

## МЕХАНИЗМЫ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЙ ПЕРЕДАЧИ ЧАСТИЦ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛЕГКИХ НЕЙТРОННО-ИЗБЫТОЧНЫХ И ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЯДЕР

*Л. И. Галанина\**, *Н. С. Зеленская*

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына  
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

ВВЕДЕНИЕ	296
МИВОКОР И ПОПРАВКИ К НЕМУ В РАМКАХ ЗАДАЧИ ЧЕТЫРЕХ ТЕЛ	297
ФИЗИЧЕСКИЕ КРИТЕРИИ РЕАЛИЗАЦИИ МЕХАНИЗМОВ, ВКЛЮЧАЮЩИХ НЕЗАВИСИМУЮ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНУЮ ПЕРЕДАЧУ ЧАСТИЦ	306
ОБЩИЙ ФОРМАЛИЗМ РАСЧЕТА МАТРИЧНОГО ЭЛЕМЕНТА РЕАКЦИИ С УЧЕТОМ МЕХАНИЗМОВ, ВКЛЮЧАЮЩИХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНУЮ ПЕРЕДАЧУ ЧАСТИЦ	310
Расчет матричного элемента передачи кластера $\lambda$	311
Расчет матричного элемента последовательной передачи частиц	314
Краткое описание программы QUADRO	321
СЕЧЕНИЯ КОНКРЕТНЫХ РЕАКЦИЙ С УЧЕТОМ МЕХАНИЗМОВ, ВКЛЮЧАЮЩИХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНУЮ ПЕРЕДАЧУ ЧАСТИЦ	323
Расчет амплитуды упругого $\alpha^6\text{He}$ -рассеяния	323
Расчет дифференциального сечения реакции $p(^6\text{He}, n)^6\text{Li}(0^+)$	329
Расчет дифференциального сечения реакции $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$	331

---

\*E-mail: galanina@nsrd.sinp.msu.ru

---

Расчет дифференциального сечения реакции ${}^9\text{Be}(d, p){}^{10}\text{Be}$	332
Расчет дифференциального сечения реакции ${}^{10}\text{B}(d, p){}^{11}\text{B}$	335
Расчет дифференциального сечения реакции ${}^{10}\text{B}(t, p){}^{12}\text{B}$	338
НЕЙТРОННАЯ ПЕРИФЕРИЯ ЛЕГКИХ НЕЙТРОННО-ИЗБЫТОЧНЫХ ЯДЕР	340
Структура ядра ${}^6\text{He}$ , проявляющаяся в упругом $\alpha$ - ${}^6\text{He}$ -рассеянии	341
Структура нейтронного гало в ядрах ${}^{10}\text{Be}$ и ${}^{12}\text{B}$	343
ВЛИЯНИЕ МЕХАНИЗМОВ НЕЗАВИСИМОЙ ПЕРЕДАЧИ ЧАСТИЦ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЯДЕР	345
Общие положения	345
Расчет дифференциальных сечений реакции ${}^{13}\text{C}(d, \alpha){}^{11}\text{B}^*$ при $E_d = 15,3$ МэВ и статистических тензоров ядра ${}^{11}\text{B}(5/2^-)$	347
Расчет дифференциальных сечений реакции ${}^{13}\text{C}({}^3\text{He}, \alpha){}^{12}\text{C}$ и статистических тензоров ядра ${}^{12}\text{C}(2^+, 4,443$ МэВ)	352
УПРОЩЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА АМПЛИТУД ДВУХСТУПЕНЧАТЫХ МЕХАНИЗМОВ	356
Матричный элемент нижней половины четырехугольной диаграммы рис. 31	357
Матричный элемент верхней половины четырехугольной диаграммы рис. 31	358
Упрощение матричных элементов механизмов, учитывающих запаздывание	358
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	361
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	364

## МЕХАНИЗМЫ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЙ ПЕРЕДАЧИ ЧАСТИЦ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛЕГКИХ НЕЙТРОННО-ИЗБЫТОЧНЫХ И ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЯДЕР

*Л. И. Галанина\*, Н. С. Зеленская*

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына  
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

На основе предположения о виртуальной кластерной структуре легких ядер и при использовании интегральных уравнений задачи четырех тел в формализме Альта–Грассбергера–Сандхаса (AGS) разработан аппарат расчета поправок второго порядка к матричным элементам реакции  $A(x, y)B$  методом искаженных волн с ненулевым радиусом межкластерных взаимодействий (DWBAFR — МИВОКОР). Такие поправки обусловлены механизмами, учитывающими последовательную независимую передачу частиц и иллюстрируемые четырехугольными диаграммами. Их матричные элементы суммируются когерентно с матричными элементами механизмов, соответствующих полюсным или треугольным диаграммам, рассчитанными в МИВОКОР. Для численной реализации предложенного аппарата создана компьютерная программа QUADRO. В рамках разработанного аппарата определены статистические тензоры ядра  $B$  — продукта реакции  $A(x, y)B$  — при энергиях падающих частиц в с. ц. м. порядка 10 МэВ/нуклон. Конкретные расчеты позволили описать как экспериментальные сечения (статистические тензоры нулевого ранга) различных реакций, в том числе и тех, когда ядро  $B$  имеет несколько избыточных нейтронов, так и поляризационные характеристики ядра  $B^*$ , когда оно образуется в возбужденном состоянии. На основе анализа дифференциальных сечений упругого  $\alpha^6\text{He}$ -рассеяния и реакций  $^9\text{Be}(d, p)^{10}\text{Be}$  и  $^{10}\text{B}(t, p)^{12}\text{B}$  восстановлена двухнейтронная периферия ядер  $^6\text{He}$ ,  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{12}\text{B}$  в ее различных конфигурациях (динейтронной и сигарообразной). Показано, что структура нейтронной периферии этих ядер кардинально различается и ее проявление зависит от способа образования нейтронно-избыточных ядер: двухнейтронное гало в обеих конфигурациях в ядре  $^6\text{He}$ , слабое однейтронное гало в  $^{10}\text{Be}$  и «динейтронная кожа» в  $^{12}\text{B}$ . Рассчитаны ориентационные характеристики ядер  $B^*$ . Сравнение их с экспериментальными данными позволило сделать важные выводы о вкладе двухступенчатых механизмов в статистические тензоры ядра  $B^*$  и их влиянии на свойства ориентированных легких ядер, в том числе на их поляризацию. Наконец, предложен упрощенный метод вычисления матричных элементов механизмов, учитывающих последовательную независимую передачу частиц, и продемонстрирована его корректность при определении вклада соответствующих поправок в полную амплитуду реакции.

The method for calculating the second-order corrections to the matrix element of reaction  $A(x, y)B$  calculated by DWBAFR is developed. The method is based on the assumption about cluster structure of light nuclei and uses the integral equations of four body problem in the framework

---

\*E-mail: galanina@nsrd.sinp.msu.ru

of Alt–Grassberger–Sandhas formalism. These corrections are connected with the mechanisms of consecutive particles transfer. Such mechanisms are represented by quadrangle diagrams. Their matrix elements are summarized coherently with matrix elements, illustrated by pole and triangle diagrams and calculated by DWBAFR. The computer code QUADRO is created for numerical realization of the offered method. The statistical tensors of nucleus  $B$  formed in  $A(x, y)B$  reaction at incident particles energies about 10 MeV/nucleon in CM system were determined. Concrete calculations have allowed us to describe both experimental sections (statistical tensors of 0 rank) of various reactions (including those where nucleus  $B$  has some superfluous neutrons) and polarized characteristics of nucleus  $B^*$  if it was formed in excited state. The two-neutron periphery of nuclei  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{10}\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{B}$  (both in dineutron and cigar-like configurations) is restored by means of differential cross sections analyzing of elastic  $\alpha$ - ${}^6\text{He}$ -scattering and  ${}^9\text{Be}(d, p){}^{10}\text{Be}$  and  ${}^{10}\text{B}(t, p){}^{12}\text{B}$  reactions. It is shown that the neutron periphery of these nuclei is drastically different and its appearance depends on a way of neutron-rich nuclei formation: in  ${}^6\text{He}$ , there is a halo receiving a contribution from both configurations, in  ${}^{10}\text{Be}$ , there is a slightly noticeable one-neutron halo and in  ${}^{12}\text{B}$ , there is a dineutron skin. Orientation characteristics of nuclei  $B^*$  are calculated. Their comparison with experimental data has allowed for drawing the important conclusions about two-step mechanisms contribution to statistical tensors of nucleus  $B^*$  and their influence on properties of the oriented light nuclei, including, on their polarization. At last, the simplified method of matrix elements calculation with taking into account the consecutive particles transfer mechanisms is offered, and its correctness is shown at evaluating of the different corrections contribution to the full amplitude of reaction.

PACS: 24.10.-1

## ВВЕДЕНИЕ

При рассмотрении сложной задачи ядерного взаимодействия в бинарной реакции  $A(x, y)B$  многонуклонную ядерную систему обычно сводят к относительно простой системе нескольких тел. Такое упрощенное рассмотрение для легких ядер оправдано эффектами кластеризации, обусловленными обменными силами Майораны [1] в нуклон-нуклонном взаимодействии. При этом кластеры ( $d$ ,  $t$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  $\alpha$ , а для некоторых задач протоны и нейтроны) в ядре являются лишь виртуальными образованиями. Вероятность их существования в том или ином состоянии ядра определяется ядерной структурой.

Эффективный синтез аппарата интегральных уравнений Фаддеева [2] для системы трех тел и моделей, учитывающих структуру ядер [1], привел к созданию последовательного метода искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия (МИВОКОР) [3, 4]. В МИВОКОР рассматриваются одноступенчатые механизмы реакции, связанные с диссоциацией одного из начальных ядер на два виртуальных кластера и последующей перегруппировкой частиц. В тех случаях, когда в рамках трехтельного приближения невозможно адекватное описание процесса, необходимо использовать приближение четырех тел [5, 6]. В системе четырех тел существует два типа каналов бинарных реакций: каналы типа (3,1), соответствующие относительно движению одной из частиц и трехчастичного кластера, и каналы типа (2,2), которые описывают относительное движение двух двухчастичных кластеров. В основном мы ограничимся рассмотрением реакций, которые в начальном и конечном состоянии являются каналами типа (3,1).

Настоящий обзор посвящен разработке метода учета поправок к МИВОКОР, связанных с разрывом виртуальных кластеров и независимой последовательной передачей частиц. В разд. 1 реакция  $A(x, y)B$  рассматривается с точки зрения четырехтельного приближения, что позволяет получить аналитические выражения для амплитуд двухступенчатых механизмов, являющихся поправками второго порядка к МИВОКОР. В разд. 2 получены физические критерии реализации таких механизмов и определены типы реакций, в которых эти механизмы реализуются с наибольшей вероятностью. В разд. 3 развит общий аппарат расчета матричных элементов двухступенчатых механизмов и описана структура программы QUADRO, реализующей этот аппарат. В разд. 4 приведены результаты расчетов сечений ряда конкретных реакций. В разд. 5 на основе полученных результатов исследована пространственная конфигурация нейтронной периферии в легких ядрах с двумя избыточными нейтронами ( ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{10}\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{B}$ ), показано ее кардинальное различие в этих ядрах и ее зависимость от способа образования нейтронно-избыточного ядра. В разд. 6 получены формулы для вычисления статистических тензоров ядра  $B^*$ , образованного в реакции  $A(x, y)B^*$ , рассчитаны ориентационные характеристики некоторых легких ориентированных ядер в сравнении с экспериментальными данными и сделаны важные выводы о влиянии двухступенчатых механизмов на ориентационные характеристики ядер. В разд. 7 предложен упрощенный метод расчета вклада механизмов, учитывающих последовательную передачу частиц. В заключении суммируются полученные результаты и обсуждаются те аспекты структуры ядер, в исследовании которых наиболее четко проявляются двухступенчатые механизмы.

## 1. МИВОКОР И ПОПРАВКИ К НЕМУ В РАМКАХ ЗАДАЧИ ЧЕТЫРЕХ ТЕЛ

Рассмотрим реакцию  $A(x, y)B$  как идеализированную задачу взаимодействия четырех виртуальных частиц. Будем использовать систему обозначений [7], в которой латинские буквы  $i, j, x, y$  соответствуют «элементарным» частицам (в нашем случае протонам, нейтронам, дейтронам, ядрам трития и гелия). Строчными греческими буквами  $\alpha, \beta, \lambda$  обозначим трехчастичные каналы и соответствующие им двухчастичные кластеры. Прописными латинскими буквами  $A, B, C$  обозначим бинарные каналы типа (3,1) и соответствующие им трехчастичные кластеры (т. е. совокупности трех «элементарных» частиц, имеющие связанные состояния). Буквой  $F$  обозначим бинарные каналы типа (2,2). Двухчастичные кластеры каналов (2,2) обозначим буквами  $\rho, \sigma$ .

Будем рассматривать реакцию  $A(x, y)B$ , при которой осуществляется переход системы из начального состояния  $A = \underbrace{(ijy)}_A + x$  в конечное

$B = \underbrace{(ijx)}_B + y$ . Такой переход соответствует передаче двух частиц  $(ij)$  от трехчастичного кластера  $A$  частице  $x$ . Случай, когда эти две частицы связаны в виртуальный кластер, передающийся как единое целое, сводится к трехтелному приближению. Другими словами, одноступенчатые механизмы МИВОКОР соответствуют первым членам итерационных рядов интегральных уравнений задачи четырех тел. Следующие члены итерационных рядов обусловлены разрывом этой пары и независимой передачей частиц  $i$  и  $j$ .

Докажем это утверждение, используя метод Альта–Грассбергера–Сандхаса (AGS) [7] для амплитуд рассеяния в системе четырех тел. Метод основан на последовательном применении редукции от системы четырех тел к системе трех и двух тел.

Запишем полный гамильтониан четырех тел в системе их центра масс:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{V}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{V} = V_{ij} + V_{iy} + V_{jy} + V_{ix} + V_{yx} + V_{jx}$  — полное двухчастичное взаимодействие в системе;  $\mathbf{H}_0$  — оператор кинетической энергии.

На первом этапе редукции рассмотрим переход системы из трехчастичного канала  $\alpha$  в трехчастичный канал  $\beta$ . Индексы  $\alpha, \beta$  могут принимать значения  $(ij), (ix), (iy), (jx), (jy), (xy)$ . Кроме полного гамильтониана (1) введем каналные гамильтонианы  $\mathbf{H}_\alpha = \mathbf{H}_0 + V_\alpha$ , соответствующие им функции Грина  $\mathbf{g}_\alpha = (\mathbf{H}_\alpha - E)^{-1}$  ( $E$  — полная энергия системы четырех тел) и собственные функции  $|\phi_\alpha\rangle$ . Оператор перехода из канала  $\alpha$  в канал  $\beta$  в системе четырех тел удовлетворяет уравнению типа Фаддеева–Якубовского [5]:

$$\mathbf{U}_{\beta\alpha} = -(1 - \delta_{\beta\alpha})(\mathbf{H}_0 - E) - \sum_{\lambda \neq \beta} \mathbf{T}_\lambda \mathbf{g}_0 \mathbf{U}_{\lambda\alpha}, \quad (2)$$

где  $\mathbf{g}_0 = (\mathbf{H}_0 - E)^{-1}$ ,  $\mathbf{T}_\lambda$  — двухчастичные операторы перехода, которые определяются уравнением  $\mathbf{T}_\lambda = V_\lambda - V_\lambda \mathbf{g}_\lambda V_\lambda$ .

Используя метод квазичастиц Вайнберга–Шмидта [8, 9], разделим двухчастичные  $\mathbf{T}_\lambda$ -матрицы на сепарабельную часть, включающую связанные состояния и резонансы кластера  $\lambda$ , и несепарабельный остаток  $\mathbf{T}'_\lambda$ :

$$\mathbf{T}_\lambda = - \sum_l |\lambda l\rangle t^{\lambda l} \langle \lambda l| + \mathbf{T}'_\lambda. \quad (3)$$

Определим  $\mathbf{U}'_{\beta\alpha}$  как часть полного оператора перехода  $\mathbf{U}_{\beta\alpha}$ , удовлетворяющего уравнению, подобному (2):

$$\mathbf{U}'_{\beta\alpha} = -(1 - \delta_{\beta\alpha})(\mathbf{H}_0 - E) - \sum_{\lambda \neq \beta} \mathbf{T}'_\lambda \mathbf{g}_0 \mathbf{U}'_{\lambda\alpha}. \quad (4)$$

Тогда для оператора  $\mathbf{U}_{\beta\alpha}$  получим уравнение, аналогичное уравнению Фаддеева в трехчастичной системе, где роль «двухчастичных»  $\mathbf{T}$ -матриц играет обобщенный потенциал — оператор  $\mathbf{U}'_{\beta\alpha}$ :

$$\mathbf{U}_{\beta\alpha} = \mathbf{U}'_{\beta\alpha} - \sum_{\lambda \neq \beta} \sum_l \mathbf{U}'_{\beta\lambda} \mathbf{g}_0 |\lambda l\rangle \mathbf{t}^{\lambda l} \langle \lambda l | \mathbf{g}_0 \mathbf{U}_{\lambda\alpha}. \quad (5)$$

Усредним операторы  $\mathbf{U}_{\beta\alpha}$  и  $\mathbf{U}'_{\beta\alpha}$  по функциям  $\mathbf{g}_0 |\alpha m\rangle$  и  $\mathbf{g}_0 |\beta n\rangle$ , где  $|\alpha m\rangle$  и  $|\beta n\rangle$  — формфакторы соответствующих связанных состояний, и обозначим

$$\begin{aligned} (\bar{\mathbf{G}}_0)^{\beta\alpha} &= \mathbf{t}^{\alpha m} \delta_{\beta n, \alpha m}, \\ (\bar{\mathbf{V}})^{\beta\alpha} &= \langle \beta n | \mathbf{g}_0 \mathbf{U}'_{\beta\alpha} \mathbf{g}_0 | \alpha m \rangle, \\ (\bar{\mathbf{T}})^{\beta\alpha} &= \langle \beta n | \mathbf{g}_0 \mathbf{U}_{\beta\alpha} \mathbf{g}_0 | \alpha m \rangle. \end{aligned} \quad (6)$$

Оператор  $(\bar{\mathbf{T}})^{\beta\alpha}$  совпадает с оператором перехода из состояния  $\alpha$  в состояние  $\beta$ , если формфакторы  $|\alpha m\rangle$  и  $|\beta n\rangle$  выбраны в виде  $|\alpha m; E = \varepsilon_{\alpha m}\rangle = -V_\alpha |\phi_{\alpha m}\rangle$ ,  $|\beta n; E = \varepsilon_{\beta n}\rangle = -V_\beta |\phi_{\beta n}\rangle$ , где  $|\phi_{\alpha m}\rangle$ ,  $|\phi_{\beta n}\rangle$  — собственные функции каналов  $\alpha$  и  $\beta$ . Уравнение (5) можно записать в операторном виде

$$\bar{\mathbf{T}} = \bar{\mathbf{V}} - \bar{\mathbf{V}} \bar{\mathbf{G}}_0 \bar{\mathbf{T}}, \quad (7)$$

по форме совпадающем с трехчастичным уравнением Липмана–Швингера. Фактически уравнение (7) определяет оператор перехода в системе трех частиц, одна из которых является связанным двухчастичным кластером (функция Грина  $\bar{\mathbf{G}}_0$  описывает свободное движение двухчастичного кластера и двух других частиц).

На следующем этапе редукции в методе AGS переходят к двухчастичным виртуальным каналам типа (3,1) и (2,2). В рассматриваемой системе четырех частиц  $i, j, x, y$  возможны следующие двухчастичные каналы:

$A = (ijy) + x$ ,  $B = (ijx) + y$ ,  $C_1 = (jxy) + i$ ,  $C_2 = (ixy) + j$  — каналы типа (3,1);

$F_1 = (ij) + (xy)$ ,  $F_2 = (ix) + (jy)$ ,  $F_3 = (jx) + (iy)$  — каналы типа (2,2). Координатная система, соответствующая различным каналам в реакции  $A(x, y)B$ , изображена на рис. 1.

Элементы обобщенного потенциала  $(\bar{\mathbf{V}})^{\beta\alpha}$  представим через внутреннее взаимодействие, формирующее трехчастичный кластер или два двухчастичных кластера, и внешнее:

$$(\bar{\mathbf{V}})^{\beta\alpha} = \sum_{Z=C,F} \bar{\mathbf{V}}_Z^{\beta\alpha} + \bar{\mathbf{V}}_{\text{out}}^{\beta\alpha}.$$

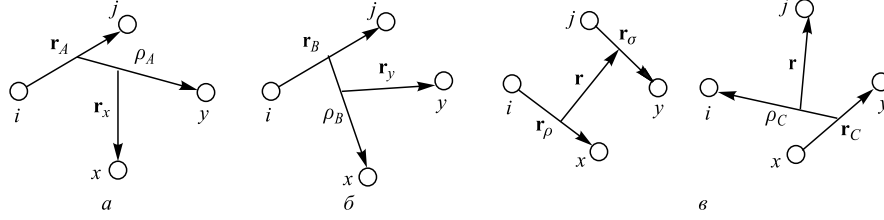


Рис. 1. Координатная система задачи четырех тел: а) в начальном; б) конечном; в) виртуальных каналах (2,2) и (3,1) реакции  $A(x, y)B$

Взаимодействие  $\bar{\mathbf{V}}_Z^{\beta\alpha}$  (или  $\mathbf{U}'_{\beta\alpha,Z}$  в соответствии с (6)) в канале (3,1) удовлетворяет уравнению, аналогичному (4), при учете только трех внутренних взаимодействий, формирующих кластер  $Z$ :

$$\mathbf{U}'_{\alpha\beta;Z} = -(1 - \delta_{\alpha\beta})(\mathbf{H}_0 - E) - \sum_{\substack{\lambda \neq \beta, \\ \lambda \in Z}} \mathbf{T}'_{\lambda} \mathbf{g}_0 \mathbf{U}'_{\lambda\beta;Z}. \quad (8)$$

Определим «свободный» гамильтониан «трех тел»  $\bar{\mathbf{H}}_0 = (\bar{\mathbf{G}}_0^{-1} + E\mathbf{I})$ , каналные «гамильтонианы»  $\bar{\mathbf{H}}_C = \bar{\mathbf{H}}_0 + \bar{\mathbf{V}}_C$  и их собственные функции  $\bar{\mathbf{H}}_C |\Psi_C\rangle = E_C |\Psi_C\rangle$ , где  $|\Psi_C\rangle$  — столбец из трех элементов  $|\Psi_C^{\alpha m}\rangle$ ,  $\alpha \in C$ . Введем «двухчастичные»  $\bar{\mathbf{T}}_C$ -матрицы:  $\bar{\mathbf{T}}_C = \bar{\mathbf{V}}_C - \bar{\mathbf{V}}_C \bar{\mathbf{G}}_0 \bar{\mathbf{T}}_C$ , где  $\bar{\mathbf{V}}_C$  — взаимодействие, связывающее трехчастичный кластер, определяется формулами (6) и (8).

Вновь применяя метод квазичастиц, выделяем в  $\bar{\mathbf{T}}_C$ -матрицах сепарабельную и несепарабельную части:

$$\bar{\mathbf{T}}_C = - \sum_{\eta} |C\eta\rangle \bar{\mathbf{T}}_C^s \langle C\eta| + \bar{\mathbf{T}}'_C, \quad (9)$$

где  $\bar{\mathbf{T}}_C^s(E) = 1/(E_{C\eta} - E)$  соответствует «свободному двухчастичному пропагатору» и описывает движение четвертой частицы относительно связанной системы  $C$ .

Далее, как на первом этапе редукции, вводим

$$\bar{\mathbf{U}}'^{BA} = -(1 - \delta_{BA})(\bar{\mathbf{H}}_0 - E) - \sum_{Z \neq B} \bar{\mathbf{T}}'_C \bar{\mathbf{G}}_0 \bar{\mathbf{U}}'^{ZA}. \quad (10)$$

Тогда для оператора  $\bar{X}^{BA} = \sum_{\beta\alpha} \left\langle \begin{matrix} B \\ \beta n \end{matrix} \left| (\bar{\mathbf{G}}_0 \bar{\mathbf{U}}'^{BA} \bar{\mathbf{G}}_0)^{\beta\alpha} \right| \begin{matrix} A \\ \alpha m \end{matrix} \right\rangle$ , определяющего на энергетической поверхности оператор перехода из канала  $A$  в канал  $B$ ,



получим уравнение

$$\bar{\mathbf{X}}^{BA} = \bar{\mathbf{Z}}^{BA} - \sum_{Z \neq B} \bar{\mathbf{Z}}^{BZ} \bar{\mathbf{T}}_Z^s \bar{\mathbf{X}}^{ZA}. \quad (11)$$

В (11)  $\bar{\mathbf{Z}}^{BA}$  представляет собой обобщенный потенциал:

$$\bar{\mathbf{Z}}^{BA} = \sum_{\beta\alpha} \left\langle \begin{matrix} B \\ \beta n \end{matrix} \left| (\bar{\mathbf{G}}_0 \bar{\mathbf{U}}^{BA} \bar{\mathbf{G}}_0)^{\beta\alpha} \right| \begin{matrix} A \\ \alpha m \end{matrix} \right\rangle.$$

Уравнение (11) связывает между собой операторы рассеяния  $\bar{\mathbf{X}}^{AA}$  и  $\bar{\mathbf{X}}^{BB}$  во входном и выходном каналах реакции  $A(x, y)B$  с операторами перехода  $\bar{\mathbf{X}}^{BA}$ . В [4, 10] показано, что эти уравнения можно преобразовать к виду, подобному МИВОКОР:

$$\bar{\mathbf{X}}^{BA} = (1 + \bar{\mathbf{X}}^{BB} \mathbf{T}_B^s) \bar{\mathbf{Z}}^{BA} (1 + \mathbf{T}_A^s \bar{\mathbf{X}}^{AA}) + \mathbf{R}, \quad (12)$$

где остаток  $\mathbf{R}$  содержит члены как минимум с трехкратными перестройками системы четырех тел, которыми в конкретных расчетах пренебрегаем. В соотношении (12)  $(1 + \mathbf{T}_A^s \bar{\mathbf{X}}^{AA}) \{ (1 + \bar{\mathbf{X}}^{BB} \mathbf{T}_B^s) \}$  — оператор, переводящий плоскую волну относительного движения частиц в начальном (конечном) канале реакции в искаженную  $\chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \{ \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \}$ , а  $\bar{\mathbf{Z}}^{BA}$  можно рассматривать как оператор взаимодействия, определяющий переход системы из начального канала в конечный. Таким образом,

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{X}}^{BA} \approx \left\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \sum_{\beta\alpha} \left\langle \begin{matrix} B \\ \beta n \end{matrix} \left| (\bar{\mathbf{G}}_0 \bar{\mathbf{U}}^{BA} \bar{\mathbf{G}}_0)^{\beta\alpha} \right| \begin{matrix} A \\ \alpha m \end{matrix} \right\rangle \right. \\ \left. \times \left| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \right\rangle, \quad (13) \end{aligned}$$

где  $\varphi_x(\varphi_y)$  — внутренние функции частиц  $x$  и  $y$ .

Пусть формфакторы начального и конечного ядер в (13) соответствуют связанным состояниям  $\Psi_A^{\alpha m}$ ,  $\Psi_B^{\beta n}$  ядер  $A$  и  $B$ :

$$\left| \begin{matrix} A \\ \alpha m \end{matrix} \right\rangle = \bar{\mathbf{G}}_0^{-1} \Psi_A^{\alpha m}, \quad \left| \begin{matrix} B \\ \beta n \end{matrix} \right\rangle = \bar{\mathbf{G}}_0^{-1} \Psi_B^{\beta n}. \quad (14)$$

Тогда

$$\bar{\mathbf{X}}^{BA} \approx \left\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \sum_{\beta\alpha} \left\langle \Psi_B^{\beta n} \left| (\bar{\mathbf{U}}^{BA})^{\beta\alpha} \right| \Psi_A^{\alpha m} \right\rangle \left| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \right\rangle. \quad (15)$$

Поскольку  $\bar{\mathbf{U}}^{BA}$  содержит только несепарабельные части  $T$ -матриц, мы можем аппроксимировать  $\bar{\mathbf{U}}^{BA}$  итерациями уравнения (10) [6]. Две первые

итерации этого уравнения дают  $\bar{\mathbf{U}}'^{BA} = -\bar{\mathbf{G}}_0^{-1} - \sum_{Z \neq B, A} \bar{\mathbf{T}}'_Z$ . Подставим это выражение в (15). Оператор перехода  $\bar{\mathbf{X}}^{BA}$  принимает вид

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{X}}^{BA} \approx \sum_{\beta\alpha} \left\{ -\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \langle \Psi_B^{\beta n} \right| (\bar{\mathbf{G}}_0^{-1})^{\beta\alpha} \left| \Psi_A^{\alpha m} \right\rangle \right| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \rangle + \\ + \langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \langle \Psi_B^{\beta n} \right| \sum_{Z \neq B, A} (\bar{\mathbf{T}}'_Z)^{\beta\alpha} \left| \Psi_A^{\alpha m} \right\rangle \right| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \rangle \}. \quad (16) \end{aligned}$$

Учитывая, что для индексов  $\alpha$  и  $\beta$  должны выполняться условия

$$\begin{cases} \alpha \in A \\ \alpha \in Z \end{cases} \quad \text{и} \quad \begin{cases} \beta \in B \\ \beta \in Z \end{cases},$$

в (16) из сумм по  $\alpha$  и  $\beta$  остаются слагаемые

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{X}}^{BA} \approx \underbrace{\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \langle \Phi_B^{ij} \right| (\bar{\mathbf{G}}_0^{-1})^{ij} \left| \Psi_A^{ij} \right\rangle \right| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \rangle}_{M_{BA}^0} + \\ + \underbrace{\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_x \left| \langle \psi_B^{ij} \right| (\mathbf{T}'_{F_1=(ij)(xy)})^{ij,ij} \left| \psi_A^{ij} \right\rangle \right| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \rangle}_{M_{BA}^{F_1}} + \\ + \underbrace{\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \langle \Psi_B^{ix} \right| (\mathbf{T}'_{F_2=(ix)(jy)})^{ix,jy} \left| \Psi_A^{jy} \right\rangle \right| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \rangle}_{M_{BA}^{F_2}} + \\ + \underbrace{\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \langle \Psi_B^{jx} \right| (\mathbf{T}'_{F_3=(jx)(iy)})^{jx,iy} \left| \Psi_A^{iy} \right\rangle \right| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \rangle}_{M_{BA}^{F_3}} + \\ + \underbrace{\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \langle \Psi_B^{ix} \right| (\mathbf{T}'_{C_1=(ixy)})^{ix,iy} \left| \Psi_A^{iy} \right\rangle \right| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \rangle}_{M_{BA}^{C_1}} + \\ + \underbrace{\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \langle \Psi_B^{jx} \right| (\mathbf{T}'_{C_2=(jxy)})^{jx,jy} \left| \Psi_A^{jy} \right\rangle \right| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \rangle}_{M_{BA}^{C_2}}. \quad (17) \end{aligned}$$

Преобразуем слагаемые в выражении (17).

