМОВ В РЕАКЦИИ  $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, d)^{24}\text{Mg}$   
МЕТОДОМ УГЛОВЫХ  $d-\alpha$ -КОРРЕЛЯЦИЙ**

Первые результаты по исследованию ядерных реакций, вызванных ускоренными ионами азота при энергиях налетающих частиц до 100 МэВ, на ядрах  $1p$ -,  $2s-1d$ -оболочек, выполненные в начале 70-х годов [104,105], трактовались как реакции передачи больших групп нуклонов. Тем не менее на основании дальнейшего анализа спектров, функций возбуждения и угловых распределений, и, в частности, наблюдения корреляций резонансоподобной структуры в функциях возбуждения из упругого рассеяния и из реакций, был сделан вывод о доминирующей роли механизма образования составного ядра в этих реакциях [38,106,107].

Основное внимание в статистической модели образования составного ядра в формализме Хаузера — Фешбаха уделялось понятию критического углового момента во входном канале  $I_{\text{кр}}$  как предельного углового момента, возможного при слиянии двух ядер [98,108]. Введение  $I_{\text{кр}}$  в расчеты позволило получить количественное согласие теоретических вычислений с экспериментальными данными. Данная интерпретация механизма реакций, вызванных ионами азота в широком диапазоне налетающих энергий, является разумной и вполне очевидной, ввиду большого числа открытых каналов распада и высокой плотности уровней составного ядра.

Однако уже при анализе дифференциальных сечений реакций в широкой области углов вылетающих частиц в работе [107] и далее в [109] отмечалось наличие слабо осциллирующей структуры угловых распределений. Так, в реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, d)^{24}\text{Mg}$  гладкую, симметричную относительно  $90^\circ$  форму имеют только дифференциальные сечения для состояний  $5,23 (3^+)$  и  $7,75 (7^+)$ ,  $81 (1^+, 5^+)$  в  $^{24}\text{Mg}$  [107], заселенность которых действительно не связана с процессами прямой передачи группы нуклонов вследствие ограничений, вызванных правилами отбора по спину и четности. Это говорит о том, что расчет по статистической модели образования составного ядра описывает только гладкий фон, на который накладываются осцилляции или нерегулярности, связанные с другими механизмами реакции, вклад которых может быть сопоставим с вкладом механизма составного ядра.

Новая волна интереса к реакциям, вызванным ионами азота, была связана с появлением достаточно противоречивых данных о поведении функций угловой  $d-\alpha$ -корреляции (ФУК) в реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, d)^{24}\text{Mg}(\alpha)^{20}\text{Ne}$  [14,15]. Для одного из состояний в  $^{24}\text{Mg}$ , а именно для уровня 13,45 МэВ ( $6^+$ ), в работе [14] были обнаружены осцилляции ФУК, форма которых

хорошо описывалась квадратом полинома Лежандра 6-го порядка, что было интерпретировано как непосредственное доказательство образования этого состояния путем прямой передачи 12 нуклонов. Несмотря на то, что результаты измерений ФУК в работе [15] не обнаружили выраженных осцилляций и не подтвердили вывода о прямом механизме образования некоторых уровней в  $^{24}\text{Mg}$ , консенсус между этими экспериментальными группами был найден в проведенных совместно измерениях ФУК, результаты которых были недавно опубликованы в работе [16].

Проведенные измерения [16] угловой  $d$ – $\alpha$ -корреляции в реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, d)^{24}\text{Mg}(\alpha)^{20}\text{Ne}$  для состояния 13,45 МэВ ( $6^+$ ) в  $^{24}\text{Mg}$  достоверно подтвердили существование осцилляций ФУК, не имеющих полного объяснения в модели составного ядра. Авторы интерпретировали свои результаты как проявление механизма прямой передачи ядра  $^{12}\text{C}$  в первом возбужденном состоянии  $2^+$ . Проблема теоретического объяснения осцилляций ФУК с помощью механизма прямой массивной передачи поставлена достаточно давно, и до настоящего времени этот вопрос нельзя считать закрытым. Очевидно, что исследование ФУК в реакциях массивной передачи является одним из наиболее перспективных направлений физики ядерных реакций.

В работе [109] в качестве первого шага последовательного изучения механизма реакций, вызванных ионами азота, были проведены измерения угловых распределений дейтронов из реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, d)^{24}\text{Mg}$  и расчеты по МИВ и формализме Хаузера — Фешбаха с параметрами, полученными в [107]. Проведенный анализ показал, что рассчитанные кривые, полученные в модели Хаузера — Фешбаха, в среднем воспроизводят экспериментальные данные. Однако для низколежащих уровней сечение Хаузера — Фешбаха, как правило, завышено (особенно в области малых углов), а для высоколежащих уровней значительно меньше экспериментального. Расчеты в рамках EFR DWBA по программе LOLA [58] для механизма прямой передачи углерода показали, что в этом случае угловые распределения обладают более богатой структурой и в ряде случаев более успешно воспроизводят экспериментальные данные, в особенности в области малых углов. Однако без оценки спектроскопических множителей сделать окончательные выводы невозможно.

В работе [99] мы продолжили анализ этой реакции по МИВОКОР с целью довести достигнутое в работе [109] качественное согласие с экспериментом до количественного уровня и получить спектроскопическую информацию. Для этого была проведена оценка приведенных ширин в модели оболочек с промежуточной связью для вершины  $^{14}\text{N} \rightarrow ^{12}\text{C} + d$  с орбитальным моментом относительного движения дейтрона  $\Lambda_2$ , равным 0 и 2. Вообще говоря, в МИВОКОР в матричном элементе (22) амплитуды этих двух

состояний складываются когерентно. Однако, если учитывать передачу  $^{12}\text{C}$  в основном состоянии с  $I_C = 0$ , то сложение компонент с  $\Lambda_2 = 0$  и 2 при любом значении спина  $I_f$  конечного ядра  $^{24}\text{Mg}$  можно проводить некогерентно. В этом случае упрощается выражение для структурных множителей

$$\Theta_{l\Lambda_1\Lambda_2 I_1 I_2 I_C=0} = \Theta_{\Lambda_1 I_1 I_C=0}^{B \rightarrow A+C} \Theta_{\Lambda_2 I_2 I_C}^{a \rightarrow b+C} (-1)_{l+\Lambda_1+\Lambda_2} \times \\ \times \sqrt{\frac{2l+1}{(2\Lambda_1+1)(2\Lambda_2+1)}} \delta_{\Lambda_1 I_1} \delta_{\Lambda_2 I_2}, \quad (49)$$

где  $\Theta_{\Lambda_1 I_1 I_C=0}^{B \rightarrow A+C}$ ,  $\Theta_{\Lambda_2 I_2 I_C=0}^{a \rightarrow b+c}$  — приведенные ширины, способы вычисления которых подробно изложены в [6,33,34]. При этом орбитальный момент относительного движения ядер углерода  $\Lambda_1$  равен  $I_f$ , а сечение определяется суммой парциальных сечений с различными переданными орбитальными моментами в соответствии с правилами отбора (21). Из сравнения рассчитанных сечений с экспериментом [109] были выделены значения квадратов приведенных ширин  $\Theta_{\Lambda_1}^{^{24}\text{Mg} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}}$  для  $\Lambda_1 = 0$  и 6. Расчеты

показали, что большие значения приведенных ширин для отделения  $^{12}\text{C}$  от магния, а также возможность передать как осциллирующее угловое распределение для основного состояния, так и гладкое (за счет многих парциальных сечений с разными  $l$ ) для состояния  $6^+$  (13,4 МэВ), дают возможность достаточно обоснованно рассматривать механизм реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, d)^{24}\text{Mg}$  как массивную передачу большой группы нуклонов.