1) Слагаемое  $M_{BA}^0$ . Оператор  $\bar{\mathbf{G}}_0^{ij}$  был определен как  $(\bar{\mathbf{G}}_0)^{ij} = t^{ij} = 1/(E_{ij} - E) + \dots$  — «свободный» гамильтониан в системе трех тел:  $\lambda=(ij)$ ,

$x$  и  $y$ . Учтем, что  $(\bar{\mathbf{G}}_0^{-1})^{ij} |\Psi_A^{ij}\rangle = -\bar{\mathbf{V}}_A^{ij} |\Psi_A^{ij}\rangle$  и, согласно (8),  $\bar{\mathbf{V}}_A^{ij} = -\sum_{\gamma \neq ij} \mathbf{T}'_{\gamma} = -V_{ij,y}$ . Тогда для  $M_{BA}^0$  получим

$$M_{BA}^0 = \left\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \left\langle \Psi_B^{ij} \left| V_{ij,y} \right| \Psi_A^{ij} \right\rangle \right| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \right\rangle. \quad (18)$$

2) Слагаемое  $M_{BA}^{F_1}$  для каналов типа  $F$  с двухчастичными виртуальными кластерами преобразуем с помощью уравнения (8):

$$(\mathbf{T}'_{F_1=ij,xy})^{ij,ij} = \mathbf{U}'_{ij,ij;F_1=ij,xy} = -\mathbf{T}'_{xy} \approx -V_{xy}.$$

В дальнейших расчетах будем вместо  $\mathbf{T}'$ -матриц использовать обобщенные потенциалы, действительные части которых определены в рамках задачи трех тел. Подробная дискуссия о правомерности такой замены содержится в [4]. Тогда

$$M_{BA}^{F_1} = \left\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \left\langle \Psi_B^{ij} \left| V_{xy} \right| \Psi_A^{ij} \right\rangle \right| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \right\rangle. \quad (19)$$

3) Для расчета двух других слагаемых:  $M_{BA}^{F_2}$ ,  $M_{BA}^{F_3}$  для каналов типа  $F$  распишем матричные элементы  $(\bar{\mathbf{T}}'_{F_2=ix,jy})^{ix,jy}$  и  $(\bar{\mathbf{T}}'_{F_3=jx,iy})^{jx,iy}$ , следуя [7]:

$$\begin{aligned} (\bar{\mathbf{T}}'_{F_2=ix,jy})^{ix,jy} &= -g_0^{-1} - T'_{jy} g_{ix,jy} T'_{ix}, \\ (\bar{\mathbf{T}}'_{F_3=jx,iy})^{jx,iy} &= -g_0^{-1} - T'_{iy} g_{jx,iy} T'_{jx}. \end{aligned}$$

В результате слагаемое для канала типа  $F_2$  будет иметь вид

$$\begin{aligned} M_{BA}^{F_2} &= -\left\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \left\langle \Psi_B^{ix} \left| g_0^{-1} \right| \Psi_A^{jy} \right\rangle \right| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \right\rangle - \\ &\quad - \left\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \left\langle \Psi_B^{ix} \left| T'_{jy} g_{ix,jy} T'_{ix} \right| \Psi_A^{jy} \right\rangle \right| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \right\rangle. \quad (20) \end{aligned}$$

Оператор  $g_0$  в первом члене (20) определен в пространстве собственных функций четырех невзаимодействующих частиц, которые ортогональны собственным функциям и начального, и конечного каналов, так что первое слагаемое в (20) обращается в нуль. Поэтому (20) приводится к виду

$$M_{BA}^{F_2} = -\left\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \left\langle \Psi_B^{ix} \left| T'_{jy} g_{ix,jy} T'_{ix} \right| \Psi_A^{jy} \right\rangle \right| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \right\rangle. \quad (21a)$$

Аналогичным образом преобразуется слагаемое для канала типа  $F_3$ :

$$M_{BA}^{F_3} = -\left\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \left\langle \Psi_B^{jx} \left| T'_{iy} g_{jx,iy} T'_{jx} \right| \Psi_A^{iy} \right\rangle \right| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \right\rangle. \quad (21б)$$

4) Слагаемые  $M_{BA}^{C_1}$ ,  $M_{BA}^{C_2}$  для каналов типа  $C$  преобразуем с помощью определений

$$\begin{aligned}\bar{\mathbf{T}}'_{C_i} &= \bar{\mathbf{V}}_{C_i} - \bar{\mathbf{V}}_{C_i} \bar{\mathbf{G}}_{C_i} \bar{\mathbf{V}}_{C_i}, \\ \bar{\mathbf{V}}_{C_1} &= \mathbf{V}_{(iy),x} = \mathbf{V}_{(ix),y}, \quad \bar{\mathbf{V}}_{C_2} = \mathbf{V}_{(jy),x} = \mathbf{V}_{(jx),y}.\end{aligned}$$

Тогда для слагаемого  $M_{BA}^{C_1}$  получаем выражение

$$\begin{aligned}M_{BA}^{C_1} &= \left\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \left\langle \Psi_B^{ix} \left| V_{(iy)x} \right| \Psi_A^{iy} \right\rangle \right| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \right\rangle - \\ &- \left\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \left\langle \Psi_B^{ix} \left| V_{(ix)y} \bar{\mathbf{G}}_{C_1} V_{(iy)x} \right| \Psi_A^{iy} \right\rangle \right| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \right\rangle.\end{aligned}\quad (22a)$$

Аналогичное выражение имеем для слагаемого  $M_{BA}^{C_2}$ :

$$\begin{aligned}M_{BA}^{C_2} &= \left\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \left\langle \Psi_B^{jx} \left| V_{(jy)x} \right| \Psi_A^{jy} \right\rangle \right| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \right\rangle - \\ &- \left\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \left\langle \Psi_B^{jx} \left| V_{(jx)y} \bar{\mathbf{G}}_{C_2} V_{(jy)x} \right| \Psi_A^{jy} \right\rangle \right| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \right\rangle.\end{aligned}\quad (22б)$$

В результате оператор перехода (17) преобразуется к виду

$$\bar{\mathbf{X}}^{BA} = M_{BA}^0 + M_{BA}^{F_1} + M_{BA}^{F_2} + M_{BA}^{F_3} + M_{BA}^{C_1} + M_{BA}^{C_2},\quad (23)$$

где

$$\begin{aligned}M_{BA}^0 + M_{BA}^{F_1} &= \left\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \left\langle \Psi_B^{ij} \left| V_{(ij)y} \right| \Psi_A^{ij} \right\rangle \right| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \right\rangle + \\ &+ \left\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \left\langle \Psi_B^{ij} \left| V_{xy} \right| \Psi_A^{ij} \right\rangle \right| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \right\rangle,\end{aligned}$$

$$M_{BA}^{F_2} = - \left\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \left\langle \Psi_B^{ix} \left| T'_{jy} g_{ix,jy} T'_{ix} \right| \Psi_A^{jy} \right\rangle \right| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \right\rangle,$$

$$M_{BA}^{F_3} = - \left\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \left\langle \Psi_B^{jx} \left| T'_{iy} g_{jx,iy} T'_{jx} \right| \Psi_A^{iy} \right\rangle \right| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \right\rangle,$$

$$\begin{aligned}M_{BA}^{C_1} &= \left\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \left\langle \Psi_B^{ix} \left| V_{(iy)x} \right| \Psi_A^{iy} \right\rangle \right| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \right\rangle - \\ &- \left\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \left\langle \Psi_B^{ix} \left| V_{(ix)y} \bar{\mathbf{G}}_{C_1} V_{(iy)x} \right| \Psi_A^{iy} \right\rangle \right| \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \right\rangle,\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}M_{BA}^{C_2} &= \left\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \left\langle \Psi_B^{jx} \left| V_{(jy)x} \right| \Psi_A^{jy} \right\rangle \right| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \right\rangle - \\ &- \left\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \left\langle \Psi_B^{jx} \left| V_{(jx)y} \bar{\mathbf{G}}_{C_2} V_{(jy)x} \right| \Psi_A^{jy} \right\rangle \right| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \right\rangle.\end{aligned}$$

Рассмотрим физический смысл каждого из слагаемых в выражении (23).

1) Первое слагаемое  $M_{BA}^0$  описывает передачу кластера  $\lambda = (ij)$  как единой частицы, сводится к трехчастичному приближению, иллюстрируется полюсной диаграммой рис. 2 и может быть рассчитано в МИВОКОР [4].

2) Второе слагаемое  $M_{BA}^{F_1}$  описывает виртуальное рассеяние кластеров  $x$  и  $y$  в поле связанного двухчастичного кластера  $\lambda = (ij)$ , соответствует механизму замещения, также сводится к трехчастичному приближению, иллюстрируется треугольной диаграммой рис. 3 и может быть рассчитано в МИВОКОР [4].

3) Третье и четвертое слагаемые  $M_{BA}^{F_2}$ ,  $M_{BA}^{F_3}$  содержат переходы в промежуточном канале (2,2), соответствуют процессу двухэтапной последовательной передачи кластера  $(i, j)$  и иллюстрируются четырехугольными диаграммами рис. 4 с одинаправленными внутренними линиями.

4) Слагаемые типа  $C$  соответствуют переходу через виртуальный канал типа (3,1), описывают перестройку в трехчастичном кластере  $C$  без взаимодействия с четвертой частицей и состоят из двух частей: первая часть соответствует первому приближению по взаимодействию и может рассматриваться в МИВОКОР [4], вторая часть учитывает члены второго порядка по взаимодействию. В случае канала  $C_1$  эти процессы иллюстрируются треугольной и четырехугольной диаграммами с разнонаправленными внутренними линиями (рис. 5). Диаграммы для канала  $C_2$  получаются перестановкой индексов  $i$  и  $j$ .

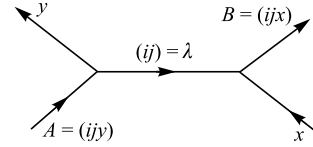


Рис. 2. Полюсная диаграмма передачи кластера  $(ij) = \lambda$

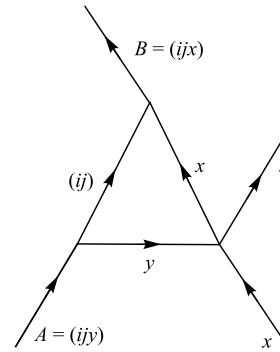


Рис. 3. Треугольная диаграмма механизма виртуального рассеяния частиц  $x$  и  $y$  в поле кластера  $(ij) = \lambda$

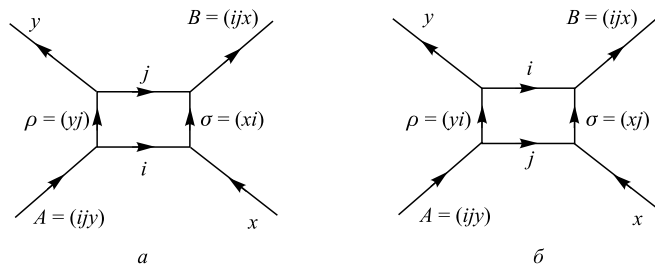
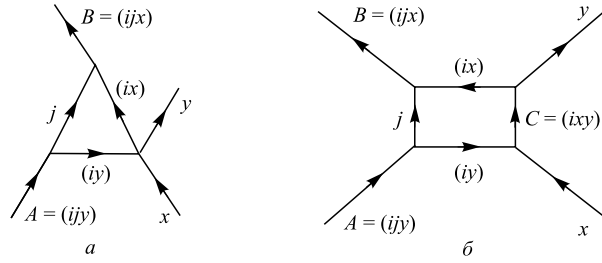


Рис. 4. Четырехугольные диаграммы механизма независимой передачи частиц с виртуальным каналом (2,2) с одинаправленными внутренними линиями

Рис. 5. Диаграммы механизмов передачи частиц через канал  $C_1 = (ixy)$ 

Возникает вопрос, насколько законно обрезание разложений (10), (16) для операторов взаимодействия и насколько существенно влияние оставшихся членов. В настоящее время имеются расчеты характеристик малонуклонных систем (они суммированы в [9]), показывающие, что для квазиборновских рядов, подобных (16), (17), уже первые итерации позволяют получить физически значимый результат. Последнее обстоятельство связано с тем, что основная сепарабельная часть двухчастичных  $T_\lambda$ -матриц учтена в волновых функциях кластерных подсистем. В результате достаточно итеративного приближения для операторов, представляющих несепарабельный остаток потенциала  $U'_{\alpha\beta;C}$  (8).

Итак, классические методы AGS и Вайнберга–Шмидта позволяют свести интегральные уравнения задачи четырех тел к многоканальным уравнениям, формально совпадающим с двухчастичными уравнениями Липмана–Швингера и допускающим итерационные методы решений. Первые члены итерационных рядов соответствуют МИВОКОР, следующие члены дают поправки к МИВОКОР, определяемые разрывом виртуальных двухчастичных кластеров  $\lambda = (ij)$ .

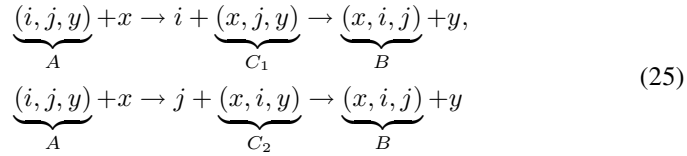
## 2. ФИЗИЧЕСКИЕ КРИТЕРИИ РЕАЛИЗАЦИИ МЕХАНИЗМОВ, ВКЛЮЧАЮЩИХ НЕЗАВИСИМУЮ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНУЮ ПЕРЕДАЧУ ЧАСТИЦ

Рассмотрим поправки второго порядка к МИВОКОР, обусловленные разрывом виртуального двухчастичного кластера  $\lambda$ . Слагаемые  $M_{BA}^{F_2}$ ,  $M_{BA}^{F_3}$  содержат переходы в виртуальном канале (2,2) и иллюстрируются четырехугольными диаграммами рис. 4 с однонаправленными внутренними линиями. Схематически эти процессы могут быть представлены следующим образом:

$$\begin{aligned}
 \underbrace{(i, j, y)}_A + x &\rightarrow (j, y) + (x, i) \rightarrow \underbrace{(x, i, j)}_B + y, \\
 \underbrace{(i, j, y)}_A + x &\rightarrow (y, i) + (j, x) \rightarrow \underbrace{(x, i, j)}_B + y.
 \end{aligned} \tag{24}$$

Поправки такого типа должны быть наиболее существенными в реакциях срыва и подхвата двух слабо связанных фрагментов, например, нуклонов в реакции  $(t, p)$ .

Слагаемые типа  $M_{BA}^{C_1}$ ,  $M_{BA}^{C_2}$  содержат переходы в промежуточном канале (3,1), схематически представляются следующим образом:



и иллюстрируются четырехугольными диаграммами с разнонаправленными линиями (рис. 5, б). Такого рода поправки могут быть важны в реакциях срыва (подхвата) или в рассеянии сложных частиц.

Эффекты, которые можно трактовать как указание на проявление механизмов, связанных с последовательной передачей частиц, были впервые обнаружены в экспериментах [11] по неупругому рассеянию дейтронов на легких ядрах. В дальнейшем [12–14] были сформулированы физические критерии реализации таких механизмов, обусловленные отсутствием подобия волновых функций передаваемых частиц  $i$  и  $j$  как внутри ядра, так и в его периферической области. Действительно, если указанные волновые функции подобны, то их перекрывание велико, происходит передача квазисвязанного двухчастичного кластера и четырехтельная задача сводится к задаче трех тел.

Последовательная передача частиц наиболее вероятна, если их волновые функции существенно различаются, особенно в периферической области ядра. В этом случае даже при нулевом орбитальном моменте относительного движения частиц перекрывание соответствующих волновых функций невелико, и вероятность собрать коррелированную двухкластерную систему уменьшается. Поскольку поведение волновых функций частиц в периферической области ядра определяется их виртуальными энергиями, для реализации двухступенчатых механизмов, иллюстрируемых диаграммами рис. 4, необходимо существенное различие энергий передаваемых частиц.

Получим выражение для разности энергий  $\Delta E$  виртуальных частиц  $i$  и  $j$  в случае диаграммы, изображенной на рис. 4, а. Для этого напишем уравнения сохранения энергии в вершинах правой части диаграммы в лабораторной системе координат:

$$\begin{cases} E_x + \varepsilon_{\sigma \rightarrow i+x} + E_i = E_\sigma + E_\sigma^*, \\ E_\sigma + E_\sigma^* + \varepsilon_{B \rightarrow j+\sigma} + E_j = E_B + E_B^*, \end{cases} \tag{26}$$

где  $E_k$ ,  $k = x, i, j, \sigma, B$ , — кинетическая энергия частиц;  $\varepsilon_{\sigma \rightarrow i+x}$  ( $\varepsilon_{B \rightarrow j+\sigma}$ ) — энергии связи кластеров в соответствующем канале их виртуального развала,

определенные с положительным знаком;  $E_{\sigma}^*(E_B^*)$  — энергия возбужденного состояния кластерной системы  $\sigma$  (ядра  $B$ ).

Из этих уравнений можно получить выражение для разности энергий  $\Delta E_{ij}$  «элементарных» частиц  $i$  и  $j$ :

$$\Delta E_{ij} = E_i - E_j = 2E_{\sigma} + 2E_{\sigma}^* - E_x - E_B - E_B^* - \varepsilon_{\sigma \rightarrow i+x} + \varepsilon_{B \rightarrow j+\sigma}. \quad (27a)$$

Аналогичным способом можно получить выражение для  $\Delta E_{ij}$ , применив закон сохранения энергии в вершинах левой части диаграммы рис. 4, а:

$$\Delta E_{ij} = -2E_{\rho} - 2E_{\rho}^* + E_y - \varepsilon_{\rho \rightarrow j+y} + \varepsilon_{A \rightarrow i+\rho}. \quad (27б)$$

Равенство этих величин дает полный закон сохранения энергии в реакции.

Каким образом в той или иной реакции достигаются существенные значения  $\Delta E_{ij}$ ? В [12] был проведен анализ величин  $\Delta E_{ij}$  в реакциях срыва (подхвата) слабосвязанных частиц. Было показано, что при небольшой разности энергий связи частиц  $i$  и  $j$  основной вклад в  $\Delta E_{ij}$  вносит величина  $2E_{\sigma}^*$  — удвоенная энергетическая ширина полосы всех разрешенных правилами отбора возбужденных состояний кластерной системы  $\sigma$  (или кластерной системы  $\rho$ ). Естественно, что максимальная ширина этой полосы достигается при удалении от магических ядер, что для легких ядер  $1p$ -оболочки соответствует изотопам бериллия и бора. Не случайно, что механизмы, иллюстрируемые четырехугольными диаграммами, были обнаружены экспериментально и получили теоретическое объяснение в реакциях с дейтронами и тритонами именно на этих ядрах [11–13, 15, 16].

В реакциях с полутяжелыми ионами [17] ситуация может быть обратной, т. е. основной вклад в  $\Delta E_{ij}$  вносит разность значений энергий связи  $|\varepsilon_{\sigma \rightarrow i+x} - \varepsilon_{B \rightarrow j+\sigma}| \gg 2E_{\sigma}^*$ . Если  $\varepsilon_{\sigma \rightarrow i+x} \geq \varepsilon_{B \rightarrow j+\sigma}$ , то при увеличении  $E_{\sigma}^*$  разность  $\Delta E_{ij}$  уменьшается. Это означает, что в реакциях с полутяжелыми ионами большая величина  $\Delta E_{ij}$  достигается при  $\varepsilon_{\sigma \rightarrow i+x} \geq \varepsilon_{B \rightarrow j+\sigma}$  и  $\varepsilon_{\sigma \rightarrow i+x} \gg 2E_{\sigma}^*$ , т. е. для осуществления механизма независимой передачи частиц высоковозбужденные состояния кластера  $\sigma$  должны быть подавлены или строго запрещены правилами отбора [14].

Вклад диаграмм с разнонаправленными линиями (рис. 5, б) априори оценить нельзя, он определяется структурными особенностями участвующих в реакции ядер.

Теоретические расчеты угловых распределений продуктов реакций проведены в работах [12–14] в достаточно грубых приближениях. Это относится, прежде всего, к использованию плосковолнового приближения, псевдопотенциалов Ферми в вершинах взаимодействия, а также пренебрежению эффектами отдачи. Тем не менее даже столь грубые расчеты показали, что наиболее



ярким проявлением двухступенчатых механизмов являются аномалии в угловых распределениях продуктов реакции, не связанные с переданным орбитальным моментом. Отсюда следует, что, если механизм передачи кластерной системы  $\lambda$  либо подавлен, либо приводит к качественно противоречащей эксперименту форме углового распределения, вклад двухступенчатого механизма в определенной области углов может быть значительным. Другой важный вывод этих работ — механизм последовательной передачи частиц не является универсальным и существенным образом зависит от структуры ядра.

В 1975–1977 гг. был выполнен целый ряд теоретических работ, в которых были рассчитаны сечения реакций с передачей двух нуклонов на ядра различного атомного веса в приближении метода искаженных волн с нулевым радиусом взаимодействия (МИВ) с попытками учесть механизмы запаздывания, иллюстрируемые диаграммами рис. 4. Эти работы можно условно разбить на несколько групп.

К первой из них относятся работы [18–20], в которых амплитуда реакции  $(t, p)$  со срывом двух нуклонов вычислялась по МИВ как когерентная сумма одноступенчатого (полюсная диаграмма рис. 2) и произвольно нормированного двухступенчатого (четырёхугольные диаграммы рис. 4) механизмов. Расчеты показали, что вклад двухступенчатых механизмов относительно невелик за исключением самых малых углов вылета протонов, немонотонно меняется с изменением атомного номера ядра мишени, т. е. зависит от структуры ядра.

В серии работ [21–24] амплитуда реакций с передачей двух нуклонов вычислялась через «точную» функцию этих нуклонов в конечном ядре. Такой подход позволяет в принципе учесть вклад двухступенчатых механизмов. Однако при вычислении «точной» функции двух нуклонов делались такие дополнительные предположения, которые фактически сводили механизм реакции к механизму передачи коррелированной нуклонной пары. Действительно, искомая волновая функция находилась путем обычной well-depth prescription (WDP) процедуры решения уравнения Шредингера по заданной энергии связи и числу узлов [25]. В [21–23] энергия связи полагалась равной энергии связи двухнуклонного кластера, а в [24] — половине энергии связи либо одного, либо другого нуклона. При таких предположениях механизм реакции в силу подобия нуклонных волновых функций сводится к механизму одновременного срыва двухнуклонного кластера. Аналогичным образом рассчитывалась передача нескольких нуклонов в неупругом рассеянии  $d, t, {}^3\text{He}$  по методу связанных каналов [26, 27]. Неудивительно, что поправки, связанные с двухступенчатыми механизмами, и здесь оказались несущественными. В работах [28, 29] проведены более аккуратные расчеты «точной функции» двух передаваемых нуклонов с введением различных виртуальных энергий каждого из них. Тем не менее и в этих работах не удалось получить удовлетворительного описания экспериментальных угловых распределений протонов, хотя двухступенчатый механизм передачи нуклонов в какой-то мере был принят во внимание.

Таким образом, сформулированные физические критерии — невозможность осуществить одновременную передачу кластерной системы из-за отсутствия подобия волновых функций передаваемых «элементарных» частиц — оказываются весьма существенными для реализации двухступенчатых механизмов. Упрощенные теоретические подходы, не учитывающие различия волновых функций этих частиц, фактически сводят вклад двухступенчатых механизмов к минимуму. Более того, ни один из теоретических подходов, обсуждаемых выше, не позволяет получить абсолютную величину экспериментальных сечений без введения дополнительных нормировочных констант.

Практически все теоретические расчеты, в которых делались попытки учесть механизм независимой передачи виртуальных частиц, относились к реакциям с передачей двух нуклонов. Для рассмотрения более сложных процессов требуется принципиально другой теоретический аппарат и вычислительные возможности. В результате исследования реакций с последовательной передачей нуклонов, не говоря уже о кластерной передаче, фактически не проводились на протяжении последних лет.

В настоящее время в связи с бурным развитием физики ядер, удаленных от полосы стабильности, в частности нейтронно-избыточных ядер, интерес к изучению их структуры и пониманию ее роли в протекании реакций на таких ядрах непрерывно возрастает. Реакции двухнуклонной передачи, наряду с упругим рассеянием, играют здесь особую роль, поскольку позволяют непосредственно изучать нейтронную периферию ядер, удаленных от полосы стабильности. В результате в настоящее время проблема определения роли механизмов, учитывающих двухступенчатые процессы в реакциях двухнуклонной передачи, снова становится одной из наиболее важных в ядерной физике умеренных энергий.

В следующем разделе представлен разработанный нами теоретический аппарат, позволяющий рассчитать поправки второго порядка к амплитуде МИВОКОР в рамках современных теоретических моделей, корректно описывающих структуру ядер.

### 3. ОБЩИЙ ФОРМАЛИЗМ РАСЧЕТА МАТРИЧНОГО ЭЛЕМЕНТА РЕАКЦИИ С УЧЕТОМ МЕХАНИЗМОВ, ВКЛЮЧАЮЩИХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНУЮ ПЕРЕДАЧУ ЧАСТИЦ

В приближении задачи четырех тел на энергетической поверхности оператор перехода из канала  $A$  в канал  $B$  определяется оператором (23):

$$M_{BA}(\theta_y) = \bar{X}^{BA} \approx M_{BA}^0 + M_{BA}^{F_1} + M_{BA}^{F_2} + M_{BA}^{F_3} + M_{BA}^{C_1} + M_{BA}^{C_2},$$

где  $M_{BA}^0(\theta_y)$  и  $M_{BA}^{F_1}(\theta_y)$  — матричные элементы, соответствующие передаче кластера  $\lambda = (i, j)$  и иллюстрируемые полюсной и треугольной диаграммами рис. 2 и 3, а остальные слагаемые — матричные элементы, связанные

с разрывом этой виртуальной системы и иллюстрируемые четырехугольными диаграммами рис. 4, *a*, *б* и 5, *б*.

Получим формулы для расчета всех членов матричного элемента  $M_{BA}(\theta_y)$ .

**3.1. Расчет матричного элемента передачи кластера  $\lambda$ .** Матричные элементы  $M_{BA}^0(\theta_y)$  и  $M_{BA}^{F_1}(\theta_y)$  передачи кластера  $\lambda$  в приближении трех тел могут быть рассчитаны в МИВОКОР [3, 4]. Введем обозначения  $J_n$  ( $M_n$ ),  $l_n$ ,  $s_n$  — полных моментов (их проекций), орбитальных моментов и спинов участвующих в реакции ядер ( $n = A, B, \lambda, x, y$ ). Матричный элемент МИВОКОР в представлении полных переданных моментов определяется выражением [4]

$$M_{BA}^{\text{DWBA}} = M_{BA}^0 + M_{BA}^{F_1} = (-1)^{2J_x + 2J_y - J_1 - M_1} \sum_{J_1 J_2 l} \sqrt{(2J_1 + 1)(2J_2 + 1)} \times \\ \times \langle J_x M_x J_1 M_1 | J_B M_B \rangle \langle J_y M_y J_2 M_2 | J_A M_A \rangle \langle J_1 - M_1 J_2 M_2 | l m \rangle \times \\ \times \sum_{\Lambda_1 \Lambda_2} \beta_{\Lambda_1 \Lambda_2 l m}(\theta_y) \Theta_{\Lambda_1 \Lambda_2 l}^{J_1 J_2}. \quad (28)$$

В (28)  $\Theta_{\Lambda_1 \Lambda_2 l}^{J_1 J_2}$  — структурные множители, связанные с приведенными ширинами распада ядер  $A$  и  $B$ ;  $\beta_{\Lambda_1 \Lambda_2 l m}(\theta_y)$  — кинематические множители, содержащие всю информацию о механизме реакции и зависящие от угла  $\theta_y$  вылета конечных частиц. По определению

$$\beta_{\Lambda_1 \Lambda_2 l m}(\theta_y) = (-1)^{\mu_1} \langle \Lambda_1 - \mu_1 \Lambda_2 \mu_2 | l m \rangle \times \\ \times \int d\mathbf{r}_x d\mathbf{r}_y \chi_y^{(-)*}(\mathbf{k}_y \mathbf{r}_y) \Psi_{\Lambda_1 \mu_1}^*(V_y \lambda + V_{xy}) \Psi_{\Lambda_2 \mu_2} \chi_x(\mathbf{k}_x \mathbf{r}_x), \quad (29)$$

$\Lambda_1, \Lambda_2$  — орбитальные моменты относительного движения в вершинах виртуального распада ядер  $B$  ( $A$ ) на кластер  $\lambda$  и частицу  $x$  ( $y$ );  $\Psi_{\Lambda \mu}$  — соответствующие волновые функции относительного движения  $\lambda - x$  ( $\lambda - y$ );  $\chi_x(\mathbf{k}_x \mathbf{r}_x)$ ,  $\chi_y^{(-)*}(\mathbf{k}_y \mathbf{r}_y)$  — искаженные волны начального и конечного каналов реакции.

Введем формфактор реакции  $A(x, y)B$  для рассматриваемых механизмов [3, 4]:

$$f_{\Lambda_1 \Lambda_2 l m} = \sum_{\mu_1 \mu_2} (-1)^{\mu_1} \langle \Lambda_1 \mu_1 \Lambda_2 - \mu_2 | l - m \rangle \Psi_{\Lambda_1 \mu_1}^*(V_y \lambda + V_{xy}) \Psi_{\Lambda_2 \mu_2} = \\ = \sum_{L'_x L'_y} F_{\Lambda_1 \Lambda_2 l}^{L'_x L'_y} \langle L'_x m'_x L'_y m'_y | l - m \rangle Y_{L'_x m'_x}^*(\mathbf{r}_x) Y_{L'_y m'_y}^*(\mathbf{r}_y), \quad (30)$$

разложим искаженные волны по парциальным составляющим

$$\chi_x(\mathbf{k}_x \mathbf{r}_x) = \frac{4\pi}{k_x r_x} \sum_{L_x m_x} i^{L_x} \chi_{L_x}(k_x r_x) Y_{L_x m_x}^*(\mathbf{k}_x) Y_{L_x m_x}(\mathbf{r}_x),$$

$$\begin{aligned}
\chi_y^{(-)*}(\mathbf{k}_y \mathbf{r}_y) &= \chi_y^{(+)}(-\mathbf{k}_y \mathbf{r}_y) = \\
&= \frac{4\pi}{k_y r_y} \sum_{L_y m_y} i^{L_y} \chi_{L_y}(k_y r_y) \underbrace{Y_{L_y m_y}^*(-\mathbf{k}_y)}_{(-1)^{L_y} Y_{L_y m_y}(\mathbf{k}_y)} Y_{L_y m_y}(\mathbf{r}_y) = \\
&= \frac{4\pi}{k_y r_y} \sum_{L_y m_y} i^{-L_y} \chi_{L_y}(k_y r_y) Y_{L_y m_y}(\mathbf{k}_y) Y_{L_y m_y}(\mathbf{r}_y)
\end{aligned}$$

и выполним интегрирование по углам  $\Omega_{\mathbf{r}_x}$ ,  $\Omega_{\mathbf{r}_y}$ . В результате

$$\begin{aligned}
\beta_{\Lambda_1 \Lambda_2 l m}(\theta_y) &= \frac{(4\pi)^2}{k_x k_y} \sum_{L_x L_y} (-1)^{\Lambda_1 + \Lambda_2 - l + m} i^{(L_x - L_y)} \langle L_x m_x L_y m_y | l - m \rangle \times \\
&\quad \times Y_{L_x m_x}^*(\mathbf{k}_x) Y_{L_y m_y}(\mathbf{k}_y) \mathfrak{S}_{L_x L_y l}^0, \quad (31)
\end{aligned}$$

$$\mathfrak{S}_{L_x L_y l}^0 = \int \chi_{L_x}(k_x r_x) F_{\Lambda_1 \Lambda_2 l}^{L_x L_y} \chi_{L_y}(k_y r_y) r_x r_y dr_x dr_y.$$

Выберем систему координат с осью OZ, параллельной падающему пучку. Тогда, учитывая, что

$$\begin{aligned}
\langle L_x m_x L_y m_y | l - m \rangle Y_{L_x m_x}^*(\mathbf{k}_x) Y_{L_y m_y}(\mathbf{k}_y) &= \\
= (-1)^{L_y - m_y} \sqrt{\frac{2l + 1}{2L_x + 1}} \langle l m L_y - m | L_x 0 \rangle \sqrt{\frac{2L_x + 1}{8\pi^2}} P_{L_y - m}(\theta_y), \quad (32)
\end{aligned}$$

$P_{L_y - m} \Rightarrow (-1)^m P_{L_y |m|}$  при  $m > 0$ , а фаза  $\Lambda_1 + \Lambda_2 - l$  всегда четна (это следует из-за присутствия в формфакторе коэффициента Клебша–Гордана с нулевыми проекциями), для кинематических множителей  $\beta_{\Lambda_1 \Lambda_2 l m}(\theta_y)$  получим окончательно

$$\begin{aligned}
\beta_{\Lambda_1 \Lambda_2 l m}(\theta_y) &= \\
&= \frac{4\sqrt{2}\pi}{k_x k_y} \sum_{L_x L_y} i^{L_x + L_y} \sqrt{2l + 1} \langle l m L_y - m | L_x 0 \rangle P_{L_y - m}(\theta_y) \mathfrak{S}_{L_x L_y l}^0, \\
\mathfrak{S}_{L_x L_y l}^0 &= \int \chi_{L_x}(k_x r_x)(\mathbf{r}_x) F_{\Lambda_1 \Lambda_2 l}^{L_x L_y} \chi_{L_y}(k_y r_y) r_x r_y dr_x dr_y.
\end{aligned}$$

В итоге матричный элемент МИВОКОР определяется выражением

$$\begin{aligned}
 M_{BA}^{\text{DWBA}}(\theta_y) &= \\
 &= (-1)^{2J_x+2J_y-J_1-M_1} \frac{4\sqrt{2}\pi}{k_x k_y} \sum_{J_1 J_2} \sqrt{(2J_1+1)(2J_2+1)(2l+1)} \times \\
 &\times \langle J_x M_x J_1 M_1 | J_B M_B \rangle \langle J_y M_y J_2 M_2 | J_A M_A \rangle \langle J_1 - M_1 J_2 M_2 | l m \rangle \times \\
 &\times \sum_{l \Lambda_1 \Lambda_2} \sum_{L_x L_y} i^{L_x+L_y} \langle l m L_y - m | L_x 0 \rangle P_{L_y-m}(\theta_y) \mathfrak{S}_{L_x L_y l}^0 \Theta_{\Lambda_1 \Lambda_2 l}^{J_1 J_2}. \quad (33)
 \end{aligned}$$

Структурные множители  $\Theta_{\Lambda_1 \Lambda_2 l}^{J_1 J_2}$  определяются через приведенные ширины  $\tilde{\Theta}_{\Lambda_1 l_B l_\lambda L_1 l_x s_B s_\lambda s_x}^{B \rightarrow \lambda+x}$  и  $\tilde{\Theta}_{\Lambda_2 l_A l_\lambda L_2 l_y s_A s_\lambda s_y}^{A \rightarrow \lambda+y}$  виртуального распада ядер  $B$  и  $A$ . В модели оболочек с промежуточной связью они задаются выражением [30]:

$$\begin{aligned}
 \Theta_{\Lambda_1 \Lambda_2 l}^{J_1 J_2} &= \sum \tilde{\Theta}_{\Lambda_1 l_B l_\lambda L_1 l_x s_B s_\lambda s_x}^{B \rightarrow \lambda+x} \tilde{\Theta}_{\Lambda_2 l_A l_\lambda L_2 l_y s_A s_\lambda s_y}^{A \rightarrow \lambda+y} \times \\
 &\times (-1)^{J_\lambda+J_2+l_x+l_y+s_x+s_y+I_1+I_2-l} (2I_1+1)(2I_2+1)(2J_\lambda+1) \times \\
 &\times \sqrt{(2J_1+1)(2l_B+1)(2s_B+1)(2L_1+1)(2J_x+1)} \times \\
 &\times \sqrt{(2J_2+1)(2l_A+1)(2s_A+1)(2L_2+1)(2J_y+1)} \times \\
 &\times \begin{Bmatrix} l_\lambda & s_\lambda & J_\lambda \\ L_1 & s_x & I_1 \\ l_B & s_B & J_B \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l_\lambda & s_\lambda & J_\lambda \\ L_2 & s_y & I_2 \\ l_A & s_A & J_A \end{Bmatrix} \times \\
 &\times \begin{Bmatrix} \Lambda_1 & l_x & L_1 \\ s_x & I_1 & J_x \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J_x & \Lambda_1 & I_1 \\ J_\lambda & J_B & J_1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \Lambda_2 & l_y & L_2 \\ s_y & I_2 & J_y \end{Bmatrix} \times \\
 &\times \begin{Bmatrix} J_y & \Lambda_2 & I_2 \\ J_\lambda & J_A & J_2 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J_1 & \Lambda_1 & J_\lambda \\ \Lambda_2 & J_2 & l \end{Bmatrix}. \quad (34)
 \end{aligned}$$

Для частиц  $x, y \leq \alpha$   $l_x = l_y = 0$ . В реакциях с  $x, y \leq \alpha$  после суммирования по  $J_\lambda$  выражение (34) упрощается и имеет вид

$$\begin{aligned}
 \Theta_{\Lambda_1 \Lambda_2 l}^{J_1 J_2} &= \sum \tilde{\Theta}_{\Lambda_1 l_B l_\lambda L_1 l_x s_B s_\lambda s_x}^{B \rightarrow \lambda+x} \tilde{\Theta}_{\Lambda_2 l_A l_\lambda L_2 l_y s_A s_\lambda s_y}^{A \rightarrow \lambda+y} (-1)^{-l_B-l_A-l_\lambda-s_\lambda-J_1} \times \\
 &\times \sqrt{(2l_B+1)(2s_B+1)(2l_A+1)(2s_A+1)} \sqrt{(2J_1+1)(2J_2+1)} \times \\
 &\times \begin{Bmatrix} s_\lambda & l_B & J_1 \\ J_B & s_x & s_B \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} s_\lambda & l_A & J_2 \\ J_A & s_y & s_A \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l_B & l & l_A \\ \Lambda_2 & l_\lambda & \Lambda_1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l_B & l & l_A \\ J_2 & s_\lambda & J_1 \end{Bmatrix}. \quad (35)
 \end{aligned}$$

### 3.2. Расчет матричного элемента последовательной передачи частиц.

Матричные элементы, учитывающие разрыв системы  $\lambda$ , связаны с виртуальными промежуточными каналами типа  $F$  (2,2) и  $C$  (3,1). Получим выражение для расчета матричного элемента механизма последовательной передачи частиц для каналов типа  $F$  [31]:

$$\underbrace{(i, j, y)}_A + x \rightarrow \underbrace{(j, y)}_\rho + \underbrace{(x, i)}_\sigma \rightarrow \underbrace{(x, i, j)}_B + y.$$

Такой механизм иллюстрируется четырехугольной диаграммой с однонаправленными линиями (рис. 4), а его матричный элемент определяется выражением (22a):

$$M_{BA}^{F_2} = - \left\langle \chi_y^{(-)}(\mathbf{p}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \left| \langle \Psi_B^\sigma | \mathbf{T}'_\rho g_{\rho\sigma} \mathbf{T}'_\sigma | \Psi_A^\rho \right| \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{p}_x \mathbf{r}_x) \right\rangle. \quad (36)$$

Функция Грина  $g_{\rho\sigma}$  в (36) описывает свободное движение виртуальных кластеров  $\rho$  и  $\sigma$ . В координатном представлении она имеет вид [32]

$$\langle \mathbf{r} | g_{\rho\sigma} | \mathbf{r}' \rangle = - \frac{\mu_{\rho\sigma}}{2\pi\hbar^2} \frac{e^{i\mathbf{k}_{\rho\sigma}|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}, \quad (37)$$

$$\frac{e^{i\mathbf{k}_{\rho\sigma}|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} = -4\pi i k_{\rho\sigma} \begin{cases} \sum_{\Lambda=0}^{\infty} j_\Lambda(k_{\rho\sigma} r') h_\Lambda(k_{\rho\sigma} r) \sum_{\mu=0}^{\Lambda} Y_{\Lambda\mu}(\mathbf{r}) Y_{\Lambda\mu}^*(\mathbf{r}'), & r > r', \\ \sum_{\Lambda=0}^{\infty} j_\Lambda(k_{\rho\sigma} r) h_\Lambda(k_{\rho\sigma} r') \sum_{\mu=0}^{\Lambda} Y_{\Lambda\mu}(\mathbf{r}') Y_{\Lambda\mu}^*(\mathbf{r}), & r' > r. \end{cases}$$

После подстановки (37) в (36) выражение для матричного элемента  $M_{BA}^{F_2}$  принимает вид свертки матричных элементов двух полюсных механизмов, возникающих при разрезании полной четырехугольной диаграммы (рис. 6) на два независимых координатных пространства:  $\mathbf{r}$  (для верхней полюсной диаграммы) и  $\mathbf{r}'$  (для нижней):

$$M_{BA}^{F_2}(\theta_y) = -2i \frac{\mu_{\rho\sigma} k_{\rho\sigma}}{\hbar^2} \sum_{\Lambda} \left\{ \int_0^{\infty} r^2 dr \int_0^r r'^2 dr' M_2^{h_\Lambda} M_1^{j_\Lambda} + \int_0^{\infty} r'^2 dr' \int_0^{r'} r^2 dr M_2^{j_\Lambda} M_1^{h_\Lambda} \right\},$$

$$\begin{aligned}
 M_2^{h\Lambda} &= \int d\mathbf{r}_y d\Omega_{\mathbf{r}} \chi_y^{(-)}(\mathbf{k}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \Psi_B V_{jy} \Psi_\sigma \Psi_\rho h_\Lambda(k_{\rho\sigma} r) Y_{\Lambda\mu}(\mathbf{r}), \\
 M_1^{j\Lambda} &= \int d\mathbf{r}_x d\Omega_{\mathbf{r}'} j_\Lambda(k_{\rho\sigma} r') Y_{\Lambda\mu}(\mathbf{r}') \Psi_\sigma^* \Psi_\rho^* V_{ix} \Psi_A \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{k}_x \mathbf{r}_x), \\
 M_2^{j\Lambda} &= \int d\mathbf{r}_y d\Omega_{\mathbf{r}} \chi_y^{(-)}(\mathbf{k}_y \mathbf{r}_y) \varphi_y \Psi_B V_{iy} \Psi_\sigma \Psi_\rho j_\Lambda(k_{\rho\sigma} r) Y_{\Lambda\mu}(\mathbf{r}), \\
 M_1^{h\Lambda} &= \int d\mathbf{r}_x d\Omega_{\mathbf{r}'} h_\Lambda(k_{\rho\sigma} r') Y_{\Lambda\mu}(\mathbf{r}') \Psi_\sigma^* \Psi_\rho^* V_{ix} \Psi_A \varphi_x \chi_x^{(+)}(\mathbf{k}_x \mathbf{r}_x),
 \end{aligned} \tag{38}$$

где  $M_1^{j\Lambda}$ ,  $M_1^{h\Lambda}$  ( $M_2^{j\Lambda}$ ,  $M_2^{h\Lambda}$ ) соответствуют матричным элементам нижней (верхней) половины полной диаграммы с заменой искаженных волн в виртуальной  $\sigma + \rho$  системе сферическими функциями Бесселя или Ханкеля с орбитальным моментом  $\Lambda$ . Потенциалы в (38) обеспечивают перестройку системы на каждом этапе передачи частиц.

Матричный элемент реакции для механизма последовательной передачи частиц с разнонаправленными внутренними линиями через виртуальный канал (3,1) определяется аналогично.

3.2.1. *Расчет матричного элемента нижней половины четырехугольной диаграммы.* Для расчета матричных элементов каждой половины полной четырехугольной диаграммы рис. 6 воспользуемся МИВОКОР в представлении полных переданных моментов в каждой вершине и полного переданного орбитального момента. Для систематизации обозначений все промежуточные моменты, по которым производится суммирование, для нижней части диаграммы рис. 6 нумеруются индексами (1*n*) или 1, а для ее верхней части — индексами (2*n*) или 2.

Аналогично (28) матричный элемент  $M_1^{j\Lambda}$ , отвечающий нижней половине диаграммы рис. 6, представим в виде

$$\begin{aligned}
 M_1^{j\Lambda} &= (-1)^{2J_x + 2J_\rho - J_{12} - M_{J_{12}}} \sum_{J_{11} J_{12}} \sqrt{(2J_{11} + 1)(2J_{12} + 1)} \times \\
 &\times \langle J_x M_x J_{12} M_{12} | J_\sigma M_\sigma \rangle \langle J_\rho M_\rho J_{11} M_{11} | J_A M_A \rangle \langle J_{12} - M_{12} J_{11} M_{11} | l_1 m_1 \rangle \times \\
 &\times \sum_{l_1 \Lambda_{11} \Lambda_{12}} \beta_{\Lambda_{11} \Lambda_{12} l_1 m_1}(\theta_x) \Theta_{\Lambda_{11} \Lambda_{12} l_1}^{J_{11} J_{12}}, \tag{39}
 \end{aligned}$$

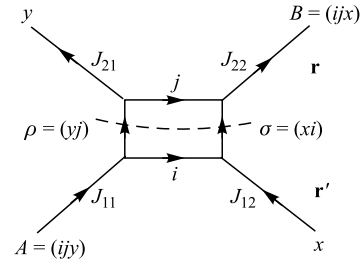


Рис. 6. Четырехугольная диаграмма механизма независимой передачи частиц, с «разрезанием» по промежуточным виртуальным состояниям

где

$$\beta_{\Lambda_{11}\Lambda_{12}l_1m_1}(\theta_x) = (-1)^{\mu_{11}} \langle \Lambda_{11} - \mu_{11} \Lambda_{12} \mu_{12} | l_1 m_1 \rangle \times \\ \times \int d\mathbf{r}_x d\Omega_{\mathbf{r}'} \chi_x(\mathbf{k}_x \mathbf{r}_x) \Psi_{\Lambda_{12}} V_{ix} \Psi_{\Lambda_{11}}^* j_{\Lambda}(k_{\sigma\rho} r') Y_{\Lambda}^*(\mathbf{r}'). \quad (40)$$

Выражение для кинематического множителя (40) можно получить, введя инвариантный формфактор  $F_{\Lambda_{11}\Lambda_{12}l_1}^{L'_x\Lambda'}$ :

$$f_{\Lambda_{11}\Lambda_{12}l_1m_1} = \sum (-1)^{\mu_{12}} \langle \Lambda_{11} \mu_{11} \Lambda_{12} - \mu_{12} | l_1 - m_1 \rangle \Psi_{\Lambda_{12}} V_{ix} \Psi_{\Lambda_{11}}^* = \\ = \sum_{L'_x\Lambda'} F_{\Lambda_{11}\Lambda_{12}l_1}^{L'_x\Lambda'} \langle L'_x m'_x \Lambda' \mu' | l_1 - m_1 \rangle Y_{L'_x m'_x}^*(\mathbf{r}') Y_{\Lambda' \mu'}^*(\mathbf{r}'). \quad (41)$$

Тогда

$$\beta_{\Lambda_{11}\Lambda_{12}l_1m_1}(\theta_x) = (-1)^{\Lambda_{11} + \Lambda_{12} - l_1 + m_1} \times \\ \times \iint d\mathbf{r}_x d\Omega_{\mathbf{r}'} \chi_x(\mathbf{k}_x \mathbf{r}_x) f_{\Lambda_{11}\Lambda_{12}l_1m_1} j_{\Lambda}(k_{\sigma\rho} r') Y_{\Lambda}^*(\mathbf{r}'). \quad (42)$$

Разложим формфактор и искаженную волну начального канала по парциальным волнам и проинтегрируем (42) по угловым переменным. В результате

$$\beta_{\Lambda_{11}\Lambda_{12}l_1m_1}(\theta_x) = \frac{1}{\sqrt{2l_1 + 1}} \frac{4\pi}{k_x} (-1)^{\Lambda_{11} + \Lambda_{12} - l_1 + m_x} \times \\ \times \sum_{L_x m_x} i^{L_x} Y_{L_x m_x}^*(\mathbf{k}_x) \langle L_x m_x \Lambda - \mu | l_1 - m_1 \rangle \mathfrak{S}_{\Lambda_{11}\Lambda_{12}l_1}^{L_x\Lambda}(r'), \quad (43) \\ \mathfrak{S}_{\Lambda_{11}\Lambda_{12}l_1}^{L_x\Lambda}(r') = \int \chi_x(k_x r_x) F_{\Lambda_{11}\Lambda_{12}l_1}^{L_x\Lambda}(r', r_x) r_x dr_x$$

и матричный элемент (39) преобразуется к виду

$$M_1^{j\Lambda} = (-1)^{2J_x + 2J_{\rho} - J_{12} - M_{12}} \frac{4\pi}{k_x} \sum_{J_{11} J_{12} l_1} \sqrt{(2J_{11} + 1)(2J_{12} + 1)} \times \\ \times \langle J_x M_x J_{12} M_{12} | J_{\sigma} M_{\sigma} \rangle \langle J_{\rho} M_{\rho} J_{11} M_{11} | J_A M_A \rangle \langle J_{12} - M_{12} J_{11} M_{11} | l_1 m_1 \rangle \times \\ \times \sum_{L_x \Lambda_{11} \Lambda_{12}} (-1)^{l_1 + m_x} i^{L_x} \langle L_x m_x \Lambda - m_{\Lambda} | l_1 - m_1 \rangle \times \\ \times \Theta_{\Lambda_{11}\Lambda_{12}l_1}^{J_{11} J_{12}} \mathfrak{S}_{\Lambda_{11}\Lambda_{12}l_1}^{L_x\Lambda}(r') j_{\Lambda}(k_{\sigma\rho} r') Y_{L_x m_x}^*(\mathbf{k}_x). \quad (44)$$

Спектроскопические множители  $\Theta_{\Lambda_{11}\Lambda_{12}l_1}^{J_{11} J_{12}}$  определяются выражением (34), поскольку кластеры  $\rho$  и  $\sigma$  могут иметь собственные возбужденные состояния.



3.2.2. *Расчет матричного элемента верхней половины четырехугольной диаграммы.* Аналогично рассчитывается матричный элемент передачи частицы  $j$  для верхней половины четырехугольной диаграммы с однонаправленными линиями. В представлении полных переданных моментов он имеет вид

$$M_2^{h\Lambda} = (-1)^{2J_\sigma + 2J_y - J_{22} - M_{22}} \sum_{J_{21} J_{22} l_2} \sqrt{(2J_{21} + 1)(2J_{22} + 1)(2l_2 + 1)} \times \\ \times \langle J_\sigma M_\sigma J_{22} M_{22} | J_B M_B \rangle \langle J_y M_y J_{21} M_{21} | J_\rho M_\rho \rangle \langle J_{22} - M_{22} J_{21} M_{21} | l_2 m_2 \rangle \times \\ \times \sum_{\Lambda_{21} \Lambda_{22}} \beta_{\Lambda_{21} \Lambda_{22} l_2 m_2}(\theta_y) \Theta_{\Lambda_{21} \Lambda_{22} l_2}^{J_{21} J_{22}}, \quad (45)$$

где

$$\beta_{\Lambda_{21} \Lambda_{22} l_2 m_2}(\theta_y) = (-1)^{\mu_{21}} \frac{1}{\sqrt{2l_2 + 1}} \langle \Lambda_{21} - \mu_{21} \Lambda_{22} \mu_{22} | l_2 m_2 \rangle \times \\ \times \iint d\mathbf{r}_x d\Omega_{\mathbf{r}} \chi_y(\mathbf{k}_y \mathbf{r}_y) \Psi_{\Lambda_{22}} V_{jy} \Psi_{\Lambda_{21}}^* h_\Lambda(k_{\sigma\rho} r) Y_\Lambda^*(\mathbf{r}). \quad (46)$$

Вновь вводим инвариантный формфактор  $F_{\Lambda_{21} \Lambda_{22} l_2}^{L'_y L'_\Lambda}$ :

$$f_{\Lambda_{21} \Lambda_{22} l_2 m_2} = \sum (-1)^{\mu_{22}} \langle \Lambda_{21} \mu_{21} \Lambda_{22} - \mu_{22} | l_2 - m_2 \rangle \Psi_{\Lambda_{21}}^* V_{jy} \Psi_{\Lambda_{22}} = \\ = \sum_{L'_y L'_\rho} F_{\Lambda_{21} \Lambda_{22} l_2}^{L'_y L'_\rho} \langle L'_y m'_y \Lambda \mu | l_2 - m_2 \rangle Y_{L'_y m'_y}^*(\mathbf{r}) Y_{\Lambda \mu}^*(\mathbf{r}), \quad (47)$$

раскладываем искаженную волну конечного канала по парциальным волнам и интегрируем (47) по углам  $\Omega_{\mathbf{r}_y}$  и  $\Omega_{\mathbf{r}}$ . В результате формфактор (46) преобразуется к виду

$$\beta_{\Lambda_{21} \Lambda_{22} l_2 m_2}(\theta_y) = (-1)^{\Lambda_{21} + \Lambda_{22} - l_2 + m_2} \frac{1}{\sqrt{2l_2 + 1}} \frac{4\pi}{k_y} \langle L_y m_y \Lambda \mu | l_2 - m_2 \rangle \times \\ \times Y_{L_y m_y}(\mathbf{k}_y) \mathfrak{S}_{\Lambda_{21} \Lambda_{22} l_2}^{\Lambda L_y}(r), \quad (48)$$

$$\mathfrak{S}_{\Lambda_{21} \Lambda_{22} l_2}^{\Lambda L_y}(r) = \int \chi_y(k_y r_y) F_{\Lambda_{21} \Lambda_{22} l_2}^{\Lambda L_y}(r, r_y) r_y dr_y,$$

а для матричного элемента верхней половины диаграммы рис. 6 получаем

$$M_2^{h\Lambda} = (-1)^{2J_\sigma + 2J_y - J_{22} - M_{22} + l_2 + m_2} \frac{4\pi}{k_y} \sum_{J_{21} J_{22} l_2} \sqrt{(2J_{21} + 1)(2J_{22} + 1)} \times \\ \times \langle J_\sigma M_\sigma J_{22} M_{22} | J_B M_B \rangle \langle J_y M_y J_{21} M_{21} | J_\rho M_\rho \rangle \langle J_{22} - M_{22} J_{21} M_{21} | l_2 m_2 \rangle \times \\ \times \sum_{\Lambda_{21} \Lambda_{22}} \langle \Lambda \mu L_y m_y | l_2 - m_2 \rangle \Theta_{\Lambda_{21} \Lambda_{22} l_2}^{J_{21} J_{22}} Y_{L_y m_y}(\mathbf{k}_y) \mathfrak{S}_{\Lambda_{21} \Lambda_{22} l_2}^{\Lambda L_y}(r) h_\Lambda(k_{\sigma\rho} r), \quad (49)$$

где спектроскопические множители  $\Theta_{\Lambda_{21}\Lambda_{22}l_2}^{J_{21}J_{22}}$  определяются выражениями (34).

3.2.3. *Вычисление полного матричного элемента механизма последовательной передачи частиц.* Для окончательного вычисления матричного элемента (38) необходимо перемножить выражения (44) и (49), а также вычислить суммы по проекциям промежуточных моментов в произведениях коэффициентов Клебша–Гордана.

При умножении (44) и (49) получаем

$$\begin{aligned} M_1^{j\Lambda} M_2^{h\Lambda} &= (-1)^{2J_x+2J_\rho+2J_\sigma+2J_y-J_{12}-M_{12}-J_{22}-M_{22}} \times \\ &\times (-1)^{l_2+m_2+l_1+m_1} i^{L_x-L_y} \frac{(4\pi)^2}{k_x k_y} \sqrt{(2J_{11}+1)(2J_{12}+1)(2J_{21}+1)(2J_{22}+1)} \times \\ &\times \langle J_x M_x J_{12} M_{12} | J_\sigma M_\sigma \rangle \langle J_\rho M_\rho J_{11} M_{11} | J_A M_A \rangle \langle J_\sigma M_\sigma J_{22} M_{22} | J_B M_B \rangle \times \\ &\times \langle J_y M_y J_{21} M_{21} | J_\rho M_\rho \rangle \langle J_{12} - M_{12} J_{11} M_{11} | l_1 m_1 \rangle \langle J_{22} - M_{22} J_{21} M_{21} | l_2 m_2 \rangle \times \\ &\times \langle L_x m_x \Lambda - m_\Lambda | l_1 - m_1 \rangle \langle \Lambda \mu L_y m_y | l_2 - m_2 \rangle \times \\ &\times \sum_{\Lambda_{21}\Lambda_{22}} \Theta_{\Lambda_{11}\Lambda_{12}l_1}^{J_{11}J_{12}} Y_{L_x m_x}^*(\mathbf{k}_x) \Theta_{\Lambda_{21}\Lambda_{22}l_2}^{J_{21}J_{22}} Y_{L_y m_y}(\mathbf{k}_y) \times \\ &\times \iint \mathfrak{S}_{\Lambda_{11}\Lambda_{12}l_1}^{L_x \Lambda}(r') \mathfrak{S}_{\Lambda_{21}\Lambda_{22}l_2}^{\Lambda L_y}(r) j_\Lambda(k_{\sigma\rho} r') h_\Lambda(k_{\sigma\rho} r) r^2 dr r'^2 dr'. \quad (50) \end{aligned}$$

Далее выполняем преобразования произведения коэффициентов Клебша–Гордана:

$$\begin{aligned} &1. \sum_{M_\sigma} \langle J_x M_x J_{12} M_{12} | J_\sigma M_\sigma \rangle \langle J_\sigma M_\sigma J_{22} M_{22} | J_B M_B \rangle = \\ &= \sum_{J_1 M_1} U(J_x J_{12} J_B J_{22} : J_\sigma J_1) \langle J_{12} M_{12} J_{22} M_{22} | J_1 M_1 \rangle \langle J_x M_x J_1 M_1 | J_B M_B \rangle; \\ &2. \sum_{M_\rho} \langle J_\rho M_\rho J_{11} M_{11} | J_A M_A \rangle \langle J_y M_y J_{21} M_{21} | J_\rho M_\rho \rangle = \\ &= \sum_{J_2 M_2} U(J_y J_{21} J_A J_{11} : J_\rho J_2) \langle J_{21} M_{21} J_{11} M_{11} | J_2 M_2 \rangle \langle J_y M_y J_2 M_2 | J_A M_A \rangle. \\ &3. \sum_{M_{12} M_{22}} (-1)^{-J_{12}-M_{12}-J_{22}-M_{22}} \langle J_{12} - M_{12} J_{11} M_{11} | l_1 m_1 \rangle \times \\ &\times \langle J_{22} - M_{22} J_{21} M_{21} | l_2 m_2 \rangle \langle J_{12} M_{12} J_{22} M_{22} | J_1 M_1 \rangle \langle J_{21} M_{21} J_{11} M_{11} | J_2 M_2 \rangle = \\ &= \sum_{lm} (-1)^{-M_1-J_1+J_{21}+J_{11}-J_2} \sqrt{(2J_1+1)(2J_2+1)(2l_1+1)(2l_2+1)} \times \\ &\quad \times \langle J_1 - M_1 J_2 M_2 | lm \rangle \langle l_1 m_1 l_2 m_2 | lm \rangle \begin{Bmatrix} J_{12} & J_{11} & l_1 \\ J_{22} & J_{21} & l_2 \\ J_1 & J_2 & l \end{Bmatrix}. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 4. \sum_{\mu} (-1)^{l_2+m_2+l_1+m_x} \langle L_x m_x \Lambda - \mu | l_1 - m_1 \rangle \langle \Lambda \mu L_y m_y | l_2 - m_2 \rangle \times \\
 \times \langle l_1 m_1 l_2 m_2 | l m \rangle = (-1)^{l_2+m+L_x} \sqrt{\frac{(2l_2+1)}{(2L_y+1)}} U(L_x \Lambda l l_2 : l_1 L_y) \times \\
 \times \langle L_x - m_x L_y - m_y | l m \rangle.
 \end{aligned}$$

В результате произведение матричных элементов имеет вид

$$\begin{aligned}
 M_1^{j\Lambda} M_2^{h\Lambda} &= (-1)^{2J_x+2J_\rho+2J_\sigma+2J_y} \frac{(4\pi)^2}{k_x k_y} \times \\
 &\times \sqrt{(2J_{11}+1)(2J_{12}+1)(2J_{21}+1)(2J_{22}+1)} \times \\
 &\times \sqrt{(2J_1+1)(2J_2+1)(2l_1+1)(2l_2+1)} \sqrt{\frac{2l_2+1}{2L_y+1}} i^{L_x-L_y} \times \\
 &\times \langle J_x M_x J_1 M_1 | J_B M_B \rangle \langle J_y M_y J_2 M_2 | J_A M_A \rangle \times \\
 &\times U(J_x J_{12} J_B J_{22} : J_\sigma J_1) U(J_y J_{21} J_A J_{11} : J_\rho J_2) U(L_x \Lambda l l_2 : l_1 L_y) \times \\
 &\times \langle L_x - m_x L_y - m_y | l m \rangle \langle L_1 - M_1 L_2 M_2 | l m \rangle \times \\
 &\times (-1)^{-M_1-J_1+J_{21}+J_{11}-J_2+l_2+m+L_x} \begin{Bmatrix} J_{12} & J_{11} & l_1 \\ J_{22} & J_{21} & l_2 \\ J_1 & J_2 & l \end{Bmatrix} \times \\
 &\times \sum_{\Lambda_{21} \Lambda_{22}} \Theta_{\Lambda_{11} \Lambda_{12} l_1}^{J_{11} J_{12}} Y_{L_x m_x}^*(\mathbf{k}_x) \Theta_{\Lambda_{21} \Lambda_{22} l_2}^{J_{21} J_{22}} Y_{L_y m_y}(\mathbf{k}_y) \mathfrak{S}_{L_x L_y \Lambda}. \quad (51)
 \end{aligned}$$

Для окончательного преобразования произведения (51) коэффициент Рака  $U(L_x \Lambda l l_2 : l_1 L_y)$  перепишем в виде 6- $j$  символа:

$$U(L_x \Lambda l l_2 : l_1 L_y) = (-1)^{L_x+\Lambda+l+l_2} \begin{Bmatrix} L_x & \Lambda & l_1 \\ l_2 & l & L_y \end{Bmatrix} \sqrt{(2l_1+1)(2L_y+1)}.$$

Введем обобщенный спектроскопический множитель:

$$\begin{aligned}
 \bar{\Theta}_{l_1 l_2 l}^{J_1 J_2} &= \sum (-1)^{2J_\rho+2J_\sigma+J_{21}+J_{11}-J_2} \times \\
 &\times \sqrt{(2J_{11}+1)(2J_{12}+1)(2J_{21}+1)(2J_{22}+1)} \times \\
 &\times (2l_1+1)(2l_2+1) \Theta_{\Lambda_{11} \Lambda_{12} l_1}^{J_{11} J_{12}} \Theta_{\Lambda_{21} \Lambda_{22} l_2}^{J_{21} J_{22}} \times \\
 &\times U(J_x J_{12} J_B J_{22} : J_\sigma J_1) U(J_y J_{21} J_A J_{11} : J_\rho J_2) \begin{Bmatrix} J_{12} & J_{11} & l_1 \\ J_{22} & J_{21} & l_2 \\ J_1 & J_2 & l \end{Bmatrix}. \quad (52)
 \end{aligned}$$