Дальнейшие теоретические исследования этой реакции были посвящены более детальному определению вклада механизма составного ядра, а также возможности описания наблюдаемых осцилляций ФУК.

Так, в работе [110] был проведен анализ не только дифференциальных сечений, но и функций угловой корреляции в реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, d)^{24}\text{Mg}(\alpha)^{20}\text{Ne}$  при энергии налетающего иона азота  $E_{^{14}\text{N}} = 29$  и 35 МэВ в лабораторной системе с целью определения количественной доли механизма образования составного ядра.

На основе формализма, рассмотренного в п.4.2, и с помощью программы CNCOR [41] были проведены расчеты спин-тензоров матрицы плотности, заселенностей магнитных подуровней конечных ядер, а также функций угловой корреляции конечных частиц в статистической модели составного ядра.



Известно, что расчеты по статистической модели составного ядра весьма чувствительны к выбору параметров оптических потенциалов. Тем не менее, если оптические потенциалы хорошо описывают угловые распределения упругорассеянных частиц при данной энергии, то замена одного набора параметров другим не ведет к существенному изменению поперечного сечения. При вариации параметров оптического потенциала сохраняется общая форма сечения — максимумы вперед, назад, симметричные относительно  $\theta = 90^\circ$ , а изменяется лишь абсолютное значение дифференциального сечения в пределах 30—40%. Наши предыдущие расчеты показали, что качественное изменение формы дифференциального сечения возможно при варьировании параметров спин-орбитального взаимодействия [40]. В данных расчетах использовались параметры оптических потенциалов из работ [107,111] (см. табл.5).

Абсолютное сечение реакции, рассчитанное по модели Хаузера — Фешбаха, наиболее существенно зависит от величины  $g(I)$  — общей ширины распада составного ядра во все открытые каналы, которая, в свою очередь, сильно зависит от таких параметров, как плотность уровней  $\rho(E^*, I)$  и критический угловой момент  $I_{кр}$ . При вычислении  $\rho(E^*, I)$  наиболее существенны два параметра: параметр плотности уровней  $a$  и парные энергии  $\Delta$ . Параметр  $a$  входит в формулу (34) под знаком экспоненты, поэтому его влияние особенно велико. Так, при увеличении  $a$  примерно на 20% абсолютное значение сечения уменьшается более чем в три раза.

Увеличение парных энергий  $\Delta$  для наиболее важных каналов реакции (соответствующие значения  $\Delta$  вычислены в работах [45,47,48]) приводит к увеличению сечения взаимодействия. Наши расчеты показали, что неопределенность в 1—2 МэВ в выборе граничной энергии  $E_C$  мало сказывается на абсолютном значении сечения. Это объясняется тем, что вклад непрерывного спектра в общую ширину распада  $g(I)$  значительно превышает вклад дискретного спектра и близок к максимально возможному. Использование выражения (36) для оценки ираст-линии ведет к неопределенности вычислений из-за неоднозначности выбора радиуса ядра и его момента инерции. В программе выбрана модель, в которой момент инерции ядра равен моменту инерции сферического твердого тела  $F_{ТВ}$  с массой  $m_A$  и радиусом  $R = 1,25 A^{1/3}$  фм. Некоторые авторы выбирают радиус ядра несколько больше или момент инерции ядра, несколько отличающийся от  $F_{ТВ}$ , например,  $R = 1,4A^{1/3}$  фм и  $F = 0,8 F_{ТВ}$  [47] или  $R = 1,5A^{1/3}$  фм, а  $F = 0,7-0,8 F_{ТВ}$  [38]. Увеличение радиуса ядра ведет к увеличению момента инерции и, как следствие, к увеличению плотности высокоспиновых уровней в остаточных ядрах и к уменьшению сечения взаимодействия для отдельного состояния.

**Таблица 5. Параметры оптических потенциалов  
и параметры для вычислений в формализме Хаузера — Фешбаха**

Канал	$V$ , МэВ	$R_V$ , фм	$a_V$ , фм	$W_I$ , МэВ	$R_I$ , фм	$a_I$ , фм	Тип по- тенц.	$R_{\text{кул}}$ , фм	$a$ , МэВ <sup>-1</sup>	$\Delta$ , МэВ	$Y$	$E_C$ , МэВ	Число дискр. уровней
$\alpha + {}^{22}\text{Na}$	53,15	4,33	0,58	10,80	4,33	0,580	об.	3,36	4,00 3,67	0,00	0,194	4,36	19
$p + {}^{25}\text{Mg}$	53,00	3,71	0,66	6,60	3,50	0,660	об.	3,71	4,56 4,17	2,46	0,157	5,01	18
$n + {}^{25}\text{Al}$	40,00	3,65	0,70	11,00	3,65	0,700	об.	0,00	4,56 4,17	2,67	0,157	5,07	25
$d + {}^{24}\text{Mg}$	50,00	4,33	0,59	16,00	4,33	0,590	об.	4,33	4,38 4,00	5,13	0,168	10,06	40
${}^{14}\text{N} + {}^{12}\text{C}$	100,00	5,60	0,48	27,00	5,92	0,260	об.	6,58					5
${}^{12}\text{C} + {}^{14}\text{N}$									2,03	0,00	0,412	8,98	18
${}^6\text{Li} + {}^{20}\text{Ne}$	65,50	4,02	0,41	12,00	3,87	1,480	об.	6,79					14
${}^{20}\text{Ne} + {}^6\text{Li}$													6
${}^3\text{He} + {}^{23}\text{Na}$	11,84	5,79	0,45	1,756	5,79	0,450	об.	5,79	3,84	1,35	0,180	5,77	19
${}^5\text{Li} + {}^{21}\text{Na}$	11,62	6,03	0,45	1,690	6,03	0,450	об.	6,03	3,41	2,37	0,210	5,78	35
${}^8\text{Be} + {}^{18}\text{F}$									2,82	0,00	0,270	4,96	23
${}^{18}\text{F} + {}^8\text{Be}$	11,67	6,24	0,45	1,700	6,24	0,450	об.	6,24					3
${}^{10}\text{B} + {}^{16}\text{O}$									3,85	2,46	0,330	8,87	6
${}^{16}\text{O} + {}^{10}\text{B}$	11,07	6,31	0,45	1,510	6,31	0,450	об.	6,31					24
${}^5\text{He} + {}^{21}\text{Na}$	54,40	4,76	0,53	9,80	4,76	0,530	об.	3,92	3,19	2,90	0,210	6,51	50
${}^7\text{Be} + {}^{19}\text{F}^*$	35,40	4,64	1,05	11,50	5,68	0,620	пов.	6,79	2,89	1,28	0,250	4,68	15

\*Тип потенциала поверхностный.

Однако заметный вклад увеличение радиуса ядра и момента инерции будет давать лишь при больших энергиях падающих частиц, когда образуется много высоковозбужденных состояний. При малых энергиях налетающих частиц ( $E_{с.м.} \lesssim 10$  МэВ) изменения параметров на 20—40% слабо сказываются на величине поперечного сечения.

В статистической модели важную роль играет критический угловой момент  $I_{кр}$ , который определяет возможность слияния ядер во входном канале, и образование составного ядра зависит от динамики входного канала и определяет максимальный угловой момент ядра  $I_C$  в данной реакции:  $I_C = I_{кр}$ .