Суммирование в (52) выполняется по индексам  $J_{11}, J_{12}, J_{21}, J_{22}$ . Наконец, учтем, что

$$\begin{aligned} \langle L_x - m_x L_y - m_y | lm \rangle Y_{L_x}^*(\mathbf{k}_x) Y_{L_y}(\mathbf{k}_y) = \\ = (-1)^{l-m-L_x} \sqrt{\frac{2l+1}{2L_x+1}} \langle lm L_y - m | L_x 0 \rangle \sqrt{\frac{2L_x+1}{8\pi^2}} P_{L_y m}(\theta_y). \end{aligned} \quad (53)$$

Подставляя в (51) определение (52) и учитывая соотношение (53), получаем, что матричный элемент (38) механизма, иллюстрируемого четырехугольной диаграммой с однонаправленными линиями, рассчитывается по формуле

$$\begin{aligned} M_{BA}^{F_2}(\theta_y) = \frac{4\sqrt{2}\pi}{k_x k_y} \sum_{J_1 J_2 l} (-1)^{2J_x+2J_y-M_1-J_1} \sqrt{(2J_1+1)(2J_2+1)(2l+1)} \times \\ \times \langle J_x M_x J_1 M_1 | J_B M_B \rangle \langle J_y M_y J_2 M_2 | J_A M_A \rangle \langle J_1 - M_1 J_2 M_2 | lm \rangle \times \\ \times \sum_{L_x L_y} i^{L_x+L_y} \sum_{\Lambda l_1 l_2} \left\{ \begin{matrix} L_x & \Lambda & l_1 \\ l_2 & l & L_y \end{matrix} \right\} \langle lm L_y - m | L_x 0 \rangle \bar{\Theta}_{l_1 l_2 l}^{J_1 J_2} \mathfrak{S}_{L_x L_y \Lambda} P_{L_y - m}(\theta_y), \\ m = M_x + M_A - M_B - M_y. \end{aligned} \quad (54)$$

В (54) спектроскопический множитель задается соотношением (52), а многомерный интеграл  $\mathfrak{S}_{L_x L_y \Lambda}$  определяется следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathfrak{S}_{L_x L_y \Lambda} = 2i\mu_{\rho\sigma} k_{\rho\sigma} (-1)^{\Lambda+1} \times \\ \times \left\{ \int_0^\infty r dr \mathfrak{S}_{\Lambda_{21}\Lambda_{22}l_2}^{\Lambda L_y}(r) h_\Lambda(k_{\rho\sigma} r) \int_0^r r' dr' \mathfrak{S}_{\Lambda_{11}\Lambda_{12}l_1}^{L_x \Lambda}(r') j_\Lambda(k_{\rho\sigma} r') + \right. \\ \left. + \int_0^\infty r' dr' \mathfrak{S}_{\Lambda_{11}\Lambda_{12}l_1}^{L_x \Lambda}(r') h_\Lambda(k_{\rho\sigma} r') \int_0^{r'} r dr \mathfrak{S}_{\Lambda_{21}\Lambda_{22}l_2}^{\Lambda L_y}(r) j_\Lambda(k_{\rho\sigma} r) \right\}. \end{aligned} \quad (55)$$

Объединяя (33) и (54), получаем окончательное выражение для вычисления матричного элемента реакции в МИВОКОР с учетом поправок — членов второго порядка, соответствующих разновременной передаче виртуальных кластеров и иллюстрируемых четырехугольной диаграммой с однона-

правленными внутренними линиями:

$$\begin{aligned}
 M_{BA}^{\text{DWBA}}(\theta_y) + M_{BA}^{F_2}(\theta_y) = & \\
 = (-1)^{2J_x+2J_y-J_1-M_1} \frac{4\sqrt{2}\pi}{k_x k_y} \sum_{J_1 J_2} & \sqrt{(2J_1+1)(2J_2+1)(2l+1)} \times \\
 \times \langle J_x M_x J_1 M_1 | J_B M_B \rangle \langle J_y M_y J_2 M_2 | & J_A M_A \rangle \langle J_1 - M_1 J_2 M_2 | lm \rangle \times \\
 \times \sum_{l\Lambda_1 \Lambda_2} \sum_{L_x L_y} i^{L_x+L_y} \langle lm L_y - m | & L_x 0 \rangle P_{L_y-m}(\theta_y) \times \\
 \times \left( \Theta_{\Lambda_1 \Lambda_2 l}^{J_1 J_2} \mathfrak{S}_0 + \begin{Bmatrix} L_x & \Lambda & l_1 \\ l_2 & l & L_y \end{Bmatrix} \bar{\Theta}_{l_1 l_2 l}^{J_1 J_2} \mathfrak{S}_{L_x L_y \Lambda} \right). & (56)
 \end{aligned}$$

Выражение для матричного элемента процесса, иллюстрируемого диаграммой с разнонаправленными внутренними линиями, аналогично (56) с точностью до замены индексов суммирования и ширин распада ядер.

Подчеркнем, что формулы для матричного элемента реакции с учетом механизма независимой передачи виртуальных кластеров получены для ненулевого радиуса взаимодействия частиц, без пренебрежения эффектами отдачи, а также при последовательном учете всех разрешенных правилами отбора состояний промежуточной кластерной системы  $\rho + \sigma$ .

**3.3. Краткое описание программы QUADRO.** Программа QUADRO позволяет рассчитать матричные элементы механизмов независимой последовательной передачи частиц. Структура программы основана на том, что искомым матричный элемент определяется как свертка матричных элементов двух полюсных механизмов в приближении МИВОКОР. При написании кода активно используется программа OLYMP [33], реализующая расчет сечений реакции со сложными частицами в рамках МИВОКОР.

Код QUADRO состоит из четырех основных этапов. На первом этапе рассматривается полюсная диаграмма — нижняя половина четырехугольной диаграммы рис. 6. С помощью модифицированного варианта кода OLYMP на равномерной сетке по  $r'$  с шагом  $h$  вычисляется и записывается массив одномерного интеграла  $\mathfrak{S}_{\Lambda_{11} \Lambda_{12} l_1}^{L_x \Lambda}(r') = \int r_x dr_x \chi_x(k_x r_x) F_{\Lambda_{11} \Lambda_{12} l_1}^{L_x \Lambda}(r', r_x)$ .

На втором этапе с помощью кода OLYMP рассматривается реакция  $B + y \rightarrow \sigma + \rho$ , обратная по отношению к полюсной диаграмме — верхней части четырехугольной диаграммы рис. 6. Аналогично первому этапу заполняется массив интеграла  $\mathfrak{S}_{\Lambda_{21} \Lambda_{22} l_2}^{\Lambda L_y}(r) = \int r_y dr_y \chi_y(k_y r_y) F_{\Lambda_{21} \Lambda_{22} l_2}^{\Lambda L_y}(r, r_y)$ .

На третьем этапе проводится вычисление части искомого матричного элемента  $\sum \begin{Bmatrix} L_x & \Lambda & l_1 \\ l_2 & l & L_y \end{Bmatrix} \bar{\Theta}_{l_1 l_2 l}^{J_1 J_2} \mathfrak{S}_{L_x L_y \Lambda}$ . Из файла с входными данными считываются параметры реакции, массивы спектроскопических факторов для нижней и верхней половины четырехугольной диаграммы. Определяются ин-

дексы и пределы суммирования. Для каждого слагаемого по формуле (52) вычисляется обобщенный спектроскопический множитель реакции  $\bar{\Theta}_{l_1 l_2 l}^{J_1 J_2}$ . Заполненные ранее массивы используются для расчета двойного интеграла с переменным верхним пределом  $\mathfrak{S}_{L_x L_y \Lambda}$ :

$$\mathfrak{S}_{L_x L_y \Lambda} = 2i\mu_{\rho\sigma} k_{\rho\sigma} (-1)^{\Lambda+1} \frac{4\sqrt{2}\pi}{k_x k_y} \times$$

$$\times \left\{ \int_0^\infty r dr \mathfrak{S}_{\Lambda_{21}\Lambda_{22}l_2}^{\Lambda L_y}(r) h_\Lambda(k_{\rho\sigma} r) \int_0^r r' dr' \mathfrak{S}_{\Lambda_{11}\Lambda_{12}l_1}^{L_x \Lambda}(r') j_\Lambda(k_{\rho\sigma} r') + \right.$$

$$\left. + \int_0^\infty r' dr' \mathfrak{S}_{\Lambda_{11}\Lambda_{12}l_1}^{L_x \Lambda}(r') h_\Lambda(k_{\rho\sigma} r') \int_0^{r'} r dr \mathfrak{S}_{\Lambda_{21}\Lambda_{22}l_2}^{\Lambda L_y}(r) j_\Lambda(k_{\rho\sigma} r) \right\}.$$

Выполняются все необходимые суммирования, и результирующий массив  $\sum \left\{ \begin{matrix} L_x & \Lambda & l_1 \\ l_2 & I & L_y \end{matrix} \right\} \bar{\Theta}_{l_1 l_2 l}^{J_1 J_2} \mathfrak{S}_{L_x L_y \Lambda}$  записывается в файл.

На четвертом этапе по формуле (56) рассчитывается матричный элемент, дифференциальное сечение реакции и матрица плотности конечного ядра либо только для МИВОКОР, либо только для механизма последовательной передачи частиц, либо их когерентная сумма (по выбору).

Блок-схема программного кода QUADRO представлена на рис. 7.

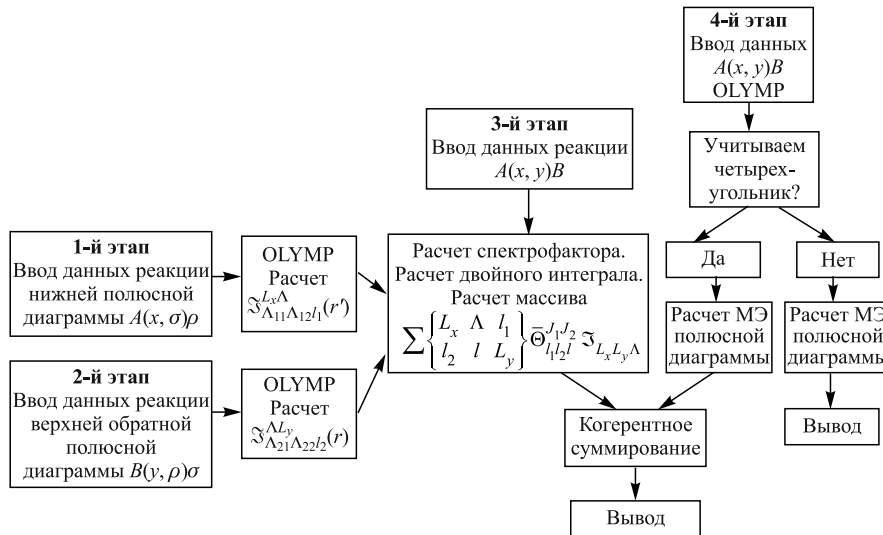


Рис. 7. Блок-схема программы QUADRO

Разработанная программа QUADRO позволяет рассчитывать матричные элементы механизмов независимой последовательной передачи частиц как поправки второго порядка к МИВОКОР.

Результаты расчетов дифференциальных сечений различных реакций в сопоставлении с экспериментальными данными (там, где они имеются) представлены в следующем разделе.

#### 4. СЕЧЕНИЯ КОНКРЕТНЫХ РЕАКЦИЙ С УЧЕТОМ МЕХАНИЗМОВ, ВКЛЮЧАЮЩИХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНУЮ ПЕРЕДАЧУ ЧАСТИЦ

Полученное в предыдущем разделе выражение (56) для вычисления матричного элемента реакции в МИВОКОР с учетом разновременной передачи кластеров используем для расчета угловых распределений сечений конкретных реакций. Выбор реакций обусловлен критериями разд. 2, при выполнении которых вклад последовательной передачи частиц ожидается существенным: либо волновые функции передаваемых частиц сильно различаются, особенно в периферической области ядра, либо механизм передачи кластерной системы  $\lambda$  подавлен или запрещен правилами отбора. Наряду с упругим рассеянием рассматриваются реакции с участием нейтронно-избыточных легких ядер.

**4.1. Расчет амплитуды упругого  $\alpha^6\text{He}$ -рассеяния.** В оптической модели дифференциальное сечение упругого рассеяния частицы  $x$  на ядре  $A$  определяется квадратом амплитуды рассеяния  $d\sigma_{\text{уп}}/d\Omega = |f(\theta)|^2$  [34]:

$$f(\theta) = f_C(\theta) + \frac{1}{2ik} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) e^{2i\sigma_L} (S_L^{\text{opt}} - 1) P_L(\cos \theta),$$

где  $\theta$  — угол рассеяния;  $k$  — волновой вектор относительного движения частиц  $x$  и  $A$ ;  $P_L(\cos \theta)$  — полиномы Лежандра;  $f_C(\theta)$ ,  $\sigma_L$  — кулоновские амплитуда и фаза;  $S_L^{\text{opt}}$  — матричные элементы  $S$ -матрицы, описывающей потенциальное рассеяние в оптической модели. Как показано в [4], упругое рассеяние сложных частиц, особенно на больших углах, обусловлено не только потенциальным рассеянием. Необходимо учитывать также неупругие процессы, в первую очередь так называемые обменные механизмы, связанные с диссоциацией ядра-мишени на фрагменты. В нашем случае такими механизмами являются кластерный динейтронный обмен и механизм последовательной передачи нейтронов (рис. 8).

В результате полная амплитуда упругого рассеяния частиц  $x$  и  $A$  кроме матричных элементов потенциального рассеяния  $S_L^{\text{opt}}$  будет содержать обменные коэффициенты  $a_L^0$  и  $a_L^1$ :

$$f(\theta) = f_C(\theta) + \frac{1}{2ik} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) e^{2i\sigma_L} (S_L^{\text{opt}} + a_L^0 + a_L^1 - 1) P_L(\cos \theta), \quad (57)$$

которые являются коэффициентами разложения амплитуд  $\frac{\mu_{xA}}{2\pi\hbar^2}M_{BA}^{\text{DWBA}}$  и  $\frac{\mu_{xA}}{2\pi\hbar^2}M_{BA}^{F_2}$  в ряд по полиномам Лежандра.

Матричные элементы  $M_{BA}^{\text{DWBA}}$ ,  $M_{BA}^{F_2}$  определяются формулами (33) и (54) соответственно. В случае упругого рассеяния  $l = 0$ ;  $k_x = k_y$ ;  $\Lambda_1 = \Lambda_2$ ;  $J_1 = J_2$ ;  $L_x = L_y = L$ . Тогда

$$M_{AA}^{\text{DWBA}} = \frac{4\sqrt{2}\pi}{k_x^2} \sum_{J_1 M_1} \sqrt{(2J_1 + 1)} \langle J_x M_x J_1 M_1 | J_A M_A \rangle^2 \times \\ \times \sum_{L \Lambda_1} (-1)^L \Theta_{\Lambda_1 \Lambda_1 0}^{J_1 J_1} P_{L0}(\theta_y) \mathfrak{S}_{LL0}^0, \quad (58)$$

где

$$\Theta_{\Lambda_1 \Lambda_1 0}^{J_1 J_1} = \frac{(-1)^{\Lambda_1} \sum_{l_A s_A} \left( \tilde{\Theta}_{\Lambda_1 l_A l_\lambda L_2 l_y s_A s_\lambda s_y}^{A \rightarrow \lambda + y} \right)^2}{\sqrt{(2\Lambda_1 + 1)(2J_1 + 1)}}. \quad (59)$$

Учитывая нормировку присоединенных полиномов Лежандра  $P_{L0} = \sqrt{\frac{(2L+1)}{2}} P_L$ , а также то, что для упругого  $\alpha^6\text{He}$ -рассеяния  $J_x = J_A = 0$ , для коэффициентов  $a_L^0$ , связанных с обменом динейтронным кластером, получаем:

$$a_L^0 = \frac{4\mu_{xA}}{\hbar^2 k} i \sum_{\Lambda_1} \frac{(-1)^L}{\sqrt{(2L+1)}} \frac{(-1)^{\Lambda_1}}{\sqrt{(2\Lambda_1+1)}} \sum_{l_A s_A} \left( \tilde{\Theta}_{\Lambda_1 l_A s_A}^{A \rightarrow \lambda + y} \right)^2 \mathfrak{S}_{LL0}^0. \quad (60)$$

Как видно из (60), добавки к амплитуде упругого  $\alpha^6\text{He}$ -рассеяния, обусловленные передачей динейтронного кластера, меняют знак как  $(-1)^L$ . Другими словами, они имеют фазу, совпадающую с фазой полиномов Лежандра под углом  $180^\circ$ , и тем самым обеспечивают возрастание сечения  $\alpha^6\text{He}$ -рассеяния на больших углах.

Получим аналогичное выражение для коэффициентов  $a_L^1$ , определяющих добавку к амплитуде упругого рассеяния, связанную с независимой передачей нейтронов (рис. 8, б). Используя (54), для  $M_{BA}^{F_2}$  имеем:

$$M_{BA}^{F_2}(\theta_y) = \frac{4\sqrt{2}\pi}{k_x^2} \sum_{L \Lambda_1} \bar{\Theta}_{l_1 l_1 0}^{J_1 J_1} \mathfrak{S}_{LL\Lambda} P_{L-m}(\theta_y) \frac{(-1)^{\Lambda+l_1}}{\sqrt{(2L+1)(2l_1+1)}}, \quad (61)$$

так что коэффициенты  $a_L^1$  задаются следующим образом:

$$a_L^1 = \frac{4\mu_{xA}}{\hbar^2 k} i \sum_{l_1} \sum_{\Lambda=|l_1-L|}^{l_1+L} \frac{(-1)^{\Lambda+l_1}}{(2L+1)\sqrt{(2l_1+1)}} \bar{\Theta}_{l_1 l_1 0}^{J_1 J_1} \mathfrak{S}_{LL\Lambda}. \quad (62)$$



Сопоставление (60) и (62) позволяет уже на качественном уровне понять принципиальные различия в поведении добавок к  $S_L$ -матрице упругого рассеяния, связанных с обменом динейтронным кластером или с независимой передачей нейтронов. Действительно, структура коэффициентов  $a_L^0$  такова, что они содержат  $L$ -расщепляющие добавки к  $S_L$ -матрице, обеспечивая резкое увеличение сечения рассеяния на больших углах. Коэффициенты  $a_L^1$  не имеют подобной структуры, поэтому вклад процесса, обусловленного последовательной передачей нейтронов, может быть существенен при всех углах рассеяния.

Выполнение конкретных расчетов дифференциального сечения упругого  $\alpha^6\text{He}$ -рассеяния с учетом обменных добавок требует определения спектроскопических множителей и параметров потенциалов ядерного взаимодействия.

Спектроскопические множители рассчитывались по формулам (35), (52) с использованием информации о структуре волновых функций ядер  $^6\text{He}$  и  $^5\text{He}$  в традиционной ядерной оболочечной модели с промежуточной связью [35]. Для двухступенчатого механизма последовательной передачи нейтронов правилами отбора разрешено единственное состояние ядра  $^5\text{He}$  с  $J = 1/2$ . В то же время основное состояние  $^5\text{He}$  на 95% является состоянием с  $J = 3/2$  [35]. Соответствующий весовой множитель был учтен при расчете приведенной ширины распада  $^6\text{He} \rightarrow ^5\text{He} + n$ . Спектроскопический множитель динейтрона (плюсная диаграмма рис. 8, а) определен нами через спектроскопический множитель дейтрона в  $^6\text{Li}$  и равен 1,68 [36], а спектроскопические множители нижней и верхней половин четырехугольной диаграммы рис. 8, б ( $l_1 = 0, 1$ ) приведены в табл. 1.

По поводу выбора параметров потенциала  $\alpha^6\text{He}$ -взаимодействия можно сказать следующее. Обычно феноменологические потенциалы ядерного взаимодействия с различными наборами параметров используются в определенной модели для расчетов характеристик реакций, имеющих экспериментальные аналоги. Итоговый набор параметров определяется из оптимального соответствия совокупности расчетных и экспериментальных данных. Подобранные таким образом параметры зависят от модели и компенсируют ее недостатки. Так, оптические потенциалы, полученные из подгонки экспериментальных

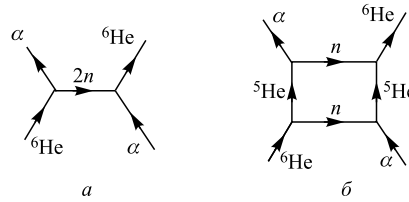


Рис. 8. Диаграммы обменных механизмов передачи нейтронов в упругом  $\alpha^6\text{He}$ -рассеянии: а) передачи динейтрона; б) независимой передачи нейтронов

Таблица 1. Спектроскопические множители  $\Theta_{\Lambda_1 \Lambda_2 l}^{J_1 J_2}$  для двухступенчатого механизма в упругом  $\alpha^6\text{He}$ -рассеянии ( $\Lambda_1 = \Lambda_2 = 1, J_1 = J_2$ )

$J_1$	$l = 0$	$l = 1$
1/2	0,04	0,03

Таблица 2. Форма и параметры оптического потенциала для упругого  $\alpha$   $^6\text{He}$ -рассеяния, а также для входного и выходного каналов в реакциях  $^9\text{Be}(d, p)^{10}\text{Be}$ ,  $^{10}\text{B}(t, p)^{12}\text{B}$ ,  $^{13}\text{C}(d, \alpha)^{11}\text{B}$ ,  $^{13}\text{C}(^3\text{He}, \alpha)$ ,  $^{12}\text{C}(0^+, 2^+)$

Канал	$V$ , МэВ	$r_V$ , ФМ	$a_V$ , ФМ	$W$ , МэВ	$r_W$ , ФМ	$a_W$ , ФМ	$WD$ , МэВ	$r_{WD}$ , ФМ	$a_{WD}$ , ФМ	$V_{SO}$ , МэВ	$r_{SO}$ , ФМ	$a_{SO}$ , ФМ	$r_c$ , ФМ
$\alpha + ^6\text{He}$	150,00	2,10	0,610				15,00	1,98	0,54				1,40
$d + ^9\text{Be}$	73,00	1,200	0,870	14,00	1,650	0,410							1,30
$p + ^{10}\text{Be}$	58,66	1,220	0,620				16,00	1,35	0,63				1,09
$t + ^{10}\text{B}$	174,00	1,140	0,490	19,40	1,530	1,070							1,24
$p + ^{12}\text{B}$	53,00	1,240	0,630	10,40	1,380	0,320							1,30
$d + ^{13}\text{C}$	98,90	1,050	0,880				10,70	1,76	0,44	4,00	1,00	0,81	1,30
$\alpha + ^{11}\text{B}$	212,10	1,360	0,520	15,00	1,700	0,563							1,34
$^3\text{He} + ^{13}\text{C}$	128,40	1,125	0,771	17,36	1,508	0,938							1,07
$\alpha + ^{12}\text{C}$	199,10	1,262	0,650	42,17	1,262	0,680							1,25

Примечание.  $V(r) = -Vf(x_V) - i \left[ Wf(x_W) - 4WD \frac{df(x_{WD})}{dr} \right] + 2V_{SO} \frac{1}{r} \frac{df(x_{SO})}{dr} (\mathbf{L} \cdot \mathbf{S})$ ;  
 $f(x_i) = \left[ 1 + \exp \left( \frac{r - r_{0i}}{a_i} \right) \right]^{-1}$ .

угловых распределений к расчетным в модели потенциального рассеяния, учитывают отсутствие в модели более сложных механизмов (связи каналов, обменных добавок и т. п.). Поэтому при изменении модели и включении дополнительных механизмов значения параметров потенциалов не только могут, но и должны варьироваться в разумных пределах. При учете добавки к амплитуде упругого рассеяния, связанной только с передачей динейтрона [36, 37], пришлось использовать слишком глубокий и узкий (что не вполне соответствует физической картине) оптический потенциал  $\alpha^6\text{He}$ -взаимодействия. При включении наряду с передачей динейтрона двухступенчатого механизма передачи нейтронов [38] наилучшего согласия с экспериментом удалось достичь с оптическим потенциалом традиционной вудс-саксоновской формы, имеющим более физические значения параметров (меньшая глубина и больший радиус). Это обстоятельство может служить еще одним подтверждением необходимости учета механизма независимой передачи нейтронов в упругом  $\alpha^6\text{He}$ -рассеянии. Конкретные значения параметров оптического потенциала  $\alpha^6\text{He}$ -рассеяния приведены в табл. 2.

Теоретическое угловое распределение сечения упругого  $\alpha^6\text{He}$ -рассеяния определялось согласно (57) в результате когерентного суммирования амплитуд трех механизмов: потенциального рассеяния, полюсного механизма передачи динейтрона и механизма поэтапной передачи нейтронов от ядра  ${}^6\text{He}$  к  $\alpha$ -частице. Рассчитанное дифференциальное сечение упругого  $\alpha^6\text{He}$ -рассеяния при  $E_{\text{лс}} = 19,6$  МэВ ( $E_{\text{цм}} = 11,76$  МэВ) сопоставлено с экспериментальными данными (рис. 9).

Как видно из рисунка, вклады всех трех рассматриваемых механизмов сопоставимы по величине, имеет место как конструктивная, так и деструктивная (в районе  $60^\circ$ ) интерференция. Форма расчетной кривой соответствует экспериментальной без введения каких-либо дополнительных множителей, нормирующих вклады отдельных механизмов.

Угловое распределение в области углов до  $50^\circ$  определяется потенциальным рассеянием. В этой угловой области вклад двухступенчатого механизма передачи нейтронов превышает вклад механизма передачи динейтрона. Более того, как и ожидалось, вклад этого механизма в сечение упругого рассеяния существенен при всех углах вылета рассеянных частиц. При больших углах вклад механизмов передачи динейтрона и независимой передачи нейтронов становится доминирующим.

Передача динейтрона происходит в периферической области ядра, что эквивалентно ослаблению поглощения этого кластера во внутренней области ядра. В различных феноменологических подходах подобное ослабление вводится тем или иным модельным способом. Все феноменологические модели приводят к немонотонной зависимости  $S$ -матрицы от  $L$  в поверхностной области ядра [4]. Альтернативный метод — учет передачи динейтрона — позволяет получить эти немонотонности на микроскопической основе.

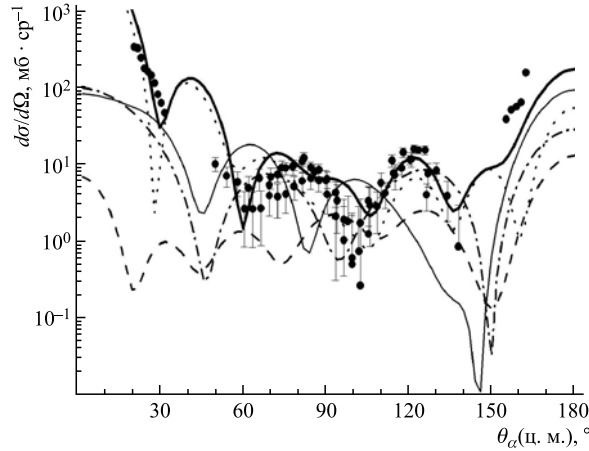


Рис. 9. Дифференциальное сечение упругого  $\alpha^6\text{He}$ -рассеяния: пунктирная кривая — сечение потенциального рассеяния; штриховая — передачи динейтрона; штрихпунктирная — независимой передачи нейтронов; сплошная тонкая — когерентная сумма вкладов двух механизмов передачи нейтронов; сплошная толстая — когерентная сумма вкладов всех механизмов, точки — экспериментальные данные [37, 39]

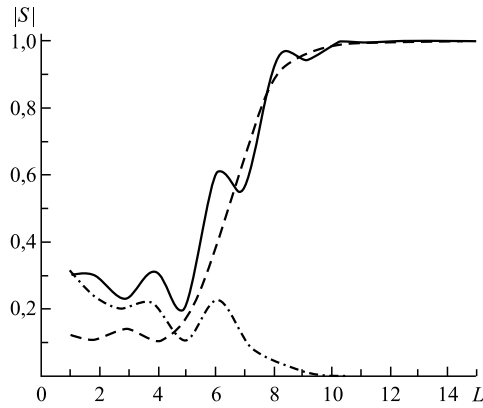


Рис. 10. Коэффициент отражения  $\eta_L = |S_L|$  в зависимости от  $L$  для упругого  $\alpha^6\text{He}$ -рассеяния. Сплошная кривая — полные  $\eta_L$ ; штриховая —  $\eta_L^{\text{opt}}$ ; штрихпунктирная — обменные добавки  $|a_L^0|$

Чтобы наглядно продемонстрировать немонотонный резонансный характер зависимости полной  $S$ -матрицы от  $L$ , на рис. 10 приведены полные  $\eta_L = |S_L^{\text{opt}} + a_L^0|$  и оптические  $\eta_L^{\text{opt}} = |S_L^{\text{opt}}|$  коэффициенты отражения, а также добавки  $|a_L^0|$ , связанные с передачей динейтрона [36].

Как видно из рисунка, учет передачи динейтрона приводит к существенной немонотонности  $S$ -матрицы как при малых  $L$ , так и на границе ядра при  $L \sim 5-6$ . Полный коэффициент отражения обнаруживает более резкий подход к единице, чем его потенциальный аналог. Мы отмечали, что добавки  $a_L^0$  меняют знак как  $(-1)^L$ , т.е. феноменологическая модель с  $L$ -расщепляющимся потенциалом также может быть воспроизведена добавкой к  $S$ -матрице, обусловленной передачей динейтрона. Другими словами, введение добавки  $a_L^0$  к потенциальному рассеянию позволяет в рамках единого теоретического подхода получить детальное описание особенностей коэффициентов отражения, постулируемых в различных феноменологических моделях.

С другой стороны, ни одна из феноменологических моделей не может дать столь богатой физической информации о поведении  $S$ -матрицы вблизи поверхности ядра (а тем самым и поведении сечения в области больших углов), как микроскопический подход, связанный с учетом передачи динейтрона.

Поведение  $S$ -матрицы в поверхностной области ядра позволяет независимым образом оценить  $R_{\alpha-2n}$ . Граничное значение  $L \cong 5$  соответствует при энергиях  $\sim 10$  МэВ в с. ц. м. значению  $R_{\alpha-2n} \cong 4,4$  Фм.

**4.2. Расчет дифференциального сечения реакции перезарядки  $p(^6\text{He}, n)^6\text{Li}(0^+)$ .** Реакция  $p(^6\text{He}, n)^6\text{Li}$  является примером реакций, чрезвычайно важных для понимания механизма образования легких элементов во Вселенной. При нуклеосинтезе большое сечение реакций с участием слабосвязанных ядер ( $^6\text{He}$ ,  $^9\text{Li}$ ,  $^7\text{Be}$  и др.) может изменить цепочки  $\beta$ -распадов, приводящих к образованию различных элементов [40], а следовательно, и весь сценарий нуклеосинтеза.

При расчете дифференциальных сечений реакции перезарядки  $p(^6\text{He}, n)^6\text{Li}$  ( $0^+$ , 3,56 МэВ) учитывались механизмы срыва тяжелого кластера  $^5\text{He}$ , замещения протоном виртуального нейтрона в поле кластера  $^5\text{He}$  и последовательной передачи нейтрона и  $\alpha$ -частицы, иллюстрируемые диаграммами рис. 11.