В представлении спина канала спин составного ядра определяется правилами отбора (25), поэтому от  $I_{кр}$  зависит максимальный угловой момент ядра  $I_C$  в данной реакции:  $I_{кр} = I_C^{max} = I_1 + I_a^{max}$ . Чтобы изучить чувствительность абсолютного значения сечения к выбору  $I_{кр}$ , расчеты проводились при разных  $I_a^{max}$ . Вариации  $I_{кр}$  очень сильно сказываются на поперечном сечении. Так, увеличение  $I_{кр}$  на  $1\hbar$  приводит к увеличению сечения примерно на 20%. Чувствительность поперечного сечения к  $I_{кр}$  падает с уменьшением энергии падающих частиц. Более детально зависимость сечения взаимодействия от критического момента для реакций подобного типа изучалась в работах [38,39,108]. Обобщая приведенный выше анализ, заметим, что вариация параметров второй группы приводит к изменению лишь абсолютного значения поперечного сечения, сохраняя характерную форму угловых распределений.

При расчете характеристик реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, d)^{24}\text{Mg}$  по программе CNCOR учитывалось 12 открытых каналов, по которым мог произойти распад составного ядра  $^{26}\text{Al}$ . Эти каналы вносят неравноценный вклад в общую ширину распада  $g(I)$ . Наиболее важными являются следующие четыре канала:  $p + ^{25}\text{Mg}$ ,  $n + ^{25}\text{Al}$ ,  $\alpha + ^{22}\text{Na}$ ,  $d + ^{24}\text{Mg}$ , по которым с наибольшей вероятностью может произойти распад ядра  $^{26}\text{Al}$  в данной реакции. При энергии падающего пучка азота  $E_{^{14}\text{N}} = 29$  МэВ их общий вклад составляет примерно 98%. Относительный вклад каждого из этих каналов с ростом энергии пучка  $^{14}\text{N}$  изменяется. Так, при  $E_{^{14}\text{N}} = 29$  МэВ вероятность распада распределялась следующим образом:  $\alpha + ^{22}\text{Na}$  — 19%;  $p + ^{25}\text{Mg}$  — 61%;  $n + ^{25}\text{Al}$  — 15%;  $d + ^{24}\text{Mg}$  — 3%, при энергии  $E_{^{14}\text{N}} = 35$  МэВ доля каждого канала равна:  $\alpha + ^{22}\text{Na}$  — 30%,  $p + ^{25}\text{Mg}$  — 61%,  $n + ^{25}\text{Al}$  — 2,5%,  $d + ^{24}\text{Mg}$  — 3,5%.

На остальные каналы приходится всего около 2%. Заметим, что с увеличением энергии налетающего азота до 35 МэВ вклад этих 8 каналов увеличивается всего на 1%. Незначительный вклад каналов с выходом тяжелых частиц  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^8\text{Be}$  и т.п., которые могут унести больший момент количества движения, чем легкие частицы, объясняется низким тепловым эффектом реакции  $Q_0$  и высоким значением кулоновского барьера. Эти каналы будут закрыты уже при достаточно низкой энергии возбуждения конечного ядра, где существуют только несколько дискретных уровней. Действительно, в канале  ${}^6\text{Li} + {}^{20}\text{Ne}$  возможно заселение уровней  ${}^{20}\text{Ne}$  не выше 9,2 МэВ, в канале  ${}^8\text{Be} + {}^{18}\text{F}$  заселение уровней  ${}^{18}\text{F}$  не выше 10,4 МэВ. В то же время легкие частицы могут заселять высоковозбужденные уровни в остаточных ядрах, где плотность этих уровней очень высока. Поэтому именно каналы с выходом легких частиц дают основной вклад в общую ширину распада  $g(I)$  составного ядра.

Мы провели также оценку вероятности образования конечного ядра как в области непрерывного, так и в области дискретного спектра для каждого из каналов. Для данной реакции в каналах, где распад составного ядра идет с испусканием легких частиц, таких как  $p$ ,  $n$ ,  $d$ ,  $\alpha$ , вероятность образования конечного ядра в непрерывном спектре много больше, чем в дискретном. По нашим оценкам, например, в канале  $p + {}^{25}\text{Mg}$  это различие достигает сотен и даже тысяч раз. В каналах, где испускаются тяжелые ядра, вероятность образования конечного ядра в непрерывном спектре в сотни раз меньше, чем в дискретном. Например, для канала  ${}^8\text{Be} + {}^{18}\text{F}$  эти вероятности соотносятся как 1:10 при энергии  $E_u = 35$  МэВ, а при  $E_u = 29$  МэВ уже как 1:1000.

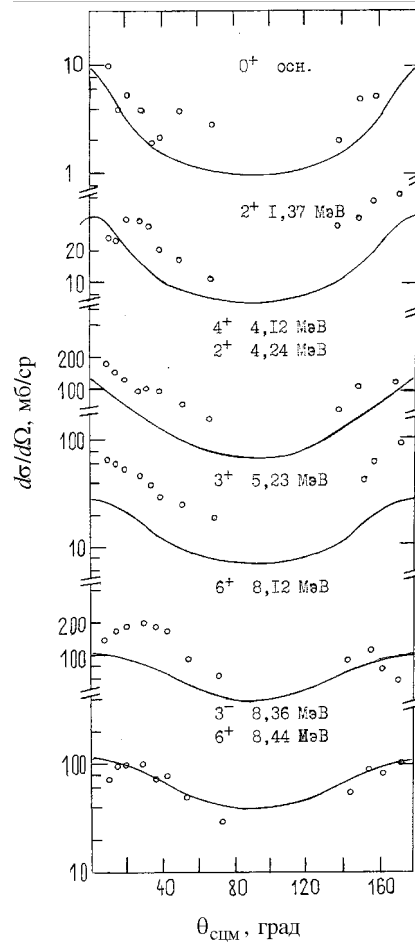
Угловые распределения дейтронов из реакции  ${}^{12}\text{C}({}^{14}\text{N}, d){}^{24}\text{Mg}$  для ряда состояний в  ${}^{24}\text{Mg}$  при  $E_{{}^{14}\text{N}} = 35$  МэВ с параметрами, взятыми из [107], хорошо описывают эксперимент для состояний  $4,12(4^+) + 4,24(2^+)$  и  $5,23(3^+)$ . Для остальных состояний в  ${}^{24}\text{Mg}$  расчетные сечения превышают экспериментальные. Расчет при  $E_{{}^{14}\text{N}} = 29$  МэВ при тех же параметрах систематически превышает эксперимент. Это заставило нас провести возможные изменения параметров модели с тем, чтобы уменьшить абсолютное значение сечения. Так как угловые распределения для ряда состояний имеют осциллирующую форму, вклад составного ядра не должен превышать минимум сечения. Наилучшего согласия с экспериментом при обеих энергиях удалось достигнуть в результате изменения двух параметров: параметра плотности уровней  $a$  (см. (34)) и критического углового момента составного ядра  $I_{\text{кр}}$ .

Рис.9. Дифференциальные сечения реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, d)^{24}\text{Mg}$  при  $E_{\text{Li}} = 35$  МэВ. Кривые — расчеты по статистической модели образования составного ядра. Точки — данные работы [107]

Примерно одинаковые результаты расчета дают следующие комбинации этих параметров:  $a = A/5,48$  и  $I_{\text{кр}} = 10$  при  $E_{^{14}\text{N}} = 29$  МэВ и 12 при  $E_{^{14}\text{N}} = 35$  МэВ, а также  $a = A/5,98$  и  $I_{\text{кр}} = 9$  при  $E_{^{14}\text{N}} = 29$  МэВ и 11 при  $E_{^{14}\text{N}} = 35$  МэВ. Из рис.9 и 10 видно, что наибольший вклад механизм составного ядра вносит в сечение реакции с образованием основного и нижних возбужденных состояний в  $^{24}\text{Mg}$ . Хотя также очевидно, что теоретические кривые не могут воспроизвести структуру угловых распределений. Для высоколежащих состояний ( $E_f^* > 8$  МэВ) вклад механизма составного ядра составляет меньшую долю в сечении, несмотря на то, что теоретические кривые имеют такую же гладкую форму, как и экспериментальные угловые распределения.

Действительно, наши предыдущие расчеты по DWBA [99] показали, что в сечение реакции с образованием высоколежащих возбужденных состояний в  $^{24}\text{Mg}$  значительный вклад дает механизм прямой передачи группы нуклонов. В этом случае абсолютное сечение имеет большую величину за счет вклада многих парциальных сечений с разными переданными угловыми моментами.

Таким образом, наши расчеты дифференциальных сечений в модели составного ядра дают дополнительные аргументы в пользу того, что необходимо согласованно учитывать как механизм составного ядра, так и прямую передачу большой группы нуклонов — реакцию массивной передачи.



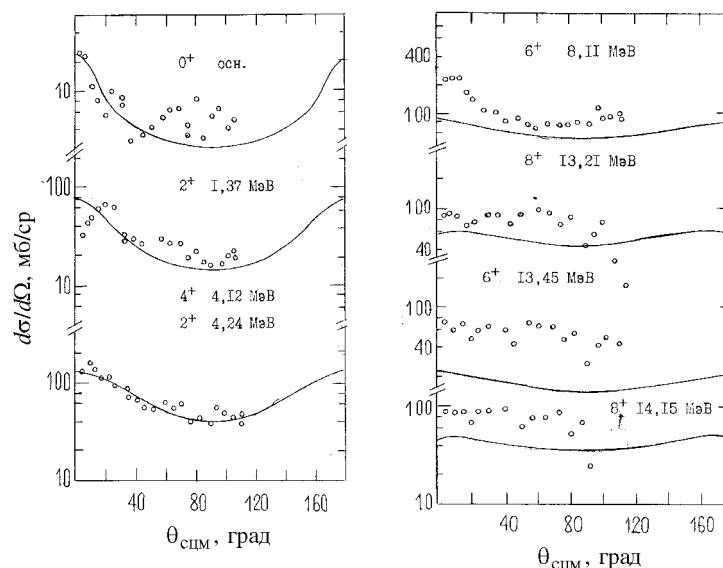


Рис.10. Дифференциальные сечения реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, d)^{24}\text{Mg}$  при  $E_{\text{Li}} = 29$  МэВ. Кривые — расчеты по статистической модели образования составного ядра. Точки — данные работы [109]

Дальнейшие наши исследования [112] реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, d)^{24}\text{Mg}$  для ряда состояний в  $^{24}\text{Mg}$  в рамках МИВОКОР показали, что особенностью механизма прямой передачи в этой реакции является то, что при усилении возбуждения конечного ядра  $^{24}\text{Mg}$  резко усиливается периферичность процесса. При расчетах по DWBA это проявляется в недостаточно точном описании поведения волновых функций относительного движения кластеров внутри ядра при малых  $r$ . В этом случае возникает необходимость обрезания малых значений орбитальных парциальных волн во входном и выходном каналах. Расчет функции угловой  $d$ – $\alpha$ -корреляции по МИВОКОР с двухкомпонентной волновой функцией  $^{14}\text{N}$  с относительными моментами, равными 0 и 2, и рассчитанными в модели оболочек приведенными ширинами позволил воспроизвести наблюдаемые осцилляции ФУК в рамках прямой передачи ядра  $^{12}\text{C}$  в основном состоянии.

## 7. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕНЗОРОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛЕГКИХ ЯДЕР МЕТОДОМ КОРРЕЛЯЦИИ ЧАСТИЦА-ЧАСТИЦА

Этот раздел посвящен той области исследований угловых корреляций частиц, которая связана с непосредственным восстановлением компонентов спиновой матрицы плотности, спин-тензоров или тензоров поляризации из экспериментальных данных, а также теоретическому анализу этих результатов.

Экспериментальные исследования тензоров поляризации конечного ядра проводились в реакции  $^{13}\text{C}(p, d)^{12}\text{C}^*(15,11 \text{ МэВ}, 1^+) \rightarrow ^{12}\text{C}(\text{g.s.})$  методом измерения  $d-^{12}\text{C}$ -корреляции [23], а также при исследовании неупругого рассеяния [24] и реакций передачи с тяжелыми ионами [74].

В работе [113] были проведены экспериментальные и теоретические исследования тензора поляризации конечного ядра  $^6\text{Li}^*(2,186 \text{ МэВ}, 3^+)$  из реакции  $^9\text{Be}(p, \alpha_1)^6\text{Li}$  при  $E_p = 40 \text{ МэВ}$ . Это состояние с шириной  $0,024 \text{ МэВ}$  распадается на дейтрон и  $\alpha$ -частицу, что дает возможность провести измерение функций угловой корреляции между  $\alpha_1$  и  $\alpha$ -частицей распада.

Выражение (13) для функции угловой корреляции  $W(\Omega_b, \Omega_c)$  можно записать в виде

$$W(\Omega_b, \Omega_c) = \sum_{kk} \mathbf{t}_{kk}(\theta_b) \left( \frac{4\pi}{2k+1} \right)^{1/2} A_k \mathbf{Y}_{kk}^*(\theta_c), \quad (50)$$

определив тензоры поляризации  $\mathbf{t}_{kk}(\theta_b)$  как спин-тензоры матрицы плотности  $\rho_{kk}$ , нормированные на первый элемент  $\rho_{00}$ . Обычно тензоры поляризации измеряются в плоскости, перпендикулярной плоскости реакции. В выражении (50) константы  $A_k$  представляют собой компоненты тензора эффективности (16), нормированные на первый элемент  $\epsilon_{00}$ . При распаде состояния  $3^+$  на дейтрон и  $\alpha$ -частицу, согласно правилам моментов (14), возможны следующие значения угловых моментов: спин канала  $S=1$ , орбитальный момент относительного движения продуктов распада  $l$  может иметь два значения: 2 и 4,  $k \leq 6$ . Предполагается, что вклад углового момента  $l=4$  значительно меньше, чем вклад  $l=2$ . Тогда  $k$  принимает значения, не большие 4, а константы  $A_k$  имеют следующие значения:  $A_0=1$ ,  $A_2=-0,99$ ,  $A_4=0,67$ . Из законов симметрии и определения тензора поляризации следует, что  $\mathbf{t}_{00}=1$ ,  $\mathbf{t}_{kk}=0$  при нечетных  $k$ ,  $\mathbf{t}_{kk}^* = (-1)^k \mathbf{t}_{k-k}$ .

Поскольку измерений в одной плоскости регистрации фрагментов распада недостаточно для определения тензора поляризации ядра в состоянии  $3^+$ , то фрагменты регистрировались с помощью двух детекторов, расположенных горизонтально в плоскости реакции, и двух детекторов, расположенных перпендикулярно этой плоскости. Функция угловой корреляции (50) представляет собой линейную комбинацию сферических гармоник  $Y_{kk}$ , поэтому обработка экспериментальных угловых зависимостей ФУК по методу Монте-Карло позволила выделить искомые компоненты тензора поляризации. Независимое измерение дифференциальных сечений реакции  ${}^9\text{Be}(p, \alpha){}^6\text{Li}$  для основного и возбужденного состояний  ${}^6\text{Li}$  дало возможность провести полный теоретический анализ этих результатов.