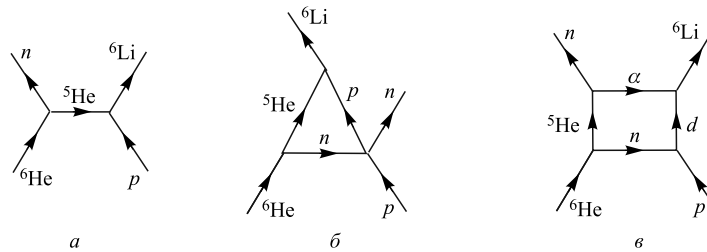


Рис. 11. Диаграммы механизмов тяжелого срыва ( $a$ ), замещения ( $b$ ) и последовательной передачи кластера  $^5\text{He}$  ( $v$ ) в реакции  $p(^6\text{He}, n)^6\text{Li}(0^+)$

Поскольку экспериментальные данные по этой реакции в области энергий  $\sim 10$  МэВ/нуклон отсутствуют, полученные результаты по дифференциальному сечению этой реакции носят предсказательный характер.

Выполненные нами расчеты сечения реакции  $p(^6\text{He}, n)^6\text{Li}(0^+)$  при  $E_{\text{цм}} = 9$  МэВ по методу HMS (Hybrid Monte Carlo Simulation) [41] показали, что в этой реакции угловое распределение нейтронов, образующихся в результате предравновесных процессов, сосредоточено в области углов вылета нейтронов до  $10^\circ$ . Образование нейтронов при больших углах происходит за счет прямых механизмов.

Используемые в расчетах оптические потенциалы определены в рамках глобального потенциала [42], реализованного с помощью пакета EMPIRE [43]. Мы использовали эти потенциалы без каких-либо изменений. Конкретные значения их параметров приведены в табл. 2. Коэффициенты разложения волновой функции  $^6\text{Li}(0^+; 3,56 \text{ МэВ}, T = 1)$  по базису  $LS$ -связи, необходимые для расчета спектроскопических факторов, взяты из [35]. Спектроскопический множитель для механизма тяжелого срыва и замещения составил  $\Theta_{\Lambda_1=1, \Lambda_2=1, l=0}^{J_1=1, J_2=1} = 0,693$ . Значения спектроскопических множителей для четырехугольной диаграммы даны в табл. 3.

Таблица 3. Спектроскопические множители  $\Theta_{\Lambda_{n1}\Lambda_{n2}l_n}^{J_{n1}J_{n2}}$  для каждого этапа двухступенчатого механизма в реакции  $^6\text{He}(p, n)^6\text{Li}(0^+)$  ( $l_n = 1, J_{n2} = 0, \Lambda_{n2} = 0$ )

Этап механизма	$J_{n1}$	$\Lambda_{11} = 1$	$\Lambda_{21} = 2$
Нижняя половина диаграммы, $n = 1$	1/2	0,521	
Верхняя половина диаграммы, $n = 2$	1		-0,666
	0		

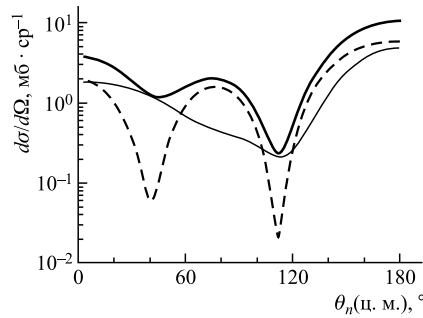


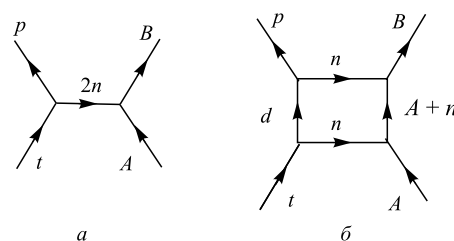
Рис. 12. Дифференциальное сечение реакции  $p(^6\text{He}, n)^6\text{Li}(0^+)$ . Тонкая сплошная кривая — вклад механизмов тяжелого срыва и замещения; штриховая — последовательной передачи кластеров; толстая сплошная — суммарное сечение

Рассчитанные вклады каждого из механизмов и полное дифференциальное сечение в зависимости от угла вылета нейтронов показаны на рис. 12.

Сечения всех рассматриваемых механизмов сопоставимы по величине. Когерентный вклад механизмов тяжелого срыва и замещения вплоть до углов  $\theta_n \sim 120^\circ$  практически изотропен, однако при бóльших углах он возрастает. Вклад механизма независимой передачи кластеров носит осциллирующий характер с основным максимумом под большими углами. Суммарное дифференциальное сечение реакции перезарядки при учете всех трех механизмов имеет слабо осциллирующую зависимость от  $\theta_n$  с максимумом при  $\theta_n = 180^\circ$ . Полное сечение реакции составляет  $\approx 0,56$  б.

**4.3. Расчет дифференциального сечения реакции  ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ .** Мы рассчитали дифференциальное сечение реакции  ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$  при энергии трития  $E_{\text{цм}} = 9$  МэВ в рамках механизмов подхвата динейтрона и последовательной передачи нейтронов (соответствующие диаграммы даны на рис. 13).

Рис. 13. Диаграммы механизмов передачи динейтронного кластера в реакции  $A(t, p)B$ : а) подхвата динейтрона; б) последовательной передачи нейтронов



Параметры расчета (оптические потенциалы и структурные множители) определены нами таким же образом, как и для реакции перезарядки. Коэффициенты разложения волновой функции основного состояния  ${}^7\text{Li}$  по базису  $LS$ -связи взяты из [35]. Основное состояние  ${}^9\text{Li}$  имеет полный спин  $J = 3/2$ , орбитальный момент  $L = 1$  и изоспин  $T = 3/2$ . Это означает, что два избыточных нейтрона в  ${}^9\text{Li}$  занимают свободную подоболочку оболочки  $1p_{3/2}$ . Значения структурных множителей в реакции  ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$  приведены в табл. 4, 5.

Таблица 4. Спектроскопические множители  $\Theta_{\Lambda_1 \Lambda_2 l}^{J_1 J_2}$  для прямых механизмов подхвата динейтронного кластера и тяжелого замещения ( $J_2 = \Lambda_2 = 0$ ) в реакции  ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$  ( $l_1 = l_2 = 1, J_{12} = J_{22}, \Lambda_{12} = \Lambda_{22} = 0, \Lambda_{11} = \Lambda_{21} = 1$ )

$J_1$	$l = 0,$ $\Lambda_1 = 0$	$l = 2,$ $\Lambda_1 = 2$
0	0,205	
2		0,145

Таблица 5. Спектроскопические множители  $\Theta_{\Lambda_{n1} \Lambda_{n2} l_n}^{J_{n1} J_{n2}}$  для каждого этапа двухступенчатого механизма в реакции  ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$  ( $l_1 = l_2 = 1, J_{12} = J_{22}, \Lambda_{12} = \Lambda_{22} = 0, \Lambda_{11} = \Lambda_{21} = 1$ )

Этапы двухступенчатого механизма	$J_{n1}$	$J_{12} = 1/2$	$J_{12} = 3/2$
Нижняя половина диаграммы, $n = 1$	1	-0,077	-0,155
Верхняя половина диаграммы, $n = 2$	1	0,050	-0,099

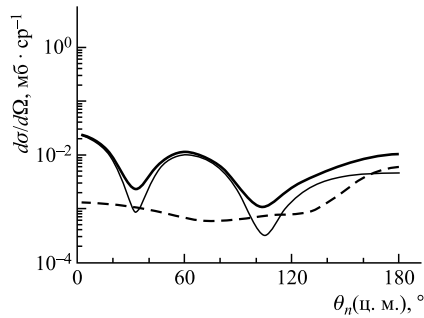


Рис. 14. Дифференциальное сечение реакции  ${}^7\text{Li}(t,p){}^9\text{Li}$ : тонкая сплошная кривая — вклад механизма передачи динейтрона; штриховая — вклад механизма независимой передачи нейтронов; толстая сплошная — их когерентная сумма

Рассчитанное дифференциальное сечение реакции представлено на рис. 14.

Как видно из рисунка, основной по величине вклад в полное сечение вносит механизм передачи динейтронного кластера. Тем не менее механизм независимой передачи нейтронов заметно сглаживает минимумы углового распределения, и его вклад сопоставим с вкладом механизма передачи динейтронного кластера в области больших углов. Этот факт свидетельствует о том, что в реакции  $(t,p)$  должны проявляться обе возможные двухнейтронные конфигурации ядра  ${}^9\text{Li}$ .

**4.4. Расчет дифференциального сечения реакции  ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ .** В реакции  ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$  возможны два полюсных механизма, описывающих процессы прямого взаимодействия дейтронов с ядром  ${}^9\text{Be}$ : срыв нейтрона (полюсная диаграмма рис. 15, а) и обмен тяжелым кластером  ${}^8\text{Li}$  (полюсная диаграмма рис. 15, б). Анализ результатов корреляционных измерений в реакции  ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$  в [44, 45] показал большую чувствительность характеристик к структуре волновых функций и продемонстрировал необходимость учета многоступенчатых механизмов реакции. Этот вывод работ [44, 45] не кажется удивительным, поскольку именно в экспериментах по неупругому рассеянию дейтронов на ядре  ${}^9\text{Be}$  [10] были впервые обнаружены эффекты, которые можно трактовать как проявление двухступенчатых механизмов. В связи с

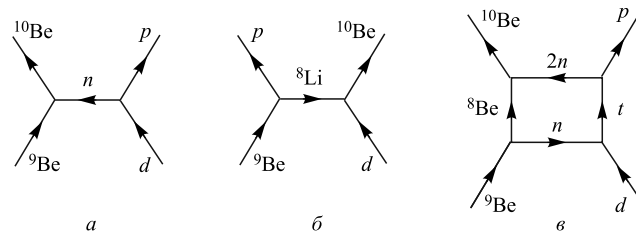


Рис. 15. Диаграммы механизмов реакции  ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ : а) срыв нейтрона; б) срыв тяжелого кластера  ${}^8\text{Li}$ ; в) последовательный подхват нейтрона и срыв динейтрона



этим в реакции  ${}^9\text{Be}(d, p){}^{10}\text{Be}$  нами рассматривался дополнительный механизм последовательной передачи нейтрона и динейтрона (четырёхугольная диаграмма рис. 15, в).

Механизм передачи нейтрона и динейтрона в приближении задачи четырёх частиц соответствует начальному каналу (2,2). Для расчёта матричного элемента данного механизма мы рассматривали диаграмму рис. 15, в, как и диаграмму рис. 6, как свертку двух полюсных механизмов, возникающих при разрезании полной четырёхугольной диаграммы на два независимых координатных пространства. С помощью метода свертки, описанного в разд. 3, для матричного элемента было получено выражение, с точностью до фазовых и нормировочных множителей совпадающее с (54). Кроме того, поскольку в правой половине диаграммы 15, в переданные орбитальные моменты в вершинах распада равны нулю, а полные моменты динейтрона,  $p$ ,  $n$ ,  $d$  и  $t$  равны их спином, выражение для матричного элемента существенно упрощается.

Для механизмов, соответствующих четырёхугольным диаграммам с разнонаправленными линиями, подобие волновых функций передаваемых виртуальных частиц не зависит от их энергий [12, 13]. Вклад двухступенчатого механизма в сечение реакции  ${}^9\text{Be}(d, p){}^{10}\text{Be}$  определяется главным образом структурными особенностями участвующих в реакции ядер: значениями переданных спинов и орбитальных моментов, приведенными ширинами в вершинах развала и т. д.

Матричные элементы полюсных механизмов рассчитывались в рамках МИВОКОР [4] по формуле (33). Приведенные ширины рассчитывались в модели оболочек с промежуточной связью [35], а структурные множители — в представлении переданных полного  $J$  и орбитального  $l$  моментов и переданного спина  $s$  [30]. Для срыва нейтрона в реакции  ${}^9\text{Be}(d, p){}^{10}\text{Be}$  структурный множитель  $\Theta_{s=1/2}^{l=1} J=3/2$  имеет единственное значение, равное 0,769. Матричный элемент срыва тяжелого кластера  ${}^8\text{Li}$  в силу малости эффектов отдачи оказался несущественен и нами не учитывался. Структурный множитель для четырёхугольной диаграммы был определен через структурные множители подхвата нейтрона и срыва динейтрона. При этом  $l_1 = 1$ , а орбитальный момент  $l_2$ , равный спину промежуточного ядра  ${}^8\text{Be}$ , может принимать значения 0 или 2, поскольку при распаде конечного ядра в верхней половине диаграммы рис. 15, в передаются два  $1p$ -нейтрона. В случае  $l_2 = 0$  структурный множитель имеет единственное значение и равен 0,280. При этом полный переданный орбитальный момент  $l$  равен единице.

При вычислении структурного множителя для  $l_2 = 2$  следует принимать во внимание следующее обстоятельство. Ядро  ${}^8\text{Be}$  в состоянии  $2^+$  является несвязанной системой и не может трактоваться по модели оболочек. Поэтому волновые функции относительного движения  ${}^8\text{Be} + 2n$ , имеющие протяженную асимптотику, во внутренней области ядра  ${}^{10}\text{Be}$  меньше оболочечных.

В результате оболочечные значения приведенных ширин для таких систем являются заведомо завышенными и должны быть отнормированы. Подобная нормировка проводилась нами и в [44]. Конкретные значения структурного множителя  $\bar{\Theta}_{l_1 l_2 l}^{J_1 J_2}$  (с коэффициентом нормировки 0,5 для  $l_2 = 2$ ) приведены в табл. 6.

Таблица 6. Спектроскопические множители  $\bar{\Theta}_{l_1 l_2 l}^{J_1 J_2}$  в реакции  ${}^9\text{Be}(d, p){}^{10}\text{Be}$  для механизма независимой передачи нейтрона и динейтрона ( $J = 3/2, l_1 = 1, s = 1/2$ )

$l_2$	$l$			
	1	1	2	3
0	0,27995			
2		0,08173	-0,00002	0,00001

Как видно из этой таблицы, полный переданный орбитальный момент  $l$  может принимать значения от 1 до 3. Угловая зависимость матричного элемента механизма независимой передачи частиц формируется в результате векторного сложения момента  $l$  как с моментами парциальных компонентов искаженных волн во входном и выходном каналах реакции, так и с моментом  $\Lambda$ , определяющим разложение функции Грина виртуальной промежуточной системы  $t + {}^8\text{Be}$ . Поэтому предсказать форму углового распределения протонов для механизма независимой передачи нейтрона и динейтрона без конкретных расчетов практически невозможно.

Для реакции  ${}^9\text{Be}(d, p){}^{10}\text{Be}$  мы рассчитали дифференциальное сечение срыва нейтрона и сечение механизма последовательной передачи нейтрона и динейтрона, а также полное дифференциальное сечение, определяемое когерентной суммой амплитуд этих двух механизмов. Параметры оптических потенциалов  $d + {}^9\text{Be}$  и  $p + {}^{10}\text{Be}$  в начальном и конечном каналах реакции несколько отличаются от тех, которые были использованы в [44, 45], и приведены в табл. 2.

Результаты расчетов углового распределения протонов — продуктов этой реакции — показаны на рис. 16. Как видно из рисунка, и механизм срыва нейтрона, и двухступенчатый механизм независимой передачи нейтрона и динейтрона вносят сравнимый вклад в сечение реакции  ${}^9\text{Be}(d, p){}^{10}\text{Be}$  во всей области рассматриваемых углов вылета протонов. Сечение механизма срыва нейтрона в отличие от экспериментального имеет осциллирующую форму во всей области углов, поскольку оно определяется единственным значением переданного момента  $l = 1$ . Сечение двухступенчатого механизма в области сравнительно небольших углов вылета протонов имеет более широкий максимум (его величина при  $\theta_p \approx 20^\circ$  даже несколько превышает максимум сечения механизма срыва нейтрона) и более плавную угловую зависимость при больших углах. Суммарная кривая вполне удовлетворительно описы-

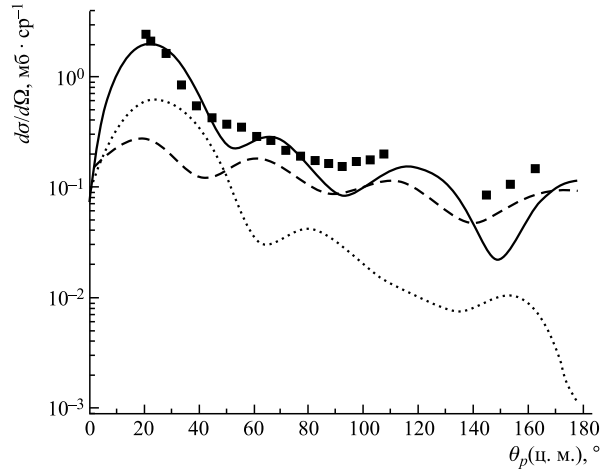


Рис. 16. Угловое распределение протонов из реакции  ${}^9\text{Be}(d, p){}^{10}\text{Be}$  при  $E_d = 15$  МэВ. Квадраты — экспериментальное сечение [44]. Сплошная кривая — суммарное угловое распределение при учете всех механизмов; штриховая — сечение механизма срыва; пунктирная — сечение механизма последовательного подхвата нейтрона и срыва дейтрона

вает экспериментальные данные, если принять во внимание, что в расчетах не вводились дополнительные нормировочные константы и не варьировалась волновая функция  ${}^{10}\text{Be}$ , как это проводилось в [44] в расчетах по методу связанных каналов.

**4.5. Расчет дифференциального сечения реакции  ${}^{10}\text{B}(d, p){}^{11}\text{B}$ .** Корреляционные измерения в реакции  ${}^{10}\text{B}(d, p){}^{11}\text{B}$  при  $E_d = 15,3$  МэВ с образованием ядра  ${}^{11}\text{B}$  в основном ( $3/2^-$ ) и двух нижних  $1/2^-$  (2,125 МэВ) и  $5/2^-$  (4,445 МэВ) возбужденных состояниях [46] позволили получить угловые и энергетические зависимости дифференциальных сечений этой реакции.

Теоретический анализ экспериментальных результатов [46] дал возможность определить вклад в механизм реакции  ${}^{10}\text{B}(d, p){}^{11}\text{B}$  процессов более сложных, чем срыв нейтрона: во-первых, коллективного возбуждения несферических ядер бора по методу связанных каналов (МСК) [47], во-вторых, эффектов второго порядка теории возмущений — двухступенчатых механизмов [31]. Особый интерес представляет образование конечного ядра в состоянии  $1/2^-$  (2,125 МэВ). Указанное состояние не может быть образовано путем срыва нейтрона (при переданном моменте  $l = 1$ ), тогда как в эксперименте оно возбуждается достаточно интенсивно, а в угловом распределении дифференциального сечения наблюдается характерный для прямого процесса подъем сечения на малых углах.

Реакции с участием  $^{10}\text{B}$  традиционно сложны для теоретической интерпретации их механизма. С одной стороны, ядро  $^{10}\text{B}$  находится в середине  $1p$ -оболочки и его стационарные характеристики с трудом описываются различными моделями. В частности, в модели оболочек волновая функция основного состояния ядра  $^{10}\text{B}$  [35] содержит два различных компонента с одними и теми же значениями квантовых чисел этой модели (орбитальный момент, спин и др.), так что для полного описания этих компонентов приходится вводить дополнительные квантовые числа схемы  $SU_3$ . Последнее обстоятельство означает, что модель оболочек не может дать корректные значения спектроскопических факторов для различных каналов распада  $^{10}\text{B}$ , а само ядро в основном состоянии имеет значительную статическую деформацию. С другой стороны, поскольку полный спин  $J$  основного состояния  $^{10}\text{B}$  аномально велик ( $J = 3$ ), в амплитуду реакции дают вклад многие компоненты, различающиеся переданными полными, орбитальными моментами и спинами.

Для учета коллективного возбуждения ядер бора использовался МСК и реализующая его адаптированная к выводу компонентов спин-тензора матрицы плотности конечного ядра  $^{12}\text{B}^*$  программа CHUCK [47]. Использованные в расчетах по МСК наборы параметров оптических потенциалов Вудса–Саксона приведены в табл. 2.

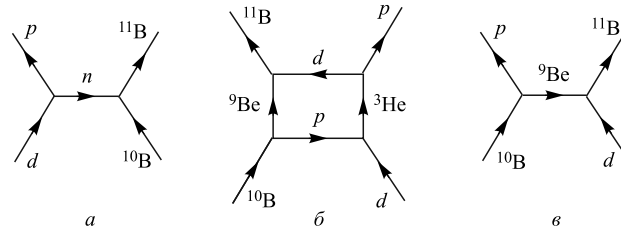


Рис. 17. Диаграммы, соответствующие механизмам срыва нейтрона (*a*), двухступенчатой передачи частиц (*б*) и срыва тяжелой частицы (*в*) в реакции  $^{10}\text{B}(d, p)^{11}\text{B}$

В реакции  $^{10}\text{B}(d, p)^{11}\text{B}$  возможны три механизма, описывающих процессы прямого взаимодействия дейтронов с ядром  $^{9}\text{Be}$ : срыв нейтрона (плюсовая диаграмма рис. 17, *a*), поправка к нему второго порядка — двухступенчатый механизм передачи частиц (четырёхугольная диаграмма рис. 17, *б*) и полюсной механизм передачи тяжелой частицы (рис. 17, *в*); при этом вклад последнего механизма оказался мал и мы его не учитывали.

Матричный элемент реакции рассчитывался по формуле (56). Вклад первых двух механизмов суммируется когерентно. При расчетах параметры оптических потенциалов выбраны такими же, как и в расчетах по МСК (табл. 2). Спектроскопические факторы для различных механизмов этой реакции были рассчитаны в модели оболочек с промежуточной связью [35]. Ввиду их многочисленности соответствующую таблицу мы приводить не будем.

Результаты расчетов дифференциальных сечений реакции  $^{10}\text{B}(d, p)^{11}\text{B}$  с образованием ядра  $^{11}\text{B}$  в основном  $3/2^-$  и возбужденном  $1/2^-$  (2,125 МэВ) состояниях приведены на рис. 18.

Для перехода на основное состояние конечного ядра (рис. 18, а) как МИ-ВОКОР (без учета деформации ядер), так и МСК дают хорошее согласие с экспериментом. Поскольку образование состояния  $1/2^-$  (2,125 МэВ) ядра

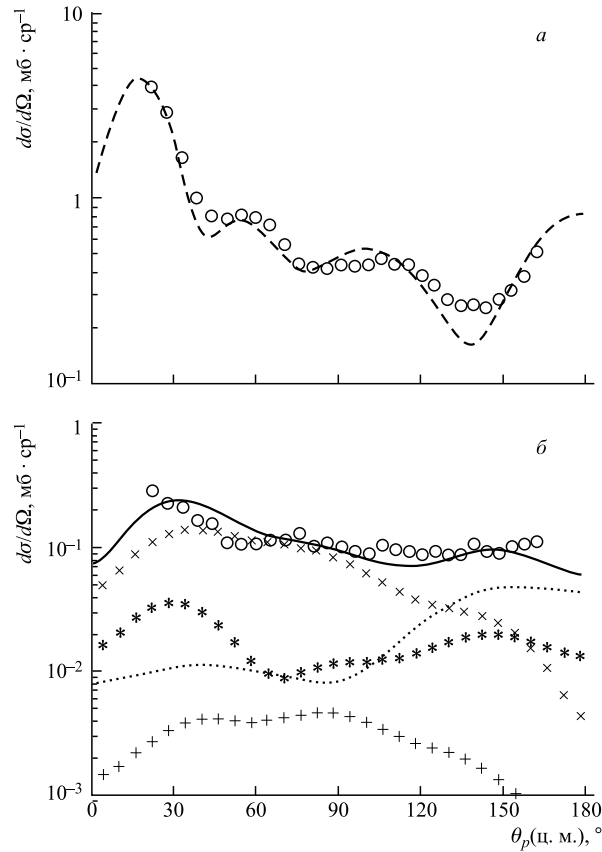


Рис. 18. Угловые зависимости дифференциального сечения реакции  $^{10}\text{B}(d, p)^{11}\text{B}$  при  $E_d = 15,3$  МэВ с образованием конечного ядра в основном ( $3/2^-$ ) (а) и возбужденном ( $1/2^-$ ) состоянии (б). Кружки — экспериментальные результаты. Статистические погрешности не превышают размера кружков. Кривые — результаты расчетов в предположении различных механизмов реакции: штриховая — срыв нейтрона по МСК с параметрами деформации  $\beta_2(^{10}\text{B}) = -0,55$  и  $\beta_2(^{11}\text{B}) = 0,4$ ; пунктирная — срыв тяжелой частицы. Для механизма, учитывающего запаздывание, приведены кривые, соответствующие разным состояниям промежуточного ядра  $^9\text{Be}$ :  $3/2^-$  ( $\times$ ),  $5/2^-$  ( $+$ ) и  $7/2^-$  ( $*$ ). Сплошная кривая соответствует сумме вкладов всех механизмов

$^{11}\text{В}$  в реакции  $^{10}\text{В}(d, p_1)^{11}\text{В}$  в рамках механизма срыва нейтрона запрещено правилами отбора, матричный элемент для этого состояния рассчитывался для двухступенчатого механизма (рис. 17, б) по формуле (54). Вклад двухступенчатого механизма в угловое распределение протонов с образованием  $^{11}\text{В}$  ( $1/2^-$ , 2,125 МэВ) без каких-либо дополнительных нормировок показан на рис. 18, б. В расчетах учитывались состояния  $3/2^-$  (0,0 МэВ),  $5/2^-$  (2,429 МэВ) и  $7/2^-$  (6,76 МэВ) виртуального ядра  $^9\text{Ве}$ . Как видно из рисунка, определяющую роль играет двухступенчатый механизм с образованием виртуального ядра  $^9\text{Ве}$  в состояниях  $3/2^-$  и  $7/2^-$ . Указанный механизм вместе с полюсным механизмом срыва тяжелой частицы (диаграмма рис. 17, в) удовлетворительно описывает экспериментальные данные практически во всем угловом диапазоне.

Анализ угловой и энергетической зависимостей дифференциального сечения  $(d, p)$ -реакции на ядре  $^{10}\text{В}$  с образованием состояний  $3/2^-$  (0,0 МэВ) и  $1/2^-$  (2,125 МэВ) конечного ядра показал, что учет двухступенчатых механизмов естественным образом объясняет интенсивное возбуждение состояния  $1/2^-$  (2,125 МэВ) конечного ядра в исследованной реакции.

**4.6. Расчет дифференциального сечения реакции  $^{10}\text{В}(t, p)^{12}\text{В}$ .** Реакция  $^{10}\text{В}(t, p)^{12}\text{В}$  привлекает к себе внимание исследователей, как теоретиков, так и экспериментаторов, на протяжении уже нескольких десятков лет. Дело в том, что для этой реакции значения спинов начального и конечного ядра таковы, что для механизма срыва динейтронного кластера передаваемый ядру  $^{12}\text{В}$  орбитальный момент может иметь только одно значение:  $l = 2$ . Между тем экспериментальное угловое распределение протонов [48] является достаточно плавным, не имеет ярко выраженной дифракционной структуры, характерной для механизма кластерного срыва, и не обнаруживает связанного с таким переданным угловым моментом максимума под углами вылета протонов, заметно отличными от нуля. Такое поведение дифференциального сечения дает основание считать, что в реакции  $^{10}\text{В}(t, p)^{12}\text{В}$  существенную роль должен играть механизм последовательной передачи нейтронов.

Этот механизм в реакции  $^{10}\text{В}(t, p)^{12}\text{В}$  с образованием виртуальной промежуточной системы  $d + ^{11}\text{В}$  ранее рассматривался в [11] на качественном уровне (использовалось плосковолновое приближение и приближение нулевого радиуса взаимодействия, вводились нормирующие множители). Но даже в таких приближениях именно такой механизм позволил объяснить тот факт, что форма углового распределения протонов не определяется переданным угловым моментом, разрешенным правилами отбора для срыва динейтронного кластера.

Мы уже отмечали в разд. 2 зависимость вклада двухступенчатого механизма от отсутствия подобия волновых функций передаваемых частиц. В реакции  $^{10}\text{В}(t, p)^{12}\text{В}$  отсутствие подобия волновых функций передаваемых нейтронов обеспечивается большой величиной разности  $\Delta E_{ij}$  виртуальных

энергий нейтронов (формулы (27)), а также структурными особенностями ядер.

В [49] мы провели расчет сечения реакции  $^{10}\text{B}(t, p)^{12}\text{B}$ , принимая во внимание полюсные механизмы срыва динейтрона, а также механизм последовательной передачи двух нейтронов (рис. 13). Было показано, что вклад механизма срыва тяжелого кластера мал, и его можно не учитывать.

Расчет матричного элемента кластерного срыва динейтрона (полюсная диаграмма рис. 13, *a*) проводился в рамках МИВОКОР [4]. Структурные множители вычислялись в представлении переданных полного  $J$  и орбитального  $l$  моментов и переданного спина  $s$  [30]. Поскольку спин динейтрона  $s = 0$ , имеет место равенство переданного орбитального  $l$  и полного  $J$  моментов, так что в реакции  $^{10}\text{B}(t, p)^{12}\text{B}$  структурный множитель  $\bar{\Theta}_{s=1/2, J=2}^{l=2}$  имеет единственное значение, равное 0,811.

Матричный элемент двухступенчатого механизма передачи нейтронов, иллюстрируемый четырехугольной диаграммой рис. 13, *б* с однонаправленными линиями, рассчитывался по формуле (54).

Для реакции  $^{10}\text{B}(t, p)^{12}\text{B}$   $l_1 = l_2 = 1$ ,  $s_1 = s_2 = 1/2$ , полный переданный момент  $J$  может принимать значения 2, 3, 4, а переданный орбитальный момент  $l = 1, 2$ . В табл. 7 приведены

величины спектроскопических множителей  $\bar{\Theta}_{l_1 l_2 l}^{J_1 J_2}$  для всех разрешенных правилами отбора комбинаций  $l, s, J$ . Как видно из этой таблицы, компоненты  $\bar{\Theta}_{l_1 l_2 l}^{J_1 J_2}$  с  $l = 2$  являются основными для механизма последовательной передачи нейтронов.

Расчет сечения реакции  $(t, p)$  проводился по формуле (56) когерентным суммированием матричных элементов

обоих рассмотренных механизмов. Параметры оптических потенциалов в начальном и конечном каналах реакции взяты такими же, как в [49] (табл. 2).

На рис. 19 показано рассчитанное угловое распределение протонов — продуктов реакции  $^{10}\text{B}(t, p)^{12}\text{B}$ . Расчетные сечения для каждого из рассматриваемых механизмов оказались достаточно устойчивыми к небольшому варьированию параметров оптических потенциалов. Срыв динейтрона дает основной вклад в сечение, хотя угловое распределение протонов для этого механизма, как и ожидалось, имеет более ярко выраженную дифракционную структуру по сравнению с экспериментом. Вклад механизма последовательной передачи нейтронов в полное сечение существенно меньше, чем вклад двухступенчатого механизма в реакции  $^9\text{Be}(d, p)^{10}\text{Be}$ . Тем не менее на малых углах вылета протонов он сопоставим с вкладом механизма срыва, что приводит к возрастанию сечения при малых  $\theta_p$  и увеличивает сечение в первом

Таблица 7. Спектроскопические множители  $\bar{\Theta}_{l_1 l_2 l}^{J_1 J_2}$  в реакции  $^{10}\text{B}(t, p)^{12}\text{B}$  для механизма независимой передачи нейтронов ( $l_1 = l_2 = 1$ )

$l$	$J = 2$		$J = 3$
	$s = 0$	$s = 1$	$s = 1$
1		-0,0968	
2	0,8256	0,2806	0,1597

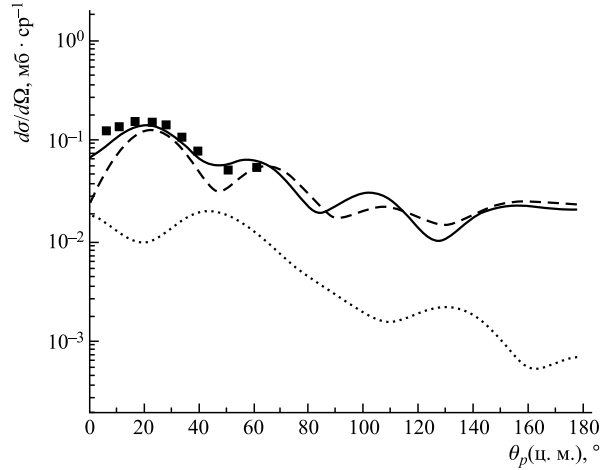


Рис. 19. Угловое распределение протонов из реакции  $^{10}\text{B}(t, p)^{12}\text{B}$  при  $E_t = 21$  МэВ. Квадраты — экспериментальное сечение [48]. Обозначения теоретических кривых те же, что и на рис. 16

минимуме углового распределения. Суммарная кривая, полученная путем когерентного суммирования амплитуд обоих механизмов, хорошо согласуется с экспериментом и передает все его характерные особенности.