Вычисления [114] проводились на основе изложенного выше формализма МИВОКОР с помощью программы OLYMP [41]. Расчеты дифференциального сечения обратной реакции  ${}^6\text{Li}(\alpha, p){}^9\text{Be}$  при  $E_\alpha = 20,7$  МэВ, проведенные нами ранее в работе [101], показали, что все четыре одноступенчатых прямых механизма играют важную роль в этой реакции. Поэтому при анализе поляризации вклад прямых процессов (кластерного срыва-подхвата и тяжелого замещения) и обменных процессов (тяжелого срыва-подхвата и замещения), был определен с использованием вычисленных в модели оболочек с промежуточной связью приведенных ширин.

Из рис.11, на котором представлено сравнение теоретических дифференциальных сечений (сплошные кривые) с экспериментальными данными (кружки), видно, что для основного состояния прямые процессы вносят вклад в сечение на передних углах ( $\theta_\alpha < 60^\circ$ ) вылета  $\alpha$ -частицы, тогда как обменные процессы вносят основной вклад на углах  $\theta_\alpha > 60^\circ$ . Этот результат, аналогичный полученному в [101], говорит о большой вероятности ( $\alpha + {}^5\text{He}$ )-кластерной конфигурации в основном состоянии  ${}^9\text{Be}$ . Характерной особенностью рассчитанных дифференциальных сечений является их слабая чувствительность к значительным изменениям параметров модели, в частности, к выбору параметров волновых функций относительного движения. Важное значение при расчете обменных процессов имеет интерференция состояний с различными моментами  $\Lambda_1$  относительного движения в вершине  ${}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^5\text{He}$ . Деструктивная интерференция амплитуд с  $\Lambda_1 = 0$  и 2, вызванная противоположными по знаку значениями приведенных ширин, приводит к уменьшению суммарного сечения по сравнению с вкладом каждого из состояний.

Дифференциальное сечение для состояния (2,186 МэВ,  $3^+$ ) определяется в основном прямыми процессами, обменные процессы вносят вклад лишь



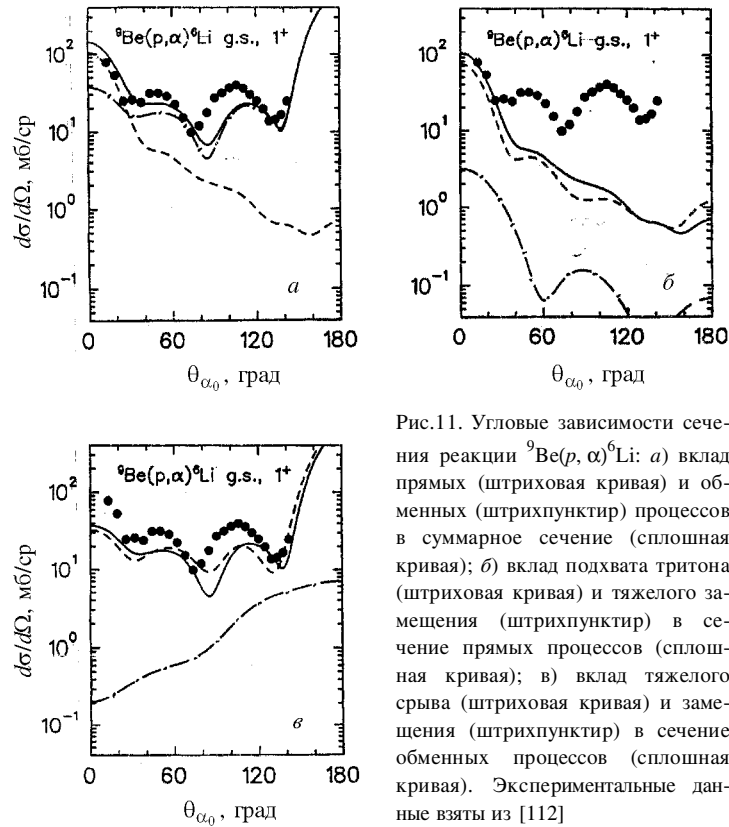
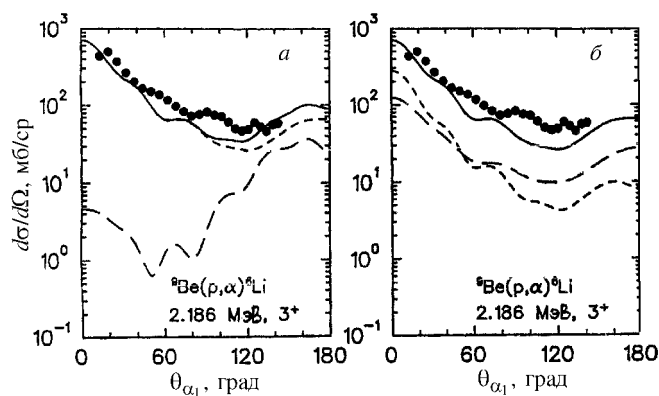


Рис.11. Угловые зависимости сечения реакции  ${}^9\text{Be}(p, \alpha){}^6\text{Li}$ : а) вклад прямых (штриховая кривая) и обменных (штрихпунктир) процессов в суммарное сечение (сплошная кривая); б) вклад подхвата тритона (штриховая кривая) и тяжелого замещения (штрихпунктир) в сечение прямых процессов (сплошная кривая); в) вклад тяжелого срыва (штриховая кривая) и замещения (штрихпунктир) в сечение обменных процессов (сплошная кривая). Экспериментальные данные взяты из [112]

на углах  $\theta_\alpha > 120^\circ$ . Уменьшение относительной роли обменных процессов для  $3^+$ -состояния по сравнению с основным состоянием  ${}^6\text{Li}$  связано, во-первых, с уменьшением приведенных ширин для амплитуд с переданным орбитальным моментом  $l=3$ , которые вносят основной вклад в сечение. Другой особенностью рассмотренной реакции является необходимость введения обрезания по угловому моменту  $L_a$ , парциального разложения искаженных волн в канале  $p + {}^9\text{Be}$ , которое связано с поверхностным характером реакции. Вырезание малых парциальных волн с  $L_a < 3$  оказывает слабое влияние на форму дифференциальных сечений, но приводит к изменению относительной роли механизмов подхвата и замещения, а также ярко проявляется при вычислении угловых зависимостей тензора поляризации.

Рис.12. То же, что на рис.11,а,б, для состояния  $3^+$  ядра  ${}^6\text{Li}$ 

Относительная роль механизмов подхвата тритона и тяжелого замещения (учет перерассеяния протона на  ${}^6\text{Li}$ ) в реакции с образованием основного состояния  ${}^6\text{Li}$  и состояния  $3^+$  меняется. Для основного состояния тяжелое замещение подавлено на порядок величины по сравнению с подхватом. Вклад тяжелого замещения в сечение реакции для состояния  $3^+$  (как видно из рис.12) весьма значителен, а вклад интерференционного члена сравним по величине с вкладом от подхвата. В этом факте, возможно, отражается отличие кластерной структуры возбужденного состояния (2,186 МэВ,  $3^+$ ) в  ${}^6\text{Li}$  от основного состояния  ${}^6\text{Li}$ .