Итак, мы показали, что учет поправок, определяемых двухступенчатыми механизмами, существенно улучшает согласие теоретических угловых распределений продуктов реакций на легких ядрах с экспериментом.

## 5. НЕЙТРОННАЯ ПЕРИФЕРИЯ ЛЕГКИХ НЕЙТРОННО-ИЗБЫТОЧНЫХ ЯДЕР

Исследование легких нейтронно-избыточных ядер в реакциях с радиоактивными пучками в последнее время стало одной из актуальных задач современной ядерной физики, прежде всего благодаря открытию ядер с протяженной нуклонной периферией, или гало-ядер. В работах [50–56] проведены детальные экспериментальные исследования по поиску и изучению спектроскопии изотопов водорода и лития с большим (около 4–5) избытком нейтронов. В экспериментах [50–53], выполненных в обратной геометрии с помощью сложных корреляционных методик, определены некоторые формы пространственного распределения нуклонов в нейтронно-избыточных ядрах. Однако даже простейшие ядра с двумя избыточными нейтронами до сих пор изучены недостаточно как с точки зрения их спектроскопии, так и тополо-



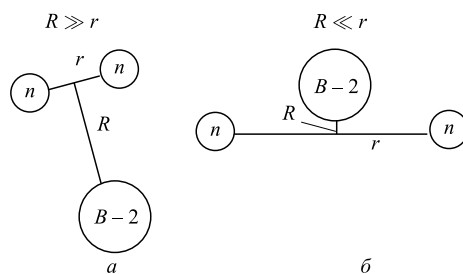


Рис. 20. Возможные пространственные конфигурации двух избыточных нейтронов в легких ядрах: а) динейтронная; б) сигарообразная

гии пространственного расположения нейтронов, образующих внешнее гало, и остающегося ядерного остова.

Ядра  $1p$ -оболочки с двумя избыточными нейтронами могут иметь две пространственные конфигурации, различающиеся расположением нейтронов относительно остова (рис. 20). Первая — динейтронная — имеет сильно сближенные нейтроны с центром масс, достаточно удаленным от остова. Вторая — сигарообразная — состоит из некоррелированных нейтронов, расположенных по разные стороны остова. Наличие таких конфигураций вместе с оценкой их относительного вклада в периферию ядра было экспериментально подтверждено и подробно исследовано теоретически [57–62] и экспериментально [57, 63, 64] в наиболее изученном нейтронно-избыточном ядре  ${}^6\text{He}$ .

В качестве метода, способного обнаружить каждую из двух пространственных конфигураций нейтронно-избыточного ядра, мы использовали [65] анализ угловых зависимостей сечений реакций с образованием таких ядер с учетом одно- и двухступенчатых механизмов. Описание экспериментальных данных по сечениям реакций во всем угловом диапазоне позволило сделать корректную оценку вклада каждого из механизмов, восстановить волновую функцию относительного движения избыточных нейтронов и ядра-остова и исследовать конфигурацию нейтронной периферии.

### 5.1. Структура ядра ${}^6\text{He}$ , проявляющаяся в упругом $\alpha$ - ${}^6\text{He}$ -рассеянии.

В теоретических работах по исследованию конфигурации волновой функции нейтронно-избыточного ядра  ${}^6\text{He}$  в модели трех тел [58] и в методе  $K$ -гармоник (с  $K = K_{\min}, K_{\min} + 2$ ) [59] предсказывается наличие в ней двух различающихся пространственных конфигураций: динейтронной и сигарообразной (рис. 20). Полученное нами вполне удовлетворительное описание экспериментального сечения  $\alpha$ - ${}^6\text{He}$ -рассеяния во всем диапазоне углов с учетом вклада различных механизмов (см. предыдущий раздел) позволяет восстановить волновую функцию относительного движения  $\alpha$ -частицы и динейтрона, так же как нейтрона и  $\alpha$ -частицы и нейтрона и  ${}^5\text{He}$  в основном состо-

янии  ${}^6\text{He}$ . Мы получили искомые волновые функции из WDP-процедуры [25] путем подбора глубины соответствующих потенциалов, задавая энергию связи ядер по каналам распада, число узлов искомых функций и геометрические параметры потенциалов.

Рассчитанные с этими функциями среднеквадратичные радиусы для каждой из конфигураций практически одинаковы и равны  $\cong 4,2$  Фм, что соответствует теоретическим оценкам [58, 59]. Наличие динейтронной кластерной конфигурации в волновой функции основного состояния  ${}^6\text{He}$  является необходимым условием описания обратных максимумов сечения упругого  $\alpha$ - ${}^6\text{He}$ -рассеяния. Другая возможная  $n_1-\alpha-n_2$  сигарообразная пространственная конфигурация  ${}^6\text{He}$  реализует двухступенчатый механизм передачи нейтронов, который дает заметный вклад во всей угловой области вылета рассеянных частиц. Несмотря на различающиеся веса этих конфигураций в волновой функции ядра  ${}^6\text{He}$ , они обе существенны для описания сечения упругого  $\alpha$ - ${}^6\text{He}$ -рассеяния. Таким образом, нейтронная периферия ядра  ${}^6\text{He}$  проявляет себя как хорошо сформированное двухнейтронное гало, поскольку радиус каждой конфигурации более чем вдвое превышает радиус остова — ядра  ${}^4\text{He}$  (1,67 Фм [66]) и в 1,3 раза — радиус ядра  ${}^6\text{He}$  (2,9 Фм [37, 55, 57–61, 66]). Структура нейтронной периферии ядра  ${}^6\text{He}$ , показанная на рис. 21,

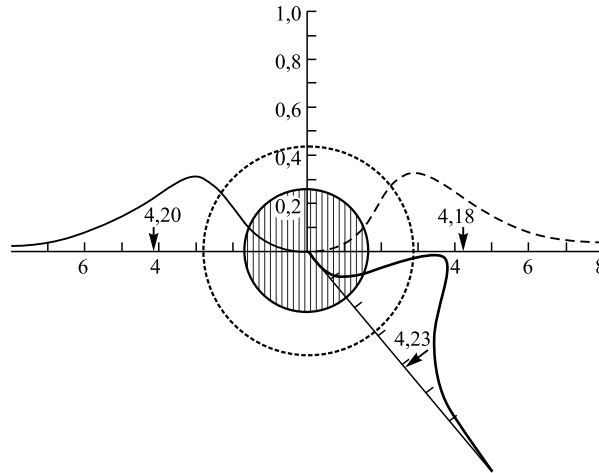


Рис. 21. Схема структуры нейтронной периферии ядра  ${}^6\text{He}$ , восстановленной в упругом  $\alpha$ - ${}^6\text{He}$ -рассеянии. Центральный заштрихованный круг —  $\alpha$ -частица ( $R = 1,67$  Фм [66]), пунктирная окружность соответствует радиусу  ${}^6\text{He}$  ( $R = 2,9$  Фм [37, 55, 57–59, 66]). Кривыми показаны плотности вероятности различных двухнейтронных конфигураций: сплошной толстой — динейтронной  $2n-\alpha$  ( $R = 4,44$  Фм); сплошной тонкой — однеитронной  $n_1-{}^5\text{He}$  ( $R = 4,20$  Фм); штриховой — однеитронной  $n_2-\alpha$  ( $R = 4,18$  Фм)

демонстрирует наличие обеих конфигураций гало, достаточно удаленных от остова —  $\alpha$ -частицы.

Можно ожидать, что подобная структура ядра  ${}^6\text{He}$  будет проявляться и в реакциях фрагментации этого ядра на тяжелых ядрах. Действительно, динейтронная конфигурация дает основной вклад в сечение реакций фрагментации  ${}^6\text{He}$  с энергией 20–60 МэВ на фотоэмульсионных стопках [63, 64]. Сигарообразная конфигурация, по всей вероятности, проявляется в реакциях фрагментации  ${}^6\text{He}$  на тяжелых ядрах при больших энергиях (0,8 ГэВ/нуклон) [67]. Подчеркнем, что в упругом  $\alpha$ - ${}^6\text{He}$ -рассеянии двухнейтронное гало  ${}^6\text{He}$  проявляет и динейтронную, и сигарообразную конфигурации.

**5.2. Структура нейтронного гало в ядрах  ${}^{10}\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{B}$ .** Осуществленное нами в предыдущем разделе определение вклада различных механизмов в сечение реакции  ${}^9\text{Be}(d, p){}^{10}\text{Be}$  ( ${}^{10}\text{B}(t, p){}^{12}\text{B}$ ) позволяет восстановить (в рамках WDP-процедуры [25]) волновую функцию относительного движения  ${}^8\text{Be}$  ( ${}^{10}\text{B}$ ) и динейтрона, так же как  ${}^8\text{Be}$  ( ${}^{10}\text{B}$ ) и обоих нейтронов в основном состоянии  ${}^{10}\text{Be}$  ( ${}^{12}\text{B}$ ).

Рассмотрим поведение полученных волновых функций отдельно для каждого ядра.

На рис. 22 представлена структура нейтронной периферии ядра  ${}^{10}\text{Be}$  в основном состоянии. Ядро  ${}^8\text{Be}$  показано на нем заштрихованным централь-

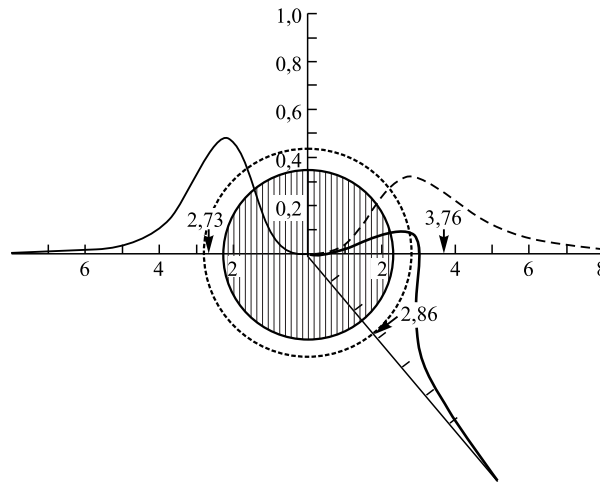


Рис. 22. Схема структуры нейтронной периферии ядра  ${}^{10}\text{Be}$ . Центральный заштрихованный круг — ядро  ${}^8\text{Be}$  ( $R = 2,2$  Фм [66]), пунктирная окружность соответствует радиусу  ${}^{10}\text{Be}$  ( $R = 2,8$  Фм [66]). Кривыми показаны плотности вероятности различных двухнейтронных конфигураций: сплошной толстой — динейтронной  $2n-{}^8\text{Be}$  ( $R = 2,86$  Фм); сплошной тонкой — однейтронной  $n_1-{}^9\text{Be}$  ( $R = 2,73$  Фм); штриховой — однейтронной  $n_2-{}^8\text{Be}$  ( $R = 3,76$  Фм)

ным кругом. Различными линиями показаны плотности вероятности волновых функций (величины  $(r\Psi_l(r))^2$ ) относительного движения динейтрона и  ${}^8\text{Be}$ , а также каждого из нейтронов и соответствующего ядерного остова. Рассчитанные с их помощью значения среднеквадратичных радиусов (указаны стрелками) для возможных конфигураций нейтронной периферии в  ${}^{10}\text{Be}$  существенно отличаются друг от друга. При расчете среднеквадратичного радиуса относительного движения динейтрона и  ${}^8\text{Be}$  необходимо принять во внимание, что для этой системы орбитальный момент  $l_2$  может иметь значения 0 и 2. Однако, поскольку приведенная ширина распада  ${}^{10}\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + 2n$  с  $l_2 = 0$  значительно больше, чем с  $l_2 = 2$  (см. табл. 6), среднеквадратичный радиус такой конфигурации определен нами как 2,86 Фм. Среднеквадратичные радиусы для обеих нейтронных конфигураций определяются плотностями вероятностей с орбитальным моментом  $l = 1$ , их величины равны  $R({}^8\text{Be} + n_1) = 3,76$  Фм,  $R({}^9\text{Be} + n_2) = 2,73$  Фм. Как видно из рисунка, эта структура существенно отличается от нейтронной периферии ядра  ${}^6\text{He}$  (рис. 21).

Различие структуры нейтронной периферии в этих ядрах состоит, в первую очередь, в поведении динейтронной конфигурации: если в упругом  $\alpha^6\text{He}$ -рассеянии именно она определяет нейтронное гало, то в реакции  ${}^9\text{Be}(d, p){}^{10}\text{Be}$  динейтронная конфигурация проявляет себя лишь вблизи поверхности ядра  ${}^{10}\text{Be}$  ( $R_{{}^{10}\text{Be}} \cong 2,8$  Фм), т. е. представляет собой динейтронную «кожу». Одной нейтронные конфигурации  ${}^{10}\text{Be}$ , образованного в этой реакции, не могут рассматриваться как сигарообразные, поскольку они несимметричны — их среднеквадратичные радиусы различаются более чем на 1 Фм. Различие радиусов приводит к тому, что если один из нейтронов практически находится на поверхности  ${}^{10}\text{Be}$ , примыкая к динейтронной «коже», то второй нейтрон (продукт виртуального распада ядра  ${}^9\text{Be}$ ) заметно удален от ядра-остова и образует слабое гало. Далее, в  ${}^6\text{He}$  радиус гало примерно в 1,5 раза превышает радиус  ${}^6\text{He}$ . В  ${}^{10}\text{Be}$  подобное соотношение для конфигурации  ${}^8\text{Be} + n_1$  составляет величину  $\approx 1,3$  (для всех остальных конфигураций оно меньше единицы). Такая структура нейтронной периферии объясняет значительную вероятность диссоциации ядра  ${}^9\text{Be}$ , а тем самым — величину вклада механизма последовательной передачи частиц в реакции  ${}^9\text{Be}(d, p){}^{10}\text{Be}$ .

На рис. 23 представлена нейтронная периферия ядра  ${}^{12}\text{B}$ . Центральный заштрихованный круг — ядро  ${}^{10}\text{B}$ . Кривыми показаны плотности вероятности волновых функций относительного движения динейтрон- ${}^{10}\text{B}$  с  $l = 2$  и относительного движения  $n_1$ - ${}^{11}\text{B}$ ,  $n_2$ - ${}^{10}\text{B}$  с  $l_1, l_2 = 1$ , полученные из анализа сечения реакции  ${}^{10}\text{B}(t, p){}^{12}\text{B}$ . Соответствующие среднеквадратичные радиусы (отмечены стрелками) существенно различаются и имеют следующие значения: для  $2n$ - ${}^{10}\text{B}$ -конфигурации — 2,96 Фм, для  $n_1$ - ${}^{11}\text{B}$ -конфигурации — 2,78 Фм и для  $n_2$ - ${}^{10}\text{B}$ -конфигурации — 2,21 Фм. Если учесть, что радиус ядра  ${}^{12}\text{B}$  равен 2,84 Фм [66], можно утверждать, что в этой реакции нейтрон-

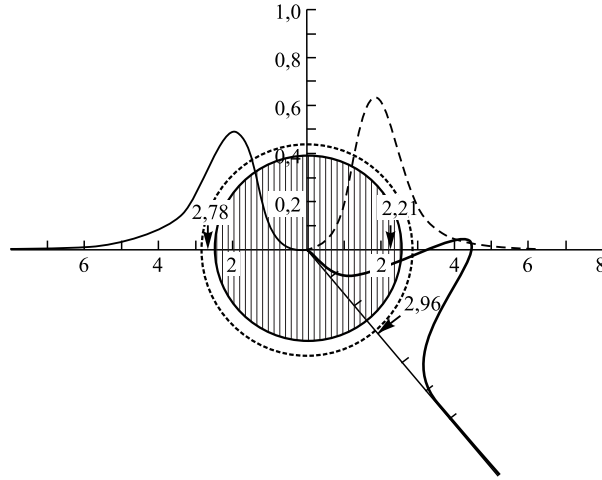


Рис. 23. Структура нейтронной периферии ядра  $^{12}\text{B}$ . Заштрихованный круг — ядро  $^{10}\text{Be}$  ( $R = 2,84$  Фм), пунктирная окружность соответствует радиусу  $^{12}\text{B}$  ( $R = 2,84$  Фм). Кривыми показаны плотности вероятности различных конфигураций: сплошной толстой — динейтронной  $2n-^{10}\text{B}$  ( $R = 2,96$  Фм), сплошной тонкой — однейтронной  $n_1-^{11}\text{B}$  ( $R = 2,78$  Фм), штриховой — однейтронной  $n_2-^{10}\text{B}$  ( $R = 2,21$  Фм)

ное гало в ядре  $^{12}\text{B}$  фактически проявляется лишь как динейтронная «кожа» на его поверхности, причем отношение радиуса динейтронной «кожи» к радиусу  $^{12}\text{B} \approx 1$ .

Проведенный анализ показывает существенное различие двухнейтронной периферии в ядрах  $^6\text{He}$ ,  $^{10}\text{Be}$  и  $^{12}\text{B}$ : если для первого ядра это гало и в динейтронной, и в сигарообразной конфигурации, определяющее сечение упругого  $\alpha^6\text{He}$ -рассеяния, то подобное гало в ядрах  $^{10}\text{Be}$  и  $^{12}\text{B}$  в реакции  $(t, p)$  фактически не проявляется.

## 6. ВЛИЯНИЕ МЕХАНИЗМОВ НЕЗАВИСИМОЙ ПЕРЕДАЧИ ЧАСТИЦ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЯДЕР

**6.1. Общие положения.** Ориентированными называются ядерные системы, в которых нарушена изотропия пространственного распределения спинов частиц. В данном разделе рассмотрим влияние механизмов, связанных с независимой двухступенчатой передачей частиц, на характеристики ориентированных ядер, образованных в ядерных реакциях.

Основной характеристикой ориентированной системы является матрица плотности или ее статистические тензоры [30, 68]. Рассмотрим бинарную

реакцию  $A(x, y)B^*$  с неполяризованными частицами. Матрица плотности конечного состояния системы определяется через матрицу плотности начального состояния и матричный элемент перехода:

$$\rho(M_B M'_B; M_y M'_y; \theta_y) = \sum_{M_x M'_x M_A M'_A} \rho_{J_x}(M_x M'_x) \rho_{J_A}(M_A M'_A) \times \\ \times M_{BA}(M_x M_A M_y M_B; \theta_y) M_{BA}^*(M'_x M'_A M'_y M'_B; \theta_y), \quad (63)$$

где  $\rho_{J_x}(M_x M'_x)$  и  $\rho_{J_A}(M_A M'_A)$  — спиновые матрицы плотности падающих частиц и ядра-мишени. Для неполяризованных пучков и мишеней эти матрицы определяются выражениями

$$\rho_{J_x}(M_x M'_x) = \frac{\delta_{M_x M'_x}}{2J_x + 1}, \quad \rho_{J_A}(M_A M'_A) = \frac{\delta_{M_A M'_A}}{2J_A + 1} \quad (64)$$

и имеют единичный шпур.

Если в эксперименте не регистрируется поляризация частицы  $y$ , то матрица плотности (63) может быть редуцирована с помощью соотношения [30, 69]

$$\rho_{J_B}(M_B M'_B; \theta_y) = \sum_{M_y M'_y} \rho(M_B M'_B; M_y M'_y; \theta_y), \quad (65)$$

где  $\rho_{J_B}(M_B M'_B; \theta_y)$  — приведенная матрица плотности, описывающая ориентационные характеристики только ядра  $B^*(J_B, M_B)$ .

Спин-тензоры матрицы плотности ядра  $B^*(J_B, M_B)$ , образованного в бинарной реакции  $A(x, y)B^*$  с неполяризованными частицами, выражаются через матричный элемент реакции [30]:

$$\rho_{\kappa\kappa}(J_B; \theta_y) = \frac{\mu_{xA}\mu_{yB}}{4\pi^2\hbar^4} \frac{k_x}{k_y} \frac{\sqrt{2J_B + 1}}{(2J_x + 1)(2J_A + 1)} \times \\ \times \sum_{M_B M'_B} (-1)^{J_B - M'_B} \langle J_B M'_B J_B - M_B | \kappa\kappa \rangle \times \\ \times \sum_{M_x M_A M_y} M_{BA}(M_B; \theta_y) M_{BA}^*(M'_B; \theta_y). \quad (66)$$

Нормировка в (66) выбрана так, что

$$\rho_{00}(J_B; \theta_y) = \text{Sp} [\rho_{J_B}(M_B M'_B; \theta_y)] = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_y). \quad (67)$$

Метод корреляционных исследований, изложенный в [30], позволяет восстановить на основе измерения функций угловой корреляции величины

$A_{k\kappa}(J_B)$ , с точностью до множителя совпадающие со спин-тензорами ядра  $B^*$  [70]:

$$A_{k\kappa}(J_B) = \rho_{k\kappa}(J_B) R_k(LL'J_B J_0), \quad (68)$$

$$R_k(LL'J_B J_0) = (-1)^{1+J_B-J_0+L'-L-k} \sqrt{(2J_B+1)(2L+1)(2L'+1)} \times \\ \times \langle L 1 L' - 1 | k 0 \rangle W(J_B J_B L L' : k J_0),$$

где  $L, L'$  — мультипольности гамма-излучений, снимающих возбуждение конечного ядра  $J_B \xrightarrow{L, L'} J_0$ .

Зная спин-тензоры матрицы плотности, можно рассчитать такие характеристики ориентированных систем, как тензоры поляризации и заселенности спиновых подуровней [30, 71, 72]. В системе координат с осью  $Z$ , перпендикулярной к задаваемой векторами  $\mathbf{k}_x$  и  $\mathbf{k}_y$  плоскости реакции, и осью  $X$ , параллельной  $\mathbf{k}_B$ , тензоры поляризации определены выражением

$$\langle T_{k\kappa}(\theta_y) \rangle = \frac{1}{\sqrt{(2J_B+1)(2k+1)}} \frac{\rho_{k\kappa}(\theta_y)}{\rho_{00}(\theta_y)}. \quad (69)$$

Заселенности магнитных подуровней определяются диагональными элементами матрицы плотности в этой системе координат.

Тензоры поляризации имеют более глубокий физический смысл, чем спин-тензоры или элементы спиновой матрицы плотности, так как для любого ранга они выражаются через сферические компоненты оператора углового момента и характеризуют несимметричность распределения спиновых компонентов ядра  $B^*$  относительно оси его симметрии и плоскости реакции. Таким образом, учитывая при расчете матричного элемента реакции поправки второго порядка, обусловленные последовательной передачей частиц, можно рассчитать ориентационные характеристики конечного ядра, сравнить их с экспериментальными и оценить влияние на них механизма двухступенчатой передачи.

Изложенный формализм мы применили для анализа ориентационных характеристик ядер  $^{11}\text{B}^*$  и  $^{12}\text{C}^*$  — продуктов реакций  $^{13}\text{C}(d, \alpha)^{11}\text{B}^*$  и  $^{13}\text{C}(^3\text{He}, \alpha)^{12}\text{C}$  ( $0^+$ ;  $2^+$ , 4,443 МэВ) при энергиях падающих частиц  $\cong 7-10$  МэВ/нуклон.

**6.2. Расчет дифференциальных сечений реакции  $^{13}\text{C}(d, \alpha)^{11}\text{B}^*$  при  $E_d = 15,3$  МэВ и статистических тензоров ядра  $^{11}\text{B}(5/2^-)$ .** Экспериментальные дифференциальные сечения этой реакции с образованием  $^{11}\text{B}$  в основном и трех низших возбужденных состояниях получены в [73, 74]. Теоретический анализ экспериментальных результатов позволил определить вклад в сечение изучаемой реакции механизмов более сложных, чем подхват дейтронного кластера. Эти механизмы связаны, во-первых, с коллективным

возбуждением несферического ядра  $^{11}\text{B}$  [47], а во-вторых, с полюсной передачей тяжелого кластера и поправкой к нему, определяемой независимой двухступенчатой передачей частиц. Вклад этого механизма в сечение реакции  $^{13}\text{C}(d, \alpha)^{11}\text{B}^*$  ожидается существенным, так как разность энергий  $\Delta E$  виртуальных нейтрона и  $^8\text{Be}$  для механизма тяжелого срыва (формулы (27)) значительна благодаря широкой полосе  $\Delta E^*$  уровней виртуального ядра  $^{12}\text{C}$ , разрешенных правилами отбора.

Теоретические сечения рассчитаны нами [73, 74] в предположении прямых механизмов, диаграммы которых представлены на рис. 24, и механизма образования составного ядра [75–77]. Подхват дейтронного кластера для уровней ядра  $^{11}\text{B}$   $3/2^-$  (основное состояние) и  $5/2^-$  рассчитывался с учетом коллективного возбуждения ротационной полосы в ядре  $^{11}\text{B}$ , основанной на основном  $3/2^-$ -состоянии. Оптимальное согласие теоретических и экспериментальных угловых зависимостей было достигнуто при значении параметра квадрупольной деформации  $|\beta_2| = 0,4$ .

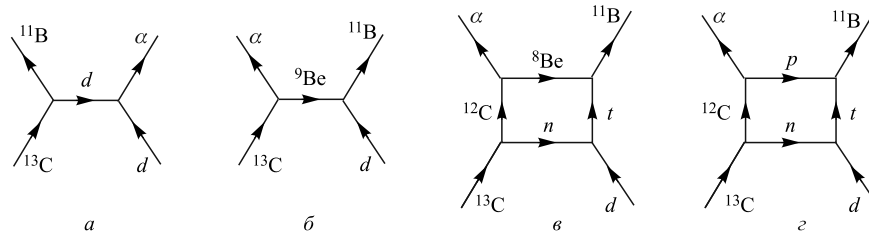


Рис. 24. Диаграммы механизмов реакции  $^{13}\text{C}(\alpha, d)^{11}\text{B}$ : а) подхват дейтрона; б) обмен тяжелым кластером; в) двухступенчатая передача кластеров; г) двухступенчатая передача легких частиц

Стартовые значения параметров оптических потенциалов (ОП) взяты из [78] во входном  $d + ^{13}\text{C}$  канале для энергии 15 МэВ и в выходном  $\alpha + ^{11}\text{B}$  канале для энергии 22,5 МэВ. При выполнении расчетов сечений значения некоторых параметров ОП незначительно менялись (в пределах 10%), исходя из улучшения согласия расчетов с экспериментом. Окончательные наборы параметров ОП, используемые для расчета всех механизмов реакции, приведены в табл. 2. Структурные множители для различных механизмов реакции рассчитаны стандартным образом по формулам (34), (52) в модели оболочек с промежуточной связью [35] в представлении переданных полного  $J$  и орбитального  $l$  моментов и переданного спина  $s$  [30].

В табл. 8, 9 приведены соответствующие структурные множители для полюсных механизмов подхвата дейтрона (рис. 24, а) и срыва тяжелого кластера  $^9\text{Be}$  (рис. 24, б); структурные множители для механизма, иллюстрируемого четырехугольной диаграммой, ввиду их многочисленности, мы приводить не будем.



Таблица 8. Спектроскопические множители  $\Theta_{\Lambda_1 \Lambda_2 l}^{J_1 J_2}$  для механизма подхвата дейтрона ( $\Lambda_2 = 0$ ) в реакции  $^{13}\text{C}(d, \alpha)^{11}\text{B}$  ( $J_2 = 1$ )

$J_B$	$E^*$ , МэВ	$J_1$	$l = 0$	$l = 2$
3/2	0	1 2	-0,082	-0,152 0,352
1/2	2,13	1	-0,061	-0,179
5/2	4,44	2 3		-0,155 0,130
3/2	5,03	1 2	-0,080	0,232 -0,146

Таблица 9. Спектроскопические множители  $\Theta_{\Lambda_1 \Lambda_2 l}^{J_1 J_2}$  для механизма срыва тяжелого кластера  $^9\text{Be}$  в реакции  $^{13}\text{C}(d, \alpha)^{11}\text{B}$  ( $J_2 = 1$ )

$J_B$	$E^*$ , МэВ	$J_1$	$l = 0$		$l = 1$		$l = 2$				$l = 3$		
			$\Lambda_2 = 0, \Lambda_1 = 0$	$\Lambda_2 = 2, \Lambda_1 = 2$	$\Lambda_2 = 2, \Lambda_1 = 2$	$\Lambda_2 = 2, \Lambda_1 = 0$	$\Lambda_2 = 0, \Lambda_1 = 2$	$\Lambda_2 = 2, \Lambda_1 = 2$	$\Lambda_2 = 2, \Lambda_1 = 4$	$\Lambda_2 = 2, \Lambda_1 = 2$	$\Lambda_2 = 2, \Lambda_1 = 4$		
3/2	0	1	0,100	-0,139	-0,071								
1/2	2,13	1 3	-0,084	0,050	0,056 0,063	-0,057	0,107	0,102	0,023				
5/2	4,44	3			0,060	-0,013	-0,068	0,020					
3/2	5,03	1 3 5	-0,031	0,035	0,028	0,001	0,059 0,046	-0,004 -0,015	0,045 0,029		0,033	-0,020	

На рис. 25 показано сравнение экспериментальных и расчетных сечений реакции для различных состояний конечного ядра  $^{11}\text{B}$ . Результаты расчетов показали, что для всех исследованных переходов вклад механизма образования составного ядра в дифференциальное сечение мал, и далее он не учитывался. Также несущественным оказался вклад механизма независимой передачи нейтрона и протона (рис. 24, з). По-видимому, это можно объяснить большими величинами энергии связи в двух вершинах развала:  $^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B} + p$  и  $\alpha \rightarrow p + t$ .

Как следует из рис. 25, механизм подхвата дейтронного кластера для образования  $^{11}\text{B}$  в основном состоянии и в состоянии  $1/2^-$  (2,125 МэВ) является доминирующим в передней полусфере углов  $\theta_\alpha$ . Вклад этого механизма в угловое распределение  $\alpha$ -частиц с образованием  $^{11}\text{B}$  в состоянии  $5/2^-$  оказался определяющим во всем угловом диапазоне. Этот механизм является основным в области углов передней полусферы наравне с механизмом срыва тяжелой частицы и для состояния  $3/2^-$  (5,02 МэВ).