Теоретический анализ тензоров поляризации возбужденных состояний легких ядер и, в частности,  ${}^6\text{Li}$  дает больше информации о структуре этих состояний и динамике реакций, чем анализ дифференциальных сечений, не только благодаря большому количеству изучаемых угловых распределений, но, главным образом, благодаря большей чувствительности угловых зависимостей компонентов  $t_{kk}$  от параметров моделей. Эта особенность тензоров поляризации (и, как отмечалось в п.2, спин-тензоров матрицы плотности) связана с наличием когерентного суммирования по переданному орбитальному моменту  $l$  и некогерентного суммирования по полному переданному спину  $s$  и спину канала  $j$ . Использование этих промежуточных моментов, определяемых правилами отбора:

$$\mathbf{s} = \mathbf{S}_a + \mathbf{S}_b, \quad \mathbf{j} = \mathbf{I}_f + \mathbf{l} = \mathbf{I}_A + \mathbf{s},$$

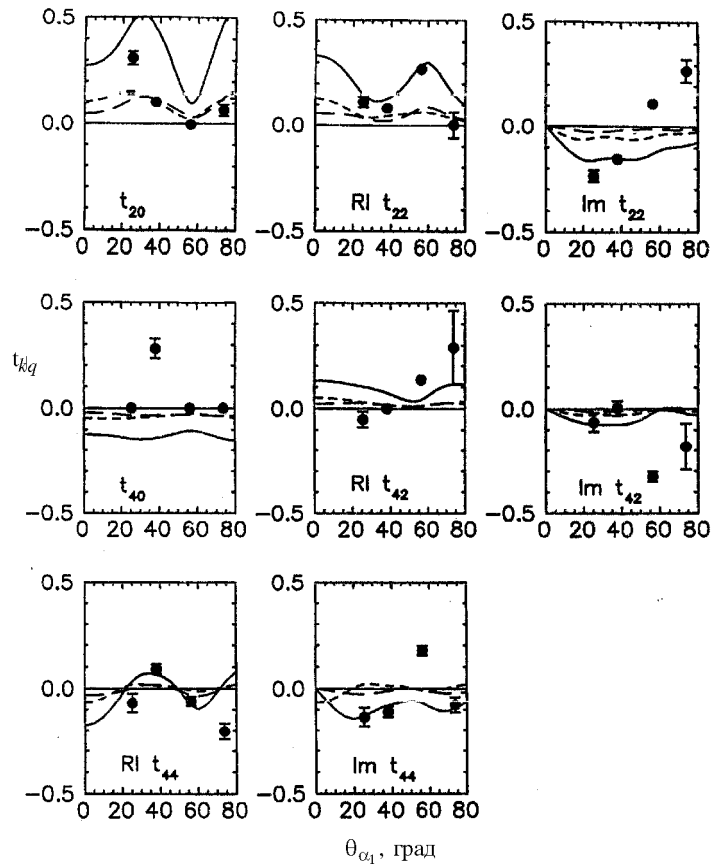


Рис.13. Поляризационные тензоры  $t_{kq}$  для  ${}^6\text{Li}^*(3^+)$ . Экспериментальные данные взяты из [112]. Сплошные кривые — результат расчета, штриховые и штрихпунктирные кривые показывают вклады подхвата и тяжелого срыва соответственно

вместо моментов  $I_1$  и  $I_2$  удобно для реакций, вызванных частицами не тяжелее  ${}^4\text{He}$ , когда полные моменты  $I_a$  и  $I_b$  заменяются их спинами  $S_a$  и  $S_b$ . Тогда в выражении для спин-тензоров (23) вместо когерентного суммирования по  $I_1$  и  $I_2$  проводится некогерентное суммирование по  $s$  и  $j$ . В частности, для рассматриваемой реакции  ${}^9\text{Be}(p, \alpha){}^6\text{Li}$   $s = 1/2$ , а  $j$  имеет два значения: 1 и 2.

На рис.13 представлены экспериментальные и теоретические угловые распределения компонентов тензора поляризации состояния  $(2,186 \text{ МэВ}, 3^+)$  в  ${}^6\text{Li}$ . Поскольку данные для  $t_{kk}(\theta_\alpha)$  получены только при  $\theta_\alpha < 80^\circ$ , теоретические кривые учитывают вклад только прямых процессов (вклад обменных процессов на этих углах очень мал), включающих когерентную сумму подхвата и тяжелого замещения.

Теоретический анализ показал, что угловые распределения компонентов тензора поляризации весьма чувствительны к параметрам волновой функции относительного движения  $\Psi_{{}^9\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Li}(3^+) + t}$ . Подгонка параметров

этой функции, описывающей относительное движение  $t$  и  ${}^6\text{Li}$  в состоянии  $3^+$  в ядре  ${}^9\text{Be}$ , показала, что она значительно отличается от соответствующей функции для  ${}^6\text{Li}_{\text{g.s.}}$  и от предсказаний оболочечной модели, в частности, более вытянута и содержит большее число узлов. Приведенные ширины, выделенные из сравнения расчетных и экспериментальных распределений, также несколько отличаются от модельных.

Трудности описания угловой зависимости лидирующей компоненты тензора поляризации  $t_{20}$  были преодолены в результате обрезания малых парциальных угловых моментов  $L_a$  в канале  $p + {}^9\text{Be}$ , вклад которых значительно искажал угловые зависимости и смещал экспериментально наблюдаемые осцилляции. К сожалению, угловые зависимости мнимой части компонент  $t_{kk}$  с  $k=4$  описываются гораздо хуже, возможно, в силу необходимости учета спин-орбитального взаимодействия, влияние которого на мнимую часть тензора поляризации может быть велико.

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение подчеркнем, что угловые корреляции частица-частица при возбуждении определенного уровня конечного ядра всегда описывают только выстроенные системы, поскольку  $k$  всегда четно. Тем не менее исследование таких корреляций интересно с точки зрения избирательности ФУК к типу распадающегося состояния, т.к. угловые корреляции оказываются существенными, только если волновая функция состояния обладает большой вероятностью (приведенной шириной) распада по данному каналу.

Таким образом, функции угловой корреляции частица-частица должны быть особенно чувствительны не только к механизму реакции, но и к виду

волновых функций. В частности, при исследовании ФУК частиц, образованных при распаде высоколежащих состояний, требуется аккуратное описание волновых функций квазистационарных состояний. Один из таких методов компьютерного моделирования волновых функций гамовского типа описан в данном обзоре.

Другой особенностью исследования ФУК в реакциях с полутяжелыми ионами и изучения высоковозбужденных состояний ядер является корректный расчет интегралов перекрытия волновых функций и потенциалов взаимодействия частиц во внутренней области ядра. Как правило, стандартные подходы в расчетах по DWBA приводят к завышению роли внутренней области ядра, поскольку модельные волновые функции относительного движения частиц, стремящиеся к нулю как  $r^l$ , не соответствуют поведению истинных волновых функций относительного движения полутяжелых ионов внутри ядра, в силу наличия существенного поглощения этих ионов (не вудс-саксоновского экспоненциального типа). Рассмотренные в обзоре случаи введения обрезания малых парциальных орбитальных волн позволили в какой-то степени учесть это поглощение и значительно улучшить интерпретацию ряда экспериментальных данных.

Трудности, возникающие при описании угловых зависимостей мнимых компонентов тензоров поляризации, указывают на необходимость учета спин-орбитального взаимодействия, а также влияния связи каналов за счет неупругих возбуждений начальной и конечной ядерных систем. Их влияние на мнимую часть тензора поляризации может быть весьма велико.

Наконец, еще раз подчеркнем, что в данном обзоре мы рассмотрели два предельно возможных механизма протекания ядерных реакций. Мы ограничились этими механизмами потому, что для рассматриваемого круга реакций прямые взаимодействия являются наиболее значимыми (и надеемся, что проведенный в обзоре анализ экспериментов убедительно продемонстрировал это утверждение). С другой стороны, только для этих механизмов существуют апробированные и стабильно работающие компьютерные программы, позволяющие рассчитать теоретические характеристики реакций достаточно надежно и обоснованно. Тем не менее можно ожидать, что отдельные характеристики ФУК могут оказаться чувствительными к другим механизмам, в частности, к механизмам реакции, учитывающим запаздывание. Как показали качественные оценки, проведенные в [115], такие механизмы мало влияют на характер углового распределения вылетающих частиц (за исключением области самых малых углов), но могут изменять поведение ФУК, в частности, угол симметрии ФУК или ее начальную фазу. Однако количест-

венный учет влияния механизмов запаздывания или многоступенчатых механизмов требует, прежде всего, создания современных компьютерных программ, адекватно описывающих амплитуды именно этих механизмов (без введения приближения нулевого радиуса взаимодействия, с корректным учетом функций Грина промежуточной системы), и в силу этих причин в настоящее время остается только перспективной задачей.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Biedenharn L.C., Rose M.E.** — *Rev. Mod. Phys.*, 1953, v.25, p.729.
2. **Fano U.** — *Phys. Rev.*, 1953, v.90, p.577.
3. **Coester F., Jauch J.M.** — *Helv. Phys. Acta*, 1953, v.26, p.3.
4. **Гольдфарб Л.** — В сб.: *Ядерные реакции* (под ред. Эндта П.М. и Демера М.), М.: Госатомиздат, 1962, т.1, с.154.
5. **Немец О.Ф., Ясногородский А.М.** — *Поляризация явления в ядерной физике*. Киев: Наукова думка, 1980.
6. **Зеленская Н.С., Теплов И.Ю.** — *Характеристики возбужденных состояний ядер и угловые корреляции в ядерных реакциях*. М.: Энергоатомиздат, 1995.
7. **Tyren H., Hillman P., Maris Th. A.** — *Nucl. Phys.*, 1958, v.7, p.10.
8. **Balashov V.V., Bojarkina A.N.** — *Nucl. Phys.*, 1962, v.38, p.629.
9. **Beregi P., Zelenskaya N.S., Neudatchin V.G., Smirnov Ju.F.** — *Nucl. Phys.*, 1965, v.66, p.513.
10. **Комаров В.И.** — *ЭЧАЯ*, 1974, т.5, с.419.
11. **Artemov K.P., Goldberg V.Z., Petrov I.A. et al.** — *Phys. Lett.*, 1971, v.37B, p.61.
12. **Оглоблин А.А.** — *ЭЧАЯ*, 1972, v.3, p.936.
13. **Panagiotou A.D., Cornell J.C., Anyas-Weiss N. et al.** — *J. of Phys.*, 1974, v.7, p.1748.
14. **Artemov K.P., Goldberg V.Z., Golovkov M.S. et al.** — *Phys. Lett.*, 1984, v.149B, p.325.
15. **Wuosmaa A.H., Saini S., Kutt P.H. et al.** — *Phys. Lett. B*, 1986, v.172, p.297.
16. **Zurmuhle R.W., Liu Z., Benton D.R. et al.** — *Phys. Rev. C*, 1994, v.49, p.2549.
17. **Зеленская Н.С., Теплов И.Б.** — *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1980, т.4, с.960.
18. **Zelenskaya N.S., Teplov I.B.** — *Nucl. Phys. A*, 1983, v.406, p.306.
19. **Зеленская Н.С., Теплов И.Б.** — *ЭЧАЯ*, 1987, т.18, с.1283.
20. **Васильева О.И., Гуревич Г.С., Игнатенко А.В. и др.** — *ЯФ*, 1987, т.45, с.312; *ЯФ*, 1989, т.49, с.625.
21. **Игнатенко А.В., Лебедев В.М., Орлова Н.В. и др.** — *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1988, т.52, с.996; *Изв. РАН, сер. физ.*, 1994, т.58, с.188; 1996, т.60, с.189; *ЯФ*, 1992, т.55, с.597; 1994, т.57, с.195; 1995, т.58, с.208.

22. **Campbell J.R., Falk W.R., Davison N.E. et al.** — Nucl. Phys. A, 1987, v.470, p.349.
23. **Wust P., Von Oertzen W., Ossenbrink H. et al.** — Phys. Lett. B, 1979, v.80, p.208.
24. Теоретический практикум по ядерной физике (под ред. В.В.Балашова). М.: Энергоатомиздат, 1984.
25. **Блум К.** — Теория матрицы плотности и ее приложения. Пер. с англ., М.: Мир, 1983.
26. **Биденхарн Л., Лаук Дж.** — Угловой момент в квантовой физике. Пер. с англ., М.: Мир, 1984, т.2.
27. **Sheldon E.** — Rev. Mod. Phys., 1963, v.35, p.795.
28. **Tobocman W.** — Theory of Direct Nuclear Reaction. Oxford University Press, 1961.
29. **Tamura T.** — Phys. Reports, 1974, v.14, p.59.
30. **Austern N.** — Phys. Rev. B, 1964, v.136, p.1743.
31. **Satchler G.R.** — Nucl. Phys., 1964, v.55, p.1.
32. **Austern N., Dusko R.M., Halbert E.C., Satchler G.R.** — Phys. Rev. B, 1964, v.133, p.3.
33. **Зеленская Н.С., Теплов И.Б.** — ЭЧАЯ, 1980, т.11, с.342.
34. **Зеленская Н.С., Теплов И.Б.** — Обменные процессы в ядерных реакциях. М.: МГУ, 1985.
35. **Feshbach H., Weisskopf V.I.** — Phys. Rev., 1949, v.76, p.1550.
36. **Wolfenstein L.** — Phys. Rev., 1951, v.82, p.690.
37. **Hauser W., Feshbach H.** — Phys. Rev., 1952, v.87, p.366.
38. **Hanson D.L., Stokstad R.G., Erb K.A. et al.** — Phys. Rev. C, 1974, v.9, p.929.
39. **Penny S.K.** — Fortran Program HELGA (unpublished).
40. **Богданова Н.А., Зеленская Н.С., Теплов И.Б.** — ЯФ, 1990, т.51, с.986.
41. **Belyaeva T.L., Zelenskaya N.S., Odinson N.V.** — Comput. Phys. Commun., 1992, v.73, p.161.
42. **Беляева Т.Л., Зеленская Н.С., Исмаил Л.З. и др.** — В сб.: Обработка и интерпретация физических экспериментов. М., МГУ, 1979, с.84.
43. **Беляева Т.Л., Богданова Н.А., Зеленская Н.С., Одинцов Н.В.** — Препринт НИИЯФ МГУ, 1992, 92-40/289.
44. **Ajzenberg-Selove F.** — Nucl. Phys. A, 1986, v.460, p.1; 1987, v.475, p.1.
45. **Bethe H.** — Phys. Rev., 1936, v.50, p.332.
46. **Кравцов В.А.** — Массы атомов и энергии связи ядер. М.: Атомиздат, 1974.
47. **Gilbert A., Cameron A.G.** — Can. J. Phys., 1965, v.43, p.1446.
48. **Gilbert A., Chen F.S., Cameron A.G.** — Can. J. Phys., 1965, v.43, p.1248.
49. **Bethge K., Meier-Ewert K., Pfeiffer K.O., Bock R.** — Phys. Lett. B, 1967, v.24, p.663.
50. **Middleton R., Rosner B., Pullen D.J., Polsky L.** — Phys. Rev. Lett., 1968, v.20, p.118.
51. **Гольдберг В.З., Давыдов В.В., Оглоблин А.А. и др.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1969, т.33, с.566.