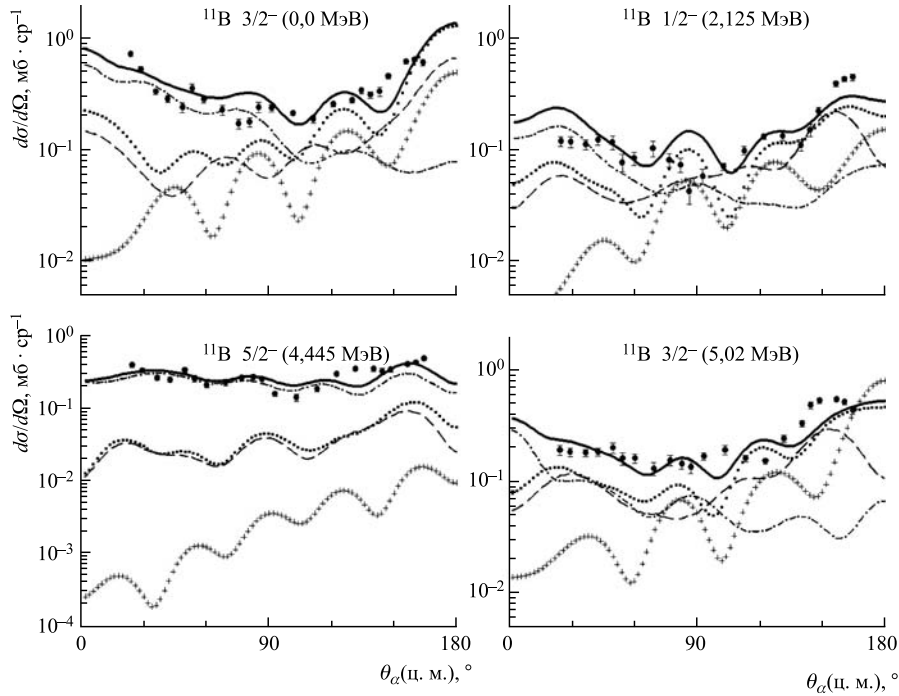


Рис. 25. Угловые зависимости дифференциального сечения реакции  $^{13}\text{C}(d, \alpha)^{11}\text{B}$  при  $E_d = 15,3$  МэВ. Кружки — экспериментальные данные [73]. Приведены статистические погрешности, превышающие размеры кружков. Кривые — расчеты в предположении различных механизмов реакции: штрихпунктирная — подхват дейтрона с учетом коллективного возбуждения ядра  $^{11}\text{B}$ ; штриховая — срыв тяжелой частицы; крестики — двухступенчатая передача кластеров; пунктирная — когерентная сумма двух последних механизмов; сплошная — суммарная расчетная кривая

Для всех состояний  $^{11}\text{B}$  механизм срыва  $^9\text{Be}$  дает существенный вклад в области углов задней полусферы. Механизм двухступенчатой последовательной передачи кластера  $^8\text{Be}$  и нейтрона (рис. 24,  $\theta$ ) заметен только в области углов  $\theta_\alpha > 60^\circ$ . Поскольку амплитуды механизма тяжелого срыва и последовательной передачи частиц складывались когерентно, наблюдалась как конструктивная, так и деструктивная их интерференция. Учет интерференции заметно изменил структуру расчетных кривых и улучшил согласие с экспериментом. Суммарные теоретические угловые распределения достаточно хорошо согласуются с экспериментальными во всем угловом диапазоне. Согласие абсолютных величин расчетных и экспериментальных сечений достигнуто без введения дополнительных нормировочных множителей.

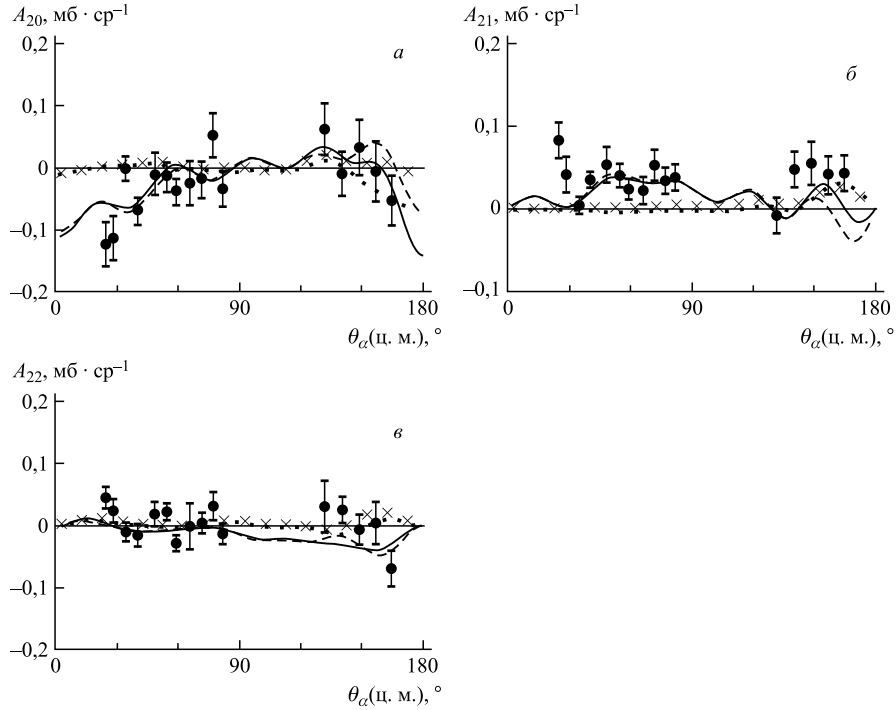


Рис. 26. Угловые зависимости спин-тензорных компонентов  $A_{k\kappa}(\theta_\alpha)$ . Экспериментальные данные взяты из [74]. Кривые — расчеты в предположении различных механизмов: штриховая — подхват дейтрона в МСК; крестики — срыв тяжелой частицы; пунктирная — когерентная сумма механизмов срыва тяжелой частицы и последовательной передачи кластеров; сплошная — сумма всех механизмов

Расчетные угловые зависимости некоторых компонентов статистических тензоров  $A_{k\kappa}(\theta_\alpha)$  ядра  $^{11}\text{B}$  ( $5/2^-$ , 4,445 МэВ), образованного в реакции  $^{13}\text{C}(d, \alpha\gamma)^{11}\text{B}$  [74] с учетом вклада трех обсужденных выше механизмов, приведены на рис. 26.

Как и следовало ожидать, механизм подхвата дейтрона с учетом коллективного возбуждения  $^{11}\text{B}$  оказался определяющим в передней полусфере углов  $\theta_\alpha$ , а механизмы срыва  $^9\text{Be}$  и последовательной передачи кластеров дают существенный вклад в области углов задней полусферы. Согласие суммарных теоретических кривых с экспериментальными данными носит по преимуществу качественный характер, так как расчет не дает детального описания  $A_{k\kappa}(\theta_\alpha)$  во всей исследованной области углов  $\theta_\alpha$ .

Компоненты тензоров ориентации  $\langle T_{k\kappa}(\theta_\alpha) \rangle$  (72) квадрупольного момента ( $k = 2$ ) ядра  $^{11}\text{B}$  ( $5/2^-$ ) приведены на рис. 27. Расчет удовлетвори-

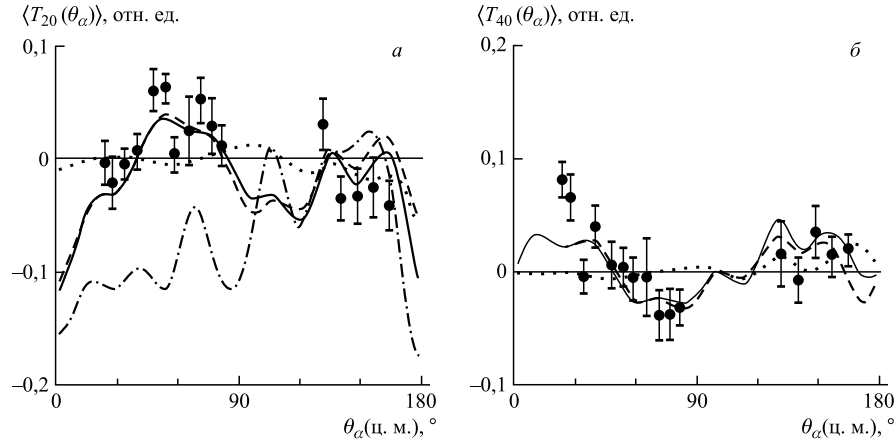


Рис. 27. Угловые зависимости компонентов тензоров ориентации квадрупольного и гексадекупольного моментов ядра  $^{11}\text{B}$  ( $5/2^-$ , 4,445 МэВ). Экспериментальные данные взяты из [73]. Обозначения кривых те же, что и на рис. 25. Штрихпунктирной кривой показан компонент  $\langle T_{20}(\theta_\alpha) \rangle$  для  $\beta_2 = -0,4$

тельно описывает общий ход экспериментальной угловой зависимости этих компонентов, хотя детального согласия и здесь не наблюдается.

Чувствительность расчетных результатов к параметру статической деформации конечного ядра позволила уточнить не только величину, но и знак параметра  $\beta_2$  статической квадрупольной деформации ядра  $^{11}\text{B}$ . Рис. 27 показывает, что при смене знака  $\beta_2$  как форма, так и абсолютная величина теоретических зависимостей  $\langle T_{2k}(\theta_\alpha) \rangle$  кардинально изменяются, при этом предпочтительность положительного знака квадрупольной деформации очевидна, чего нельзя сказать при анализе только угловой зависимости сечения.

**6.3. Расчет дифференциальных сечений реакции  $^{13}\text{C}(^3\text{He}, \alpha)^{12}\text{C}$  и статистических тензоров ядра  $^{12}\text{C}$  ( $2^+$ , 4,443 МэВ).** Ориентационные характеристики ядра  $^{12}\text{C}$  ( $2^+$ , 4,443 МэВ), образованного в реакции  $^{13}\text{C}(^3\text{He}, \alpha)^{12}\text{C}$ , изучались в [79].

Измерение двойных дифференциальных сечений реакции  $^{13}\text{C}(^3\text{He}, \alpha)^{12}\text{C}$  ( $0^+$ ;  $2^+$ , 4,443 МэВ) позволило восстановить статистические тензоры  $\rho_{kk}(\theta_\alpha)$  матрицы плотности ядра  $^{12}\text{C}$  в состоянии  $2^+$  (4,443 МэВ). Наиболее интересным из полученных результатов оказалась относительно большая величина компонентов ранга  $k = 4$ , которые для механизма подхвата нейтрона с переданным угловым моментом  $l = 1$  в соответствии с [30] должны быть тождественно равны нулю. В [80] полученные величины  $\rho_{kk}(\theta_\alpha)$  для углов вылета  $\alpha$ -частиц в переднюю полусферу были рассчитаны для механизма подхвата нейтрона в МСК [47], в котором учитывается коллективная при-

рода ядра  $^{12}\text{C}$ , что снимает запрет на переданный угловой момент  $l$ . Расчет позволил качественно описать экспериментальные  $\rho_{k\kappa}(\theta_\alpha)$  в передней полусфере, хотя детального согласия с экспериментом добиться не удалось. В [81] дифференциальные сечения реакции  $^{13}\text{C}(^3\text{He}, \alpha)^{12}\text{C}$  ( $0^+$ ;  $2^+$ , 4,443 МэВ) и статистические тензоры  $\rho_{k\kappa}(\theta_\alpha)$  рассчитаны нами для механизма подхвата нейтрона и механизма обмена тяжелым кластером  $^9\text{Be}$ .

На рис. 28 представлены диаграммы, иллюстрирующие различные механизмы реакции  $^{13}\text{C}(^3\text{He}, \alpha)^{12}\text{C}$  ( $0^+$ ;  $2^+$ , 4,443 МэВ). Первая из них (рис. 28, а) соответствует процессу прямого подхвата нейтрона с  $l = 1$ . Две следующие иллюстрируют процесс обменной передачи тяжелого кластера  $^9\text{Be}$  в полюсном приближении (рис. 28, б) и в результате двухступенчатой передачи виртуального кластера  $^8\text{Be}$  и нейтрона (четырёхугольная диаграмма рис. 28, в).

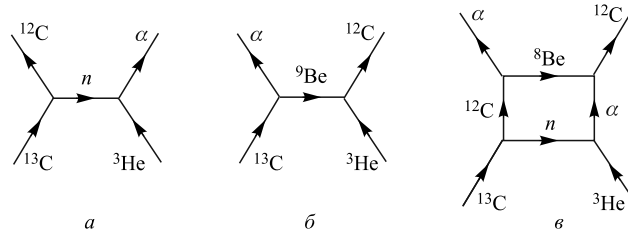


Рис. 28. Диаграммы механизмов реакции  $^{13}\text{C}(^3\text{He}, \alpha)^{12}\text{C}$ : а) подхват нейтрона; б) обмен тяжелым кластером  $^9\text{Be}$ ; в) двухступенчатая передача виртуальных нейтрона и  $^8\text{Be}$

Насколько важно при расчете матричного элемента реакции  $^{13}\text{C}(^3\text{He}, \alpha)^{12}\text{C}$  включать в рассмотрение двухступенчатый механизм, учитывающий независимую передачу частиц? Для изучаемой реакции разность энергий  $\Delta E$  виртуальных передаваемых частиц (формулы (27)) велика как за счет большой энергии связи  $\epsilon$  в вершине  $n + ^3\text{He} \rightarrow \alpha$ , так и за счет широкой полосы  $\Delta E^*$  уровней виртуального ядра  $^{12}\text{C}$ , разрешенных правилами отбора. В результате волновые функции виртуальных  $^8\text{Be}$  и нейтрона перекрываются слабо, и вероятность их одновременной передачи ядру-мишени должна быть большой. Эти соображения позволяют априори предположить, что вклады одноступенчатого полюсного механизма и механизма двухступенчатой последовательной передачи в реакции  $^{13}\text{C}(^3\text{He}, \alpha)^{12}\text{C}$  должны быть сопоставимы.

Матричный элемент подхвата нейтрона в реакции  $^{13}\text{C}(^3\text{He}, \alpha)^{12}\text{C}$  в полюсном приближении мы рассчитали по МИВОКОР по формуле (33). Матричный элемент передачи тяжелого кластера  $^9\text{Be}$  определялся по формуле (56) как сумма полюсного механизма и последовательной передачи нейтрона и кластера  $^8\text{Be}$ .

Были рассчитаны дифференциальные сечения и статистические тензоры матрицы плотности ядра  $^{12}\text{C}$ , образованного в реакции  $^{13}\text{C}(^3\text{He}, \alpha)^{12}\text{C}(2^+)$ .

Таблица 10. Спектроскопические множители  $\Theta_{\Lambda_1 \Lambda_2 l}^{J_1 J_2}$  для механизмов подхвата дейтрона и срыва тяжелого кластера  ${}^9\text{Be}$ , а также  $\Theta_{\Lambda_1 \Lambda_2 l}^{J_1 J_2}$  срыва тяжелого кластера  ${}^8\text{Be}$  — второго этапа двухступенчатого механизма в реакции  ${}^{13}\text{C}({}^3\text{He}, \alpha){}^{12}\text{C}$  ( $0^+$ ;  $2^+$ , 4,443 МэВ)

Механизм реакции	$J_B$	$J_1$	$J_2$	$\Lambda_1$	$\Lambda_2$	$l$	Спектроскопический множитель
Подхват нейтрона	$2^+$	1/2	3/2	0	1	1	-0,34247
	$0^+$	1/2	1/2	0	1	1	-0,26350
Обмен тяжелым кластером ${}^9\text{Be}$	$2^+$	3	1	3	0	1	0,05603
		3	1	3	2	1	0,06735
		5	1	5	2	3	-0,07866
	$0^+$	1	1	1	0	1	-0,10461
				1	2	1	0,18604
Передача тяжелого кластера ${}^8\text{Be}$ (верхняя половина четырехугольной диаграммы рис. 28, в)	$2^+$	2	2	0	0	0	0,06425
				2	2	0	0,20966
				2	2	1	0,11483
				2	2	4	0,07739
	$0^+$	0	0	0	0	0	0,47602
				2	2	0	0,33028
				4	4	0	0,20129

В табл. 10 приведены рассчитанные нами [81] по формулам (34), (52) максимальные значения спектроскопических множителей для различных механизмов реакции  ${}^{13}\text{C}({}^3\text{He}, \alpha){}^{12}\text{C}$  ( $0^+$ ,  $2^+$ ): подхвата нейтрона ( ${}^{13}\text{C} \rightarrow n + {}^{12}\text{C}$  ( $0^+$ ,  $2^+$ )), обмена тяжелым кластером  ${}^9\text{Be}$  ( ${}^{13}\text{C} \rightarrow {}^9\text{Be} + \alpha$ ), обмена тяжелым кластером  ${}^8\text{Be}$  ( ${}^{12}\text{C}(0^+, 2^+) \rightarrow {}^8\text{Be} + \alpha$ ). Как видно из таблицы, эти множители для каждого состояния конечного ядра  ${}^{12}\text{C}$  являются величинами одного порядка, так что можно заранее ожидать, что вклад всех трех механизмов в сечение реакции будет значимым.

На рис. 29 представлены рассчитанные дифференциальные сечения реакции  ${}^{13}\text{C}({}^3\text{He}, \alpha){}^{12}\text{C}$  при энергии падающих ионов гелия 18 МэВ с образованием основного и возбужденного  $2^+$ -состояний ядра  ${}^{12}\text{C}$  для различных механизмов реакции. Как видно из рисунка, механизм срыва нейтрона доминирует в передней полусфере, в то время как обменный механизм передачи тяжелого кластера  ${}^9\text{Be}$  определяет сечение в задней полусфере.

Вклад двухступенчатого механизма, учитывающего запаздывание, существенен при всех углах вылета  $\alpha$ -частиц. Более того, при образовании  ${}^{12}\text{C}$  в основном состоянии этот механизм заметно увеличивает сечение обменного процесса в передней полусфере, что позволяет значительно улучшить согласие теоретического сечения с экспериментальным [79, 80] во всем угловом диапазоне без введения дополнительных нормировок. Другими словами, для

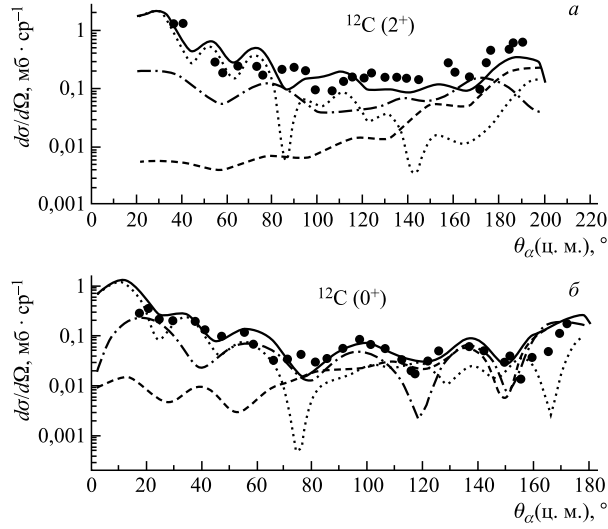


Рис. 29. Рассчитанные дифференциальные сечения реакции  $^{13}\text{C}(^3\text{He}, \alpha)^{12}\text{C}$  при  $E_{\text{He}} = 18$  МэВ для основного и возбужденного  $2^+$ -состояний ядра  $^{12}\text{C}$  для различных механизмов реакции: пунктирная кривая — срыв нейтрона; штриховая — передача тяжелого кластера  $^9\text{Be}$ ; штрихпунктирная — передача кластера  $^9\text{Be}$  с учетом как полюсной, так и четырехугольной диаграммы. Сплошная кривая — суммарное сечение реакции с учетом всех указанных механизмов. Экспериментальные данные взяты из [79]

корректного описания экспериментальных сечений реакции  $^{13}\text{C}(^3\text{He}, \alpha)^{12}\text{C}$  ( $0^+$ ,  $2^+$ ) необходимо учитывать двухступенчатый механизм передачи тяжелого кластера.

Статистические тензоры дают возможность оценить ориентацию различных мультипольных моментов ядра  $^{12}\text{C}(2^+)$ . Наглядный физический смысл имеют тензоры поляризации низших рангов: тензор  $\langle T_{10} \rangle$  пропорционален вектору поляризации и характеризует наведенную поляризацию системы в плоскости, перпендикулярной плоскости реакции. Тензоры  $\langle T_{20} \rangle$  и  $\langle T_{22} \rangle$  с точностью до нормировки совпадают с продольным и поперечным компонентами тензора выстроенности.

На рис. 30 представлены вклады различных механизмов реакции в некоторые из тензоров поляризации ориентированного ядра  $^{12}\text{C}(2^+)$ . Как видно из рисунка, полюсный механизм срыва нейтрона важен для возникновения наведенной поляризации ядра. Тензоры поляризации более высоких рангов определяются механизмом передачи тяжелого кластера, причем влияние механизма последовательной передачи наиболее существенно в области средних углов.

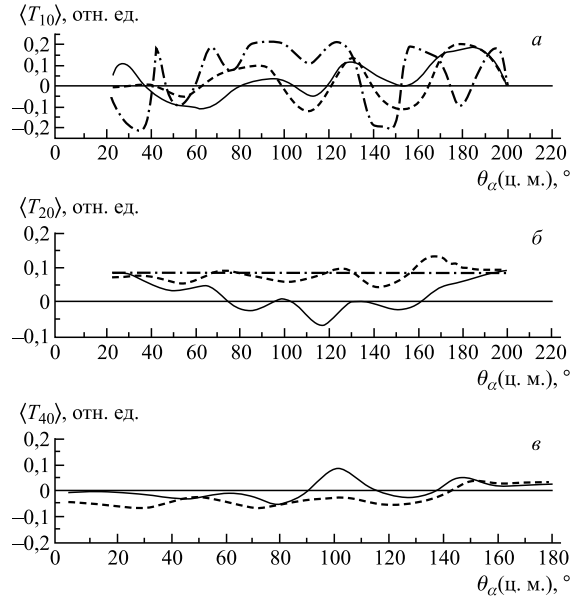


Рис. 30. Тензоры поляризации ориентированного ядра  $^{12}\text{C}$  ( $2^+$ ) для различных механизмов реакции. Обозначения кривых те же, что и на рис. 29. Экспериментальные данные взяты из [80]

Таким образом, на примере различных характеристик реакций  $^{13}\text{C}(d, \alpha)^{11}\text{B}$  ( $3/2^-, 5/2^-, 4,443$  МэВ) и  $^{13}\text{C}(^3\text{He}, \alpha)^{12}\text{C}$  ( $0^+; 2^+, 4,443$  МэВ) (дифференциальное сечение упругого и неупругого рассеяния, статистические тензоры матрицы плотности, наведенная векторная и тензорная поляризация) продемонстрирована роль различных механизмов в образовании ориентированного конечного ядра. Полученные результаты показывают важность учета механизма последовательной передачи виртуальных кластеров, иллюстрируемого четырехугольной диаграммой.

## 7. УПРОЩЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА АМПЛИТУД ДВУХСТУПЕНЧАТЫХ МЕХАНИЗМОВ

В предыдущих разделах выражение (54) использовалось для расчета матричных элементов четырехугольных механизмов. Это выражение получается аналитически в случае четырехчастичного приближения для каналов (3,1). Существуют реакции, не укладывающиеся в рассматриваемую раскладку каналов четырехчастичной задачи, для которых механизм последовательной пе-



редачи частиц, иллюстрируемый четырехугольной диаграммой, является естественным продолжением ряда теории возмущений. В этом случае мы использовали основанный на графическом представлении наглядный метод свертки двух амплитуд МИВОКОР и показали, что полученное таким способом выражение с точностью до фазовых множителей и нормировки совпадает с (54). Выражение (54) содержит когерентные суммирования по моментам промежуточной системы. Любые упрощения общих формул расчета матричных элементов таких механизмов представляются весьма желательными. Проанализируем возможные упрощения формулы, связанные с аналитическим суммированием по промежуточным моментам, без потери физических аспектов двухступенчатых механизмов.

Пусть реакция  $A(x, y)B$  осуществляется через виртуальное  $(\sigma\rho)$  состояние. Рассмотрим случай, когда кластер  $\sigma \leq 4$  имеет внутренний орбитальный момент, равный нулю. Получим выражение для матричного элемента четырехугольной диаграммы как свертки двухполюсных механизмов (рис. 6) и просуммируем его по всем разрешенным правилами отбора состояниям кластера  $\rho$  аналогично [82].

Для расчета матричных элементов реакции  $A(x, y)B$  для каждого полюсного механизма воспользуемся МИВОКОР в представлении полного переданного спина  $J$ , переданного орбитального момента  $l$  и переданного спина  $s$  [30].

В качестве примера рассмотрим реакцию  ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, d){}^{10}\text{B}$ , иллюстрируемую диаграммой рис. 31. В приближении задачи четырех тел ( ${}^8\text{Be}, n, d, p$ ) эта реакция соответствует переходу из канала (2,2) в конечный канал (2,2) через виртуальное состояние канала (3,1):  $({}^8\text{Be}, n) + (d, p) \rightarrow {}^8\text{Be} + (n, d, p) \rightarrow ({}^8\text{Be}, d) + (n, p)$ . Диаграмма рис. 31 иллюстрирует поправку второго порядка к механизму подхвата протона.

**7.1. Матричный элемент нижней половины четырехугольной диаграммы рис. 31.** Нижняя половина диаграммы описывает подхват нейтрона. Матричный элемент такого механизма без интегрирования по радиальным переменным и без учета постоянных нормирующих множителей согласно [30] имеет вид

$$M_1 = \langle l_A m_A s_A \zeta_A | J_A M_A \rangle \langle l_\rho m_\rho s_\rho \zeta_\rho | J_\rho M_\rho \rangle \times \\ \times \langle l_\rho m_\rho l_1 m_1 | l_A m_A \rangle \langle s_\rho \zeta_\rho S_1 \zeta_1 | s_A \zeta_A \rangle \langle s_x \zeta_x S_1 \zeta_1 | s_\sigma \zeta_\sigma \rangle \times \\ \times \sqrt{(2l_1 + 1)} \beta_{\Lambda L_x l_1 m_1}(k_{\rho\sigma} r') \Theta_{l_1 S_1}^{A \rightarrow 1 + \rho} \Theta_{S_1}^{\sigma \rightarrow 1 + x}, \quad (70)$$

где  $l_1, S_1 (S_2)$  — переданный орбитальный момент и спин в вершинах распада ядра  $A$  ( $\sigma$ ), кинематические множители  $\beta_{\Lambda L_x l_1 m_1}(k_{\rho\sigma} r')$  определяются

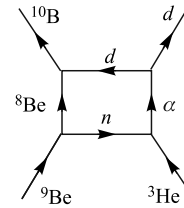


Рис. 31. Диаграмма механизма последовательной передачи частиц в реакции  ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, d){}^{10}\text{B}$

формулой (32), а  $\Theta_{l_1 S_1}^{A \rightarrow n+\rho}(\Theta_{S_1}^{x \rightarrow n+\sigma})$  — приведенные ширины распада ядра  $A$  (частицы  $x$ ), содержащие коэффициенты  $a_{LS}$ , возникающие при разложении волновых функций ядер  $A$  и  $\sigma$  по базисным функциям  $LS$ -связи.

**7.2. Матричный элемент верхней половины четырехугольной диаграммы рис. 31.** Верхняя половина диаграммы рис. 31 соответствует механизму срыва частицы. Матричный элемент срыва  $M_2$  (без учета постоянных нормирующих множителей) имеет вид, аналогичный выражению (74) для нижней половины полной диаграммы, с точностью до замены ширин распада соответствующих ядер:

$$\begin{aligned} M_2 = & \langle l_B m_B s_B \zeta_B | J_B M_B \rangle \langle l'_\rho m'_\rho s'_\rho \zeta'_\rho | J_\rho M_\rho \rangle \times \\ & \times \langle l'_\rho m'_\rho l_2 m_2 | l_B m_B \rangle \langle s'_\rho \zeta'_\rho S_2 \zeta_2 | S_B \zeta_B \rangle \langle S_2 \zeta_2 s_y \zeta_y | s'_\sigma \zeta'_\sigma \rangle \times \\ & \times \sqrt{(2l_2 + 1)} \beta_{\Lambda L_y l_2 m_2}(k_{\sigma\rho} r; \theta_y) \Theta_{l_2 S_2}^{B \rightarrow d+\rho} \Theta_{S_2}^{\sigma \rightarrow d+y}. \quad (71) \end{aligned}$$

**7.3. Упрощение матричных элементов механизмов, учитывающих запаздывание.** Для того чтобы получить полный матричный элемент механизма, учитывающего запаздывание, необходимо перемножить матричные элементы (70), (71) и, согласно (55), произвести интегрирование по радиальным переменным. Однако общие представления о том, каким образом можно упростить полный матричный элемент, можно получить, не проводя строго этих процедур.

Если в конкретной реакции энергии связи  $\epsilon$  в вершинах распада ядер имеют большие значения, при этом полоса энергий возбуждения  $\Delta E_\rho^* \ll \epsilon$ , в матричных элементах (70), (71) можно пренебречь зависимостью волновой функции кластера  $\rho$  от  $\Delta E^*$  и в аналитическом виде выполнить суммирование по  $\Delta E_\rho^*$  и  $J_\rho$ . Такое упрощение общих формул было выполнено ранее [14] в плосковолновом приближении. Мы провели подобное упрощение [83] и в общем случае, допуская, что в конкретной реакции эти приближения выполняются.