52. Anyas-Weiss N., Cornell J.C., Fisher P.S. et al. — Phys. Rep., 1974, v.12, p.201.
53. Немец О.Ф., Неудачин В.Г., Рудчик А.Т. и др. — Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач, Киев: Наукова думка, 1989.
54. Mallet-Lemaire M.C. — AIP Conf. Proc. N.47, Clustering Aspects of Nuclear Structure and Nuclear Reactions, Winnipeg, 1978, p.271.
55. Greenwood L.R., Segel R.E., Raghunatan K. et al. — Phys. Rev. C, 1975, v.12, p.156.
56. Bradlow H.S., Rae W.D.M., Fisher P.S. et al. — Nucl. Phys., 1979, v.A314, pp.171; 207.
57. Charlton L.A., Robson D. — Computed Code MERCURY. Bull. Amer. Phys. Soc., 1972, v.17, p.508.
58. De Vries R.M. — Computed Code LOLA, Sacle, 1974.
59. Tamura T., Low R.S. — Computed Code MARS-SATURN, Comput. Phys. Communs, 1974, v.8, p.349.
60. Беляева Т.Л., Заикин П.Н., Зеленская Н.С. и др. — Программа OLYMP для расчета сечений реакций со сложными частицами методом искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия. М.: МГУ, 1981.
61. Рудчик А.Т., Добриков В.Н., Горюнов О.Ю. и др. — ЯФ, 1981, т.34, с.306.
62. Kudayarov Yu.A., Kurdyumov I.V., Neudatchin V.G., Smirnov Yu.F. — Nucl. Phys. A, 1971, v.163, p.316.
63. Краснопольский В.М., Кукулин В.И. — ЯФ, 1974, т.20, с.883.
64. Кукулин В.И., Неудачин В.Г., Померанцев В.Н. — ЯФ, 1976, т.24, с.298.
65. Bergstrom J.S. — Nucl. Phys. A, 1979, v.327, p.458.
66. Kukulin V.I., Krasnopolsky V.M., Voronchev V.T., Sazonov P.B. Nucl. Phys. A, 1984, v.417, p.128.
67. Kanada H., Kaneko T., Saito S., Tang Y.C. — Nucl. Phys. A, 1985, v.444, p.209.
68. Meier-Ewert K., Bethge K., Pfeiffer K.O. — Nucl. Phys. A, 1968, v.110., p.142.
69. Puhlhofer F., Ritter H.G., Bock R. et al. — Nucl. Phys. A, 1970, v.147, p.258.
70. Kubo K.I., Hirata M. — Nucl. Phys., 1972, v.A187, p.186.
71. Cobern M.E., Pisano D.J., Parker P.D. — Phys. Rev.C, 1976, v.14, p.91.
72. Vecchetti F.D., Flynn E.R., Hanson D.L., Sunier J.W. — Nucl. Phys. A, 1978, v.305, p.293.
73. Avril M., Lepareux M., Saunier N. et al. — J. de Phys., 1975, v.36, p.229.
74. Paugheon F., Raussel P., Bernas M. et al. — Nucl. Phys. A, 1979, v.325, p.481.
75. Артемов К.Р., Гольдберг В.З., Петров И.П. и др. — ЯФ, 1975, т.21, с.1157; 1975, т.22, с.242; 1976, т.23, с.489.
76. Артемов К.Р., Гольдберг В.З., Петров И.П. и др. — ЯФ, 1975, т.21, с.1169.
77. Артемов К.Р., Гольдберг В.З., Головков М.С. — ЯФ, 1983, т.37, с.1351.
78. Etchegoyen M.C., Sinclair D., Etchegoyen A. et al. — Nucl. Phys. A, 1983, v.402, p.87.
79. Головков М.С., Гольдберг В.З., Сидоренко А.Д. и др. — ЯФ, 1983, т.38, с.284.



80. **Da Silveira E.F.** — These N1825. Orsay, 1977.
81. **Артемов К.Р., Головков М.С., Гольдберг В.З. и др.** — ЯФ, 1987, т.46, с.1331.
82. **Беляева Т.Л., Зеленская Н.С.** — Укр. физ. жур., 1989, т.34, с.1635.
83. **Артемов К.Р., Головков М.С., Гольдберг В.З. и др.** — ЯФ, 1988, т.48, с.935.
84. **Da Silveira E.F.** — Contrib. XIV Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, 1976.
85. **Беляева Т.Л., Зеленская Н.С., Теплов И.Б.** — Госфонд алгоритмов и программ. 1985, №50850000734.
86. **Buck V., Hodson P.E.** — Phil. Mag., 1961, v.6, p.1371.
87. **Беляева Т.Л., Зеленская Н.С., Одинцов Н.В.** — ЯФ, 1993, т.56, с.50.
88. **Гамов Г.А.** — Z. Phys., 1928, v.51, p.204.
89. **Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М.** — Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М.: Наука, 1971, с.544.
90. **Huby R., Mines J.R.** — Rev. Mod. Phys., 1965, v.37, p.406.
91. **Subbotin V.B., Semjonov V.M., Gridnev K.A., Hefter E.F.** — Phys. Rev. C, 1983, v.28, p.1618.
92. **Vincent C.M., Fortune H.T.** — Phys. Rev. C, 1970, v.2, p.782.
93. **Arima A., Yoshida S.** — Phys. Lett. B, 1972, v.40, p.15.
94. **Кадменский С.Г., Фурман В.И.** — Альфа-распад и родственные ядерные реакции. М.: Энергоатомиздат, 1985.
95. **Schumacher P., Ueta N., Duhm H.H. et al.** — Nucl. Phys. A, 1973, v.212, p.573.
96. **Dennis L.S., Roy A., Frawley A.D., Kemper K.W.** — Nucl. Phys. A, 1981, v.359, p.455.
97. **Garret J.D., Hansen O.** — Nucl. Phys. A, 1973, v.212, p.600.
98. **Klapdor H.V., Reiss H., Rosner G.** — Nucl. Phys. A, 1976, v.262, p.157.
99. **Беляева Т.Л., Зеленская Н.С.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1988, т.52, с.942.
100. **Pal K.F., Lovas R.G., Nagarajan M.A. et al.** — Nucl. Phys. A, 1983, v.402, p.114.
101. **Беляева Т.Л., Зеленская Н.С., Теплов И.Б.** — ЯФ, 1983, т.38, с.901.
102. **Kerman A.K., McVoy K.W.** — Ann. Phys., 1979, v.122, p.197.
103. **Udagawa T., Tamura T.** — Phys. Rev. Lett., 1980, v.45, p.13.
104. **Marquardt N., Garret J.D., Fortune H.T.** — Phys. Lett. B, 1971, v.35, p.37.
105. **Nagatani K., LeVine M.J., Belote T.A., Arima A.** — Phys. Rev. Lett., 1971, v.27, p.1071.
106. **Belote T.H., Anyas-Weiss N., Becker J.A. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1973, v.30, p.450.
107. **Volant C., Conjeaud M., Harar S. et al.** — Nucl. Phys. A, 1975, v.238, p.120.
108. **Klapdor H.V., Reiss H., Rosner G., Schrader M.** — Nucl. Phys., 1975, v.244, p.157.
109. **Артемов К.Р., Головков М.С., Гольдберг В.З. и др.** — ЯФ, 1986, т.44, с.579.
110. **Беляева Т.Л., Зеленская Н.С., Одинцов Н.В.** — Изв. РАН, 1994, т.58, с.112.
111. **Peregy S.M., Peregy F.G.** — Atom. Data and Nucl. Data Tables. 1976, v.17, p.1.
112. **Беляева Т.Л., Зеленская Н.С., Одинцов Н.В.** — Тез. докл. 43 С)уовещания по ядерн. спектр. и структ. атомн. ядра. СП, 1993, с.306.

113. **Falk W.R., Agyaeiejad R., Campbell J.R. et al.** — Proc. Int. Conf. Nucl. Phys., San Paulo, 1989, P7-18.
114. **Беляева Т.Л., Зеленская Н.С.** — Тез. докл. 45 Совещания по ядерн. спектр. и структ. атомн. ядра, СП, 1995, с.308.
115. **Зеленская Н.С.** — ЯФ, 1977, т.25, с.51.