1. *Суммирование по  $\Delta E_\rho^*$ .* В силу ортогональности [35] коэффициентов промежуточной связи  $a_{LS}$  для каждого состояния кластера  $\rho$  со спином  $J_\rho$  можно провести суммирование по  $\Delta E_\rho^*$ , используя соотношение

$$\sum_{\Delta E_\rho^*} a_{L_\rho s_\rho}(J_\rho) a_{L'_\rho s'_\rho}(J_\rho) = \delta_{L_\rho L'_\rho} \delta_{s_\rho s'_\rho}. \quad (72)$$

2. *Суммирование по моменту  $J_\rho$ :*

$$\sum_{J_\rho M_\rho} \langle L_\rho \mu_\rho s_\rho \zeta_\rho | J_\rho M_\rho \rangle \langle L_\rho \mu'_\rho s'_\rho \zeta'_\rho | J_\rho M_\rho \rangle = \delta_{\mu_\rho \mu'_\rho} \delta_{s_\rho s'_\rho}. \quad (73)$$

3. Преобразование коэффициентов Клебша–Гордана, содержащих спины частиц и ядер:

$$1) \langle s_\rho \zeta_\rho S_1 \zeta_1 | s_A \zeta_A \rangle \langle s_\rho \zeta_\rho S_2 \zeta_2 | s_B \zeta_B \rangle = (-1)^{2S_1 + \zeta_1 + S_A - S_\rho} \times \\ \times \sum \sqrt{\frac{(2s_A + 1)}{(2s_\rho + 1)}} U(s_A S_1 s_B S_2 : s_\rho S) \langle S_1 \zeta_1 S_2 - \zeta_2 | S \zeta \rangle \langle s_A \zeta_A S \zeta | s_B \zeta_B \rangle; \quad (74)$$

$$2) \sum (-1)^{2S_1 + \zeta_1} \langle S_2 \zeta_2 s_y \zeta_y | s_\sigma \zeta_\sigma \rangle \langle s_x \zeta_x S_1 \zeta_1 | s_\sigma \zeta_\sigma \rangle \langle S_1 - \zeta_1 S_2 \zeta_2 | S \zeta \rangle = \\ = \sum (-1)^{2S_1 + S_2 - \zeta} \sqrt{\frac{2s_\sigma + 1}{2s_y + 1}} U(s_x S_1 s_y S_2 : s_\sigma S). \quad (75)$$

4. Преобразование коэффициентов Клебша–Гордана, содержащих орбитальные моменты ядер и переданные орбитальные моменты:

$$\sum \langle L_\rho \mu_\rho l_1 m_1 | L_A \mu_A \rangle \langle L_\rho \mu_\rho l_2 m_2 | L_B \mu_B \rangle = (-1)^{2l_1 + m_1 - L_\rho + L_A} \times \\ \times \sqrt{\frac{2L_A + 1}{2L_\rho + 1}} U(L_A l_1 L_B l_2 : L_\rho l) \langle l_1 - m_1 l_2 m_2 | l m \rangle \langle L_A \mu_A l m | L_B \mu_B \rangle. \quad (76)$$

5. Суммирование по проекциям орбитальных моментов и спинов ядер A и B:

$$\sum \langle l_A \mu_A s_A \zeta_A | J_A M_A \rangle \langle l_B \mu_B s_B \zeta_B | J_B M_B \rangle \langle l_A \mu_A l m | l_B \mu_B \rangle \times \\ \times \langle s_A \zeta_A S \zeta | s_B \zeta_B \rangle = \sum \begin{pmatrix} l_A & s_A & J_A \\ l & S & J \\ l_B & s_B & J_B \end{pmatrix} \langle J_A M_A J M | J_B M_B \rangle \langle l \mu S \zeta | J M \rangle. \quad (77)$$

6. Выделение в выражении для кинематических множителей коэффициентов Клебша–Гордана и фаз, зависящих от орбитальных моментов, и суммирование по проекции  $m_\Lambda$ :

$$\sum_{m_\Lambda} (-1)^{\mu_x + 2l_1 + m_1 + m_2} \langle L_x \mu_x \Lambda m_\Lambda | l_1 - m_1 \rangle \langle \Lambda m_\Lambda L_y \mu_y | l_2 - m_2 \rangle \times \\ \times \langle l_1 m_1 l_2 m_2 | l m \rangle = (-1)^{\Lambda + l_1 + l_2 + l} \sqrt{(2l_1 + 1)(2l_2 + 1)} \times \\ \times W(L_x l_1 L_y l_2 : \Lambda l) \langle L_x \mu_x L_y \mu_y | l m \rangle. \quad (78)$$

В результате этих преобразований упрощенный матричный элемент принимает вид

$$M_{BA}^{\text{simp}} = \sqrt{(2l+1)(2S+1)} \langle J_A M_A J M | J_B M_B \rangle \langle s_y \zeta_y S \zeta | s_x \zeta_x \rangle \times \\ \times \langle l m S \zeta | J M \rangle \sum_{l_1 l_2} \bar{\Theta}_{l_1 l_2}^{l S J} \sum_{L_x L_y \Lambda} i^{L_x + L_y} \langle l - m L_y m | L_x 0 \rangle \times \\ \times \left\{ \begin{matrix} L_x & \Lambda & l_1 \\ l_2 & l & L_y \end{matrix} \right\} P_{L_y | m |}(\theta_y) \mathfrak{S}_{L_x L_y \Lambda}, \quad (79)$$

где  $l, S, J$  — переданные орбитальный момент, спин и полный спин;  $l_1, l_2$  — переданные орбитальные моменты для верхней и нижней половин диаграммы, многомерный интеграл  $\mathfrak{S}_{L_x L_y \Lambda}$  определяется выражением (55), а  $\bar{\Theta}_{l_1 l_2}^{l S J}$  — структурные множители, выражение для которых имеет вид

$$\bar{\Theta}_{l_1 l_2}^{l S J} = (-1)^{s_A - s_\rho + l_A - l_\rho + 2S_1 + S_2 + 2S - J} \times \\ \times \sqrt{\frac{(2s_A + 1)(2l_A + 1)(2s_\sigma + 1)}{(2S + 1)(2s_\rho + 1)(2l_\rho + 1)(2s_x + 1)}} \times \\ \times U(l_A l_1 l_B l_2 : l_\rho l) U(s_A S_1 s_B S_2 : s_\rho S) U(s_x S_1 s_y S_2 : s_\sigma S) \left\{ \begin{matrix} l_A & s_A & J_A \\ l & S & J \\ l_B & s_B & J_B \end{matrix} \right\} \times \\ \times (-1)^{\Lambda + l_1 + l_2} \Theta_{l_1 S_1}^{A \rightarrow \rho + n} \Theta_{l_2 S_2}^{\rho \rightarrow B + d} \Theta_{S_1}^{x \rightarrow \sigma + n} \Theta_{S_2}^{\sigma \rightarrow d + y}. \quad (80)$$

Формулы (79), (80) вместе с выражением (55), определяющим многомерный интеграл для механизмов второго порядка, связанных с независимой передачей частиц, использовались нами [83] для оценки вклада таких механизмов в реакции  ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, d){}^{10}\text{B}$ .

Для двухступенчатого механизма в этой реакции выполняются все условия, необходимые для использования приближенных формул: энергии связи нейтрона в  ${}^9\text{Be}$ , так же как и дейтрона в  ${}^{10}\text{B}$ , существенно меньше энергии связи нейтрона в  $\alpha$ -частице, а поскольку правилами отбора разрешено возбуждение только первых двух состояний  ${}^8\text{Be}$  ( $0^+$  и  $2^+$ ),  $\Delta E^*$  не превышает 3 МэВ.

На рис. 32 штриховой кривой показано дифференциальное сечение дейтронов, рассчитанное для этого механизма с матричным элементом (79), полученным в приближении аналитического суммирования по всем возможным состояниям ядра  ${}^8\text{Be}$  (76), (77). Для сравнения пунктирной и штрихпунктирной линиями показаны дифференциальные сечения, вычисленные по точным формулам (56) для уровней ядра  ${}^8\text{Be}$   $0^+$  и  $2^+$ , а сплошной линией дана их когерентная сумма. Как видно из рисунка, расчет по приближенной формуле воспроизводит форму углового распределения дейтронов, завышая, как

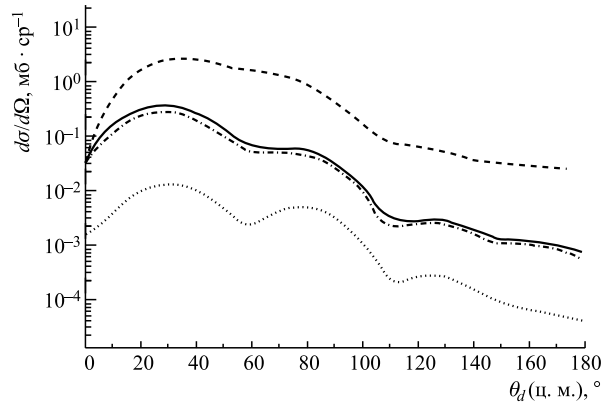


Рис. 32. Угловое распределение дейтронов из реакции  ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, d){}^{10}\text{B}$ : штриховая кривая — упрощенный расчет для двухступенчатого механизма; пунктирная — точный расчет для уровня  $0^+$  виртуального ядра  ${}^8\text{Be}$ ; штрихпунктирная — для уровня  $2^+$  этого ядра; сплошная кривая — их когерентная сумма

и можно было ожидать, величину сечения. При введении нормировочного множителя теоретические кривые, рассчитанные по точной и упрощенной формулам, практически совпадают. Таким образом, использование упрощенного подхода дает возможность вполне корректно оценить вклад механизмов последовательной независимой передачи частиц с существенным уменьшением вычислительных затрат.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Кластерная структура ядер позволяет рассматривать реакции с частицами умеренных энергий (до 10 МэВ/нуклон) на легких ядрах  $1p$ -оболочки в приближении задачи трех и четырех тел и использовать соответствующий теоретический аппарат, развитый в [2, 5, 7–9], для их описания. Кластеры в ядре являются виртуальными образованиями, и вероятность их существования определяется ядерной структурой. Предложенный нами теоретический формализм рассмотрения реакций основан на эффективном синтезе аппарата интегральных уравнений задачи нескольких тел и моделей, учитывающих структуру ядер.

В предлагаемом обзоре разработан аппарат расчета сечений ядерных реакций на легких ядрах, основанный на интегральных уравнениях задачи четырех тел в формализме Альта–Грассбергера–Сандхаса. Мы показали, что одноступенчатые механизмы МИВОКОР соответствуют первым членам

итерационных рядов интегральных уравнений задачи четырех тел. Следующие члены итерационных рядов дают поправки второго порядка к МИВОКОР, являющиеся механизмами независимой двухступенчатой передачи кластеров.

Физическим критерием проявления двухступенчатых механизмов является разность энергий виртуальных передаваемых кластеров: если она велика, их волновые функции перекрываются незначительно и априори можно ожидать, что двухступенчатые механизмы будут давать заметный вклад в характеристики ядерной реакции.

В обзоре представлен теоретический аппарат, позволяющий получить в аналитическом виде выражения для матричных элементов двухступенчатых механизмов реакции, иллюстрируемых четырехугольными диаграммами. Разложение функции Грина виртуальной кластерной системы по сферическим функциям соответствует разрезанию полной четырехугольной диаграммы на два координатных подпространства. В результате матричный элемент двухступенчатой передачи является сверткой матричных элементов МИВОКОР для верхней и нижней половины четырехугольной диаграммы. Для реализации этого аппарата разработана программа QUADRO, позволяющая рассчитывать матричные элементы механизмов независимой последовательной передачи частиц.

Мы рассчитали сечения ряда реакций на легких ядрах  $1p$ -оболочки, в которых двухступенчатые механизмы, согласно определенным нами физическим критериям, должны играть заметную роль. Мы фактически впервые показали, что угловое распределение  $\alpha$ -частиц в упругом  $\alpha^6\text{He}$ -рассеянии, так же как и протонов — продуктов реакций  ${}^9\text{Be}(d, p){}^{10}\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{B}(d, p){}^{11}\text{B}(1/2^-)$  и  ${}^{10}\text{B}(t, p){}^{12}\text{B}$ , может быть согласовано с экспериментальными данными при учете поправок второго порядка к полюсным механизмам. Структурные множители, определяющие вклад одноступенчатых и двухступенчатых механизмов в этих реакциях, являются величинами одного порядка, для обоих механизмов основной вклад в сечение вносят компоненты с ненулевым переданным орбитальным моментом. Когерентная сумма матричных элементов обоих механизмов позволяет согласовать теоретические угловые распределения с экспериментальными, отличительной чертой которых является максимум под малыми углами вылета протонов и отсутствие четко выраженной дифракционной структуры.

Мы предсказали угловые зависимости дифференциальных сечений и величины полных сечений реакции перезарядки  $p({}^6\text{He}, n){}^6\text{Li}$  ( $0^+$ , 3,56 МэВ) и реакции  ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ . Эти расчеты были также проведены нами при учете поправок второго порядка к механизмам срыва (подхвата) и замещения нуклонов в нейтронно-избыточных ядрах.

Проведенные расчеты сечений реакций двухнуклонной передачи позволили восстановить структуру нейтронной периферии в легких нейтронно-

избыточных ядрах. Ее анализ показал существенное различие двухнейтронной периферии в ядрах  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{10}\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{B}$ : если для первого ядра это гало и в динейтронной, и в сигарообразной конфигурации, определяющее сечение упругого  $\alpha$ - ${}^6\text{He}$ -рассеяния, то подобное гало в ядрах  ${}^{10}\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{B}$  в реакции  $(t, p)$  фактически не проявляется. Этот факт можно объяснить, с одной стороны, большой энергией связи кора —  $\alpha$ -частицы в  ${}^6\text{He}$ , так что и динейтрон, и два некоррелированных нейтрона могут двигаться относительно кора на достаточно больших расстояниях. Нейтронная периферия в ядрах  ${}^{10}\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{B}$  также различается. В ядре  ${}^{10}\text{Be}$  образуется слабое гало, состоящее из одного нейтрона. В ядре  ${}^{12}\text{B}$ , наоборот, динейтрон образует «кожу» на его поверхности, в то время как оба нуклона находятся, скорее, во внутренней области ядра. Можно также отметить, что сигарообразная конфигурация периферии во всех ядрах является асимметричной, и эта асимметрия зависит от способа образования ядра. Характер асимметрии связан с использованием приближения четырех тел, а не трех. В этом приближении начальный, конечный и виртуальные каналы реакции являются различными комбинациями кластеров. Поэтому эффекты отдачи при выделении одного из нейтронов из остающейся кластерной системы могут быть разными. Подобное поведение нейтронной периферии свидетельствует о сложной структуре ядер  $1p$ -оболочки, в которой трудно выделить «остов» и перемещающиеся относительно него нейтроны, а тем самым зафиксировать существование в них нейтронного гало.

Наконец, в рамках разработанного теоретического метода мы интерпретировали экспериментальные результаты, относящиеся к ориентированным ядрам, получили физические характеристики таких ядер и оценили, насколько влияют на эти характеристики механизмы реакции, связанные с независимой передачей частиц.

На примере различных характеристик реакций  ${}^{13}\text{C}(d, \alpha){}^{11}\text{B}$  ( $3/2^-$ ,  $5/2^-$ , 4,443 МэВ) и  ${}^{13}\text{C}({}^3\text{He}, \alpha){}^{12}\text{C}$  ( $0^+$ ;  $2^+$ , 4,443 МэВ) (дифференциальное сечение упругого и неупругого рассеяния, статистические тензоры матрицы плотности, наведенная векторная и тензорная поляризация) продемонстрирована роль различных механизмов в образовании ориентированного конечного ядра. Полученные результаты показывают важность учета механизма последовательной передачи виртуальных кластеров уже при расчете сечения упругого и неупругого рассеяния. Поляризационные характеристики при учете двухступенчатого механизма меняются качественно, особенно в области средних углов вылета  $\alpha$ -частиц. Это обстоятельство еще раз подчеркивает сложность механизма протекания ядерных реакций с участием  $\alpha$ -частиц, его отличие от полюсных механизмов срыва или подхвата. В реакциях  ${}^{13}\text{C}(d, \alpha){}^{11}\text{B}$  ( $5/2^-$ , 4,443 МэВ),  ${}^{13}\text{C}({}^3\text{He}, \alpha){}^{12}\text{C}$  ( $2^+$ , 4,443 МэВ) только совокупность всех рассматриваемых механизмов позволила описать большой набор характеристик ориентированных ядер  ${}^{11}\text{B}$  ( $5/2^-$ ) и  ${}^{12}\text{C}$  ( $2^+$ ) — продуктов реакций.

Наконец, нами предложен упрощенный метод расчета сечений двухступенчатых механизмов для реакций, в которых выполняются определенные соотношения между энергиями связи в вершинах развала двух- или трехчастичных кластеров и энергетической шириной полосы возбужденных состояний виртуальных кластеров, разрешенных правилами отбора по всем промежуточным угловым моментам. Мы показали, что использование упрощенного подхода дает возможность вполне корректно оценить вклад механизмов последовательной независимой передачи частиц с существенным уменьшением вычислительных затрат.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф.* Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1969.
2. *Faddeev L. D.* Mathematical Aspects of Three Body Problem in Quantum Scattering Theory. N. Y.: Daniel Davey and Co, 1965.
3. *Austern N. et al.* Theory of Finite-Range Distorted Waves Calculations // *Phys. Rev. B.* 1964. V. 133, No. 1. P. 3–16.
4. *Зеленская Н. С., Теплов И. Б.* Обменные процессы в ядерных реакциях. М.: Изд-во Моск. гос. ун-та, 1985.
5. *Якубовский О. А.* Об интегральных уравнениях теории рассеяния для  $N$  частиц // *ЯФ.* 1967. Т. 5, вып. 6. С. 1312–1320.
6. *Lovelas C.* Practical Theory of Three-Particle States. I. Nonrelativistic // *Phys. Rev. B.* 1964. V. 135, No. 5. P. 1225–1249.
7. *Grassberger P., Sandhas W.* Systematical Treatment of the Non-Relativistic  $N$ -Particle Scattering Problem // *Nucl. Phys. B.* 1967. V. 2, No. 2. P. 181–206.
8. *Weinberg S.* Systematical Solution of Multi-Particle Scattering Problems // *Phys. Rev. B.* 1964. V. 133, No. 1. P. 232–256.
9. *Шмид Э., Цигельман Х.* Проблема трех тел в квантовой механике. М.: Наука, 1979. С. 151–154.
10. *Alt E. O., Grassberger P., Sandhas W.* Derivation of the DWBA in Exact Three-Body Theory // *Nucl. Phys. A.* 1969. V. 139, No. 1. P. 209–229.
11. *Едакова Е. А., Неудачин В. Г., Романовский Е. А.* О возможности проявления процессов второго порядка при неупругом рассеянии дейтронов ядрами // *ЖЭТФ.* 1960. Т. 38, № 2. С. 248–249.
12. *Банг Й. и др.* Проявление механизмов, описываемых четырехугольной диаграммой, в реакциях  $(t, p)$  ( ${}^3\text{He}, p$ ) на ядрах  $1p$ -оболочки // *ЯФ.* 1966. Т. 4, вып. 5(11). С. 962–969.
13. *Neudatchin V. G. et al.* Rectangle Diagrams in the  $(p, p')$ ,  $(d, d')$ ,  $(t, p)$ –( ${}^3\text{He}, p$ ) Reactions in Some Nuclei of  $p$ -Shell and Simple Method for Calculating Their Angular Distributions // *Phys. Lett. B.* 1968. V. 27, No. 8. P. 490–493.



14. Зеленская Н. С. Проявление механизма, описываемого четырехугольной диаграммой, в реакциях со срывом (подхватом) тяжелых ионов // ЯФ. 1971. Т. 13, вып. 4. С. 734–741.
15. Middleton R., Pullen D. J. A Study of Some  $(t, p)$  Reactions. Method and Results for  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^{10}\text{B}$  and  ${}^{11}\text{B}$  // Nucl. Phys. 1964. V. 51, No. 1. P. 50–62.
16. Towle J. H., Macefield B. E. F. A Study of  ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, n){}^{11}\text{C}$  Reaction // Nucl. Phys. 1965. V. 66, No. 1. P. 65–79.
17. Taylor M. C., Phyllips G. C. A Study of the Reaction  ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, {}^6\text{Li}){}^6\text{Li}$  // Nucl. Phys. A. 1969. V. 126, No. 3. P. 615–627.
18. Bang J., Wollesen S. A. A Two-Step Process on Two-Particle Transfer Reactions // Phys. Lett. D. 1970. V. 33, No. 8. P. 395–399.
19. De Tacassy N. B. On the Contribution from a Two-Step Mechanism, Involving the Sequential Transfer of Two Neutrons, to the Calculation of  $(t, p)$  Reaction Cross Sections // Nucl. Phys. A. 1974. V. 231, No. 2. P. 243–256.
20. Hashimoto N., Kawai M. The  $(p - d - t)$  Process in Strong  $(p, t)$  Transitions // Phys. Lett. B. 1975. V. 59, No. 3. P. 243–256.
21. Jaffe R. L., Gerace W. J. Formfactors for Two-Nucleon Transfer Reactions // Nucl. Phys. A. 1969. V. 125, No. 1. P. 1–27.
22. Bayman B. F., Kallio A. Relative-Angular-Momentum-Zero Part of Two-Nucleon Wave Functions // Phys. Rev. 1967. V. 156, No. 3. P. 1121–1128.
23. Iano P. J., Pinkston W. T. Aspects of Two-Nucleon Transfer Reactions // Nucl. Phys. A. 1975. V. 237, No. 2. P. 189–214.
24. Bang J., Gareev F. A. Wave Functions and Particle Transfer Formfactors of  ${}^{42}\text{Ca}$  and  ${}^{18}\text{O}$  // Nucl. Phys. A. 1974. V. 232, No. 1. P. 45–57.
25. Austern N. Direct Nuclear Reaction Theories. N.Y.: Wiley-Intersci., 1970.
26. Coker W. R., Udagava T., Wolter H. H. Coupling-Reaction-Canals Study of  $(h, p)$  Reactions // Phys. Rev. C. 1973. V. 7, No. 3. P. 1154–1165.
27. Nelson R. O., Robertson N. R. The Evidence of Two-Step Process in the Spherical-Nuclei-Reactions // Phys. Lett. B. 1973. V. 43, No. 5. P. 389–393.
28. Ibarra R. H. Nuclear Overlaps in Two-Particle Transfer Reactions // Nucl. Phys. A. 1973. V. 211, No. 2. P. 317–322.
29. Ibarra R. H., Vallieres M., Fang D. H. Extended Basis Shell-Model Study of Two-Nucleon Transfer Reactions // Nucl. Phys. A. 1976. V. 256, No. 1. P. 21–26.
30. Зеленская Н. С., Теплов И. Б. Характеристики возбужденных состояний ядер и угловые корреляции в ядерных реакциях. М.: Энергоатомиздат, 1995.
31. Галанина Л. И., Зеленская Н. С. Учет запаздывающих механизмов в прямых ядерных реакциях на ядрах  $1p$ -оболочки // Изв. РАН. Сер. физ. 2000. Т. 64, № 3. С. 496–499.
32. Сунакава С. Квантовая теория рассеяния. М.: Мир, 1979. 269 с.

33. *Беляева Т. Л. и др.* Программа OLYMP для расчета сечений реакции со сложными частицами методом искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия. М.: Изд-во Моск. гос. ун-та, 1981.
34. *Ситенко А. Г.* Теория ядерных реакций. М.: Энергоатомиздат, 1983.
35. *Бояркина А. Н.* Структура ядер  $1p$ -оболочки. М.: Изд-во Моск. гос. ун-та, 1973.
36. *Галанина Л. И., Зеленская Н. С.* Динейтронный кластер и его проявление в упругом  $\alpha^6\text{He}$ -рассеянии // ЯФ. 2002. Т. 65, № 7. С. 1315–1320.
37. *Raabe R. et al.*  $2n$ -Transfer Contribution in the  $^4\text{He}(^6\text{He}, ^6\text{He})^4\text{He}$  Cross Section at  $E_{\text{cm}} = 11.6$  MeV // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. 446021.
38. *Галанина Л. И., Зеленская Н. С.* Механизм независимой передачи нейтронов в упругом  $\alpha^6\text{He}$ -рассеянии и структура волновой функции ядра  $^6\text{He}$  // ЯФ. 2007. Т. 70, № 1. С. 308–314.
39. *Raabe R. et al.* Elastic  $2n$ -Transfer in the  $^4\text{He}(^6\text{He}, ^6\text{He})^4\text{He}$  Scattering // Phys. Lett. B. 1999. V. 458, No. 1. P. 1–7.
40. *Пенионжкевич Ю. Э.* Ядерная астрофизика // ЯФ. 2010. Т. 73, № 10. С. 1505–1513.
41. *Blann M., Chadwick M. B.* New Precompound Model: Angular Distributions // Phys. Rev. C. 1998. V. 57, No. 2. P. 233–243.
42. *Koning A. J., Delaroche J. P.* Global Potential // Nucl. Phys. A. 2003. V. 713, No. 1. P. 231.
43. *Herman M.* [www.nds.iaea.org/empire/](http://www.nds.iaea.org/empire/)
44. *Лебедев В. М., Орлова Н. В., Спасский А. В.* Многоступенчатые процессы в реакции  $^9\text{Be}(d, p\gamma)^{10}\text{Be}$  при  $E_d = 12,5$  МэВ // ЯФ. 1998. Т. 61, № 9. С. 1604–1609.
45. *Зеленская Н. С. и др.* Корреляционные характеристики реакции  $^9\text{Be}(d, p\gamma)^{10}\text{Be}$  при  $E_d = 15,3$  МэВ и структура ядра  $^{10}\text{Be}$  // ЯФ. 2001. Т. 64, № 11. С. 1995–2002.
46. *Галанина Л. И. и др.* Исследование механизма реакции  $^{10}\text{B}(d, p\gamma)^{11}\text{B}$  при  $E_d = 15,3$  МэВ методом угловых  $p\gamma$ -корреляций // ЯФ. 2005. Т. 68, № 12. С. 2019–2029.
47. *Kunz P. D.* <http://spot.colorado.edu/~kunz/Home.html>
48. *Ajsenberg-Selove F., Flynn E. R., Hansen O.*  $(t, p)$  Reaction on  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{B}$ ,  $^{11}\text{B}$  and  $^{12}\text{C}$  // Phys. Rev. C. 1978. V. 17, No. 4. P. 516–521.
49. *Галанина Л. И., Зеленская Н. С.* Роль различных механизмов в образовании ядра  $^{12}\text{B}$  в реакции  $^{10}\text{B}(t, p)^{12}\text{B}$  // Изв. АН СССР. Сер. физ. 2008. Т. 72, № 3. С. 331–335.
50. *Коршенинников А. А.* Анализ свойств трехчастичных распадов ядер с  $A = 12$  и  $16$  в методе  $K$ -гармоник // ЯФ. 1990. Т. 52, вып. 5(11). С. 1304–1319.
51. *Korcheninnikov A. A., Kobayashi T.* Main Mechanisms in Fragmentation of Exotic Nucleus // Nucl. Phys. A. 1994. V. 567, No. 1. P. 97–110.
52. *Korcheninnikov A. A. et al.* Spectroscopy of  $^{12}\text{Be}$  and  $^{13}\text{Be}$  Using a  $^{12}\text{Be}$  Radioactive Beam // Phys. Lett. B. 1995. V. 343, No. 1. P. 53–58.

53. *Korcheninnikov A. A. et al.* Spectroscopy of the Halo Nucleus  $^{11}\text{Li}$  by Experimental Study of  $^{11}\text{Li} + p$  Collisions // *Phys. Rev. C.* 1996. V. 53, No. 2. P. 537–550.
54. *Gornov M. G., Gurov Yu. B., Pechkurov V. A.* Excited States of  $^{11}\text{Li}$  // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81, No. 11. P. 4325–4328.
55. *Гуров Ю. Б. и др.* Поиск сверхтяжелых изотопов водорода в реакциях поглощения пионов // *ЭЧАЯ.* 2009. Т. 40, вып. 4. С. 1063–1109.
56. *Гуров Ю. Б. и др.* Спектроскопия изотопа  $^{10}\text{Li}$  в реакциях поглощения остановившихся пионов на радиоактивной мишени  $^{14}\text{C}$  // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2011. Т. 75, № 4. С. 495–498.
57. *Коршенинников А. А.* Ядерная экзотика вблизи и за границей стабильности. Дис. . . . д-ра физ.-мат. наук. М., 1996. 170 с.
58. *Kukulin V. I. et al.* Detailed Study of the Cluster Structure of Light Nuclei in Three-Body Problem. II. The Spectrum of Low-Lying States of Nuclei with  $A = 6$  // *Nucl. Phys. A.* 1986. V. 453, No. 3. P. 365–388.
59. *Данилин Б. В., Жуков М. В.* Резонансное  $3 \rightarrow 3^-$  рассеяние и структура возбужденных состояний ядер с  $A = 6$  // *ЯФ.* 1993. Т. 56, вып. 4. С. 67–83.
60. *Ершов С. Н., Данилин Б. В.* Реакции развала ядер с двухнейтронным гало // *ЭЧАЯ.* 2008. Т. 39, вып. 6. С. 1623–1720.
61. *Ершов С. Н., Данилин Б. В.* Возбуждения ядер с двухнейтронным гало в непрерывном спектре // *ЯФ.* 2009. Т. 72, № 7. С. 1762–1771.
62. *Ибраева Е. Т., Жусупов М. А., Имамбеков О.* Структура легких нейтроноизбыточных ядер и механизм упругого рассеяния протонов // *ЯФ.* 2011. Т. 74, № 11. С. 1622–1635.
63. *Заварзина В. П., Конобеевский Е. С., Степанов А. В.* Роль конфигурации валентных нейтронов гало ядра в формировании модельной вершинной функции для описания реакции передачи двух нейтронов // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2008. Т. 72, № 3. С. 845–856.
64. *Беловицкий Г. Е. и др.* Реакция квазисвободного рассеяния протона на гало-ядрах как инструмент исследования структуры нейтронного гало // *ЯФ.* 2009. Т. 72, № 7. С. 1772–1776.
65. *Галанина Л. И., Зеленская Н. С.* Нейтронная периферия в легких ядрах // *ЯФ.* 2009. Т. 72, № 10. С. 1753–1761.
66. ЦДФЭ. <http://cdfe.sinp.msu.ru>
67. *Ter-Akopian G. M. et al.* Two-Neutron Exchange Observed in the  $^6\text{He} + ^6\text{He}$  Reaction Search for the «Di-Neutron» Configuration of  $^6\text{He}$  // *Phys. Lett. B.* 1998. V. 426, No. 2. P. 251–256.
68. *Фергюсон А.* Методы угловых корреляций в гамма-спектроскопии. М.: Атомиздат, 1969. 256 с.
69. *Галанина Л. И., Зеленская Н. С.* Статистические тензоры составных систем // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2006. Т. 70, № 11. С. 1627–1632.

70. *Bidenharn L. S., Rose M. E.* Theory of Angular Correlation of Nuclear Radiations // *Rev. Mod. Phys.* 1953. V. 25, No. 3. P. 729–777.
71. *Блум К.* Теория матрицы плотности и ее приложений: Пер. с англ. М.: Физматлит, 1959.
72. *Галанина Л. И., Зеленская Н. С.* Расчет характеристик бинарных ядерных реакций с учетом спин-орбитального взаимодействия // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2000. Т. 64, № 5. С. 954–959.
73. *Галанина Л. И. и др.* Исследование механизма реакции  $^{13}\text{C}(d, \alpha)^{11}\text{B}$  при  $E_d = 15,3$  МэВ // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2009. Т. 73, № 6. С. 855–858.
74. *Галанина Л. И. и др.* Исследование ориентационных характеристик ядра  $^{11}\text{B}$  ( $5/2^-$ , 4,445 МэВ) в реакции  $^{13}\text{C}(d, \alpha\gamma)^{11}\text{B}$  при  $E_d = 15,3$  МэВ // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2010. Т. 74, № 4. С. 483–488.
75. *Hauser W., Feschbach H.* // *Phys. Rev.* 1952. V. 87, No. 2. P. 336.
76. *Feschbach H., Weisskopf V. I.* // *Phys. Rev.* 1949. V. 76, No. 6. P. 1550.
77. *Belyaeva T. L., Zelenskaya N. S., Odintsov N. V.* Computation of Correlation Characteristics of Nuclear Reactions Induced by Semi-Heavy Ions // *Comp. Phys. Commun.* 1992. V. 73, No. 1. P. 161–169.
78. *Perrey S. V., Perrey F. G.* // *At. Data and Nucl. Data Tables.* 1976. V. 17. P. 293–337.
79. *Васильева О. И. и др.* Определение спин-тензоров матрицы плотности состояния 4,43 МэВ ( $2^+$ ) ядра  $^{12}\text{C}$  в реакции ( $^3\text{He}, \alpha\gamma$ ) // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1984. Т. 48, № 10. С. 1959–1964.
80. *Лебедев В. М., Орлова Н. В., Спасский А. В.* Определение деформации ядра  $^{12}\text{C}$  с помощью угловых корреляций в реакциях  $^{11}\text{B}(\alpha, t\gamma)^{12}\text{C}$  и  $^{13}\text{C}(^3\text{He}, \alpha\gamma)^{12}\text{C}$  // *ЯФ.* 1999. Т. 62, № 9. С. 1546–1550.
81. *Галанина Л. И., Зеленская Н. С.* Роль различных механизмов в образовании ядра  $^{12}\text{C}$  в реакции  $^{13}\text{C}(^3\text{He}, \alpha)^{12}\text{C}$  // *ЯФ.* 2007. Т. 70, № 7. С. 1315–1320.
82. *Зеленская Н. С. и др.* Общие закономерности реакции замещения нуклонных ассоциаций на ядрах  $1p$ -оболочки // *ЯФ.* 1967. Т. 6, вып. 1. С. 66–76.
83. *Галанина Л. И., Зеленская Н. С.* Упрощенный метод расчета амплитуд механизмов, учитывающих запаздывание // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2005. Т. 69, № 11. С. 1741–1745.