

## Реакции квазиупругого выбивания кластеров быстрыми протонами при больших переданных импульсах и структура ядра

*М. А. Жусупов, Ю. Н. Узиков*

Казахский государственный университет, Алма-Ата

Дан обзор современных представлений о кластеризации нуклонов в ядрах. Главное внимание уделяется роли возбужденных кластеров в основных состояниях ядер  $1p$ -оболочки: обсуждаются их свойства, статус вне рамок ТИМО и условия, наиболее благоприятные для проявления их вклада в сечениях ядерных реакций. Показано, что в реакциях квазиупругого выбивания ( $p, Nx$ ) вклад возбужденных кластеров  $x^*$  может быть наиболее значителен при большой переданной импульса. Представлены результаты расчета характеристик реакций квазиупругого выбивания  $d$ -,  $t$ - и  $\alpha$ -частиц в области энергий около 0,7 ГэВ при передачах импульса  $5-10 \text{ фм}^{-1}$  с учетом процессов на возбужденных кластерах  $px^* \rightarrow Nx$ , рассматриваемых на основе существующих представлений о механизмах упругого рассеяния протонов назад на легчайших ядрах в соответствующей области энергий.

The review is devoted to present treatment of nucleon clustering in nuclei. From the point of view of the role of excited clusters in ground state of  $1p$ -shell nuclei their characteristics, status out of the framework of the translationally invariant shell model and the conditions for their especially pronounced contribution into the cross sections of the reactions are discussed. It is shown that for quasielastic knock-out reactions ( $p, Nx$ ) the contribution of excited clusters  $x^*$  may be essential under the high momentum transfer. We present the calculated characteristics of reactions of quasielastic knock-out of  $d$ ,  $t$  and  $\alpha$ -particles around 0.7 GeV energy region at  $5-10 \text{ fm}^{-1}$  momentum transfer accounting the contribution of the processes on excited clusters  $px^* \rightarrow Nx$ , considered on the base of existent representation of the mechanisms for elastic proton backward scattering on the lightest nuclei in the corresponding energy region.

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящем обзоре рассматриваются реакции квазиупругого выбивания нуклонных кластеров (РКВК) под действием протонов в несколько сот мегаэлектрон-вольт. Кинематика процесса квазиупругого выбивания  $p + A \rightarrow p + x + B$ , где  $x$  — выбитый кластер,  $A$  — начальное ядро,  $B$  — ядро-остаток, в лабораторной системе координат (л.с.к.) очень близка к кинематике упругого рассеяния протона на свободном покоящемся кластере  $p + x \rightarrow p + x$ . Благодаря этой яркой кинематической особенности РКВК обычно рассматриваются как непосредственное доказательство существования кластеров в ядрах и широко используются для изучения кластерной структуры ядер [1]. С помощью РКВК типа  $(p, pd)$ ,  $(p, pt)$ ,  $(p, p\alpha)$ ,

( $\alpha$ ,  $2\alpha$ ) накоплена обширная спектроскопическая информация об импульсных распределениях кластеров в ядрах и их эффективных числах [2].

Особый интерес представляют РКВК при высоких энергиях в условиях большой передачи импульса, так как в этом случае характеристики процесса могут содержать информацию о короткодействующих  $NN$ -корреляциях в ядрах. Достаточно напомнить в этой связи, что первая попытка понять инклюзивные дубненские данные [3] по квазиупругому выбиванию быстрых дейтронов породила гипотезу о флуктуациях плотности ядерного вещества [4]. В дальнейшем эта идея, обогащенная представлениями о кварковой структуре адронов, явилась одной из отправных точек при предсказании и изучении кумулятивного эффекта [5]. Открытие кварковой структуры нуклона и связанная с ней возможность существования мультикварковых конфигураций в атомных ядрах могут иметь важное значение для РКВК при больших передачах импульса. Однако вопрос о связи РКВК с кварковыми степенями свободы в ядрах еще требует исследования. В отличие от этого направления развитие последовательных теоретических представлений о РКВК проходило в рамках обычных представлений о ядерной структуре [6]. Были сформулированы основные принципы микроскопической теории, главным моментом которой является принцип генеалогической связи ядерных состояний [7]. Было установлено, что спектроскопическая информация, извлекаемая из РКВК, хорошо совмещается с общепринятыми обобщенными представлениями о структуре ядер [8, 9]. Анализ экспериментальной и теоретической ситуации в РКВК при больших переданных импульсах, сложившейся к середине 70-х годов, можно найти [10].

За последние десять лет в исследованиях РКВК при большой передаче импульса достигнут определенный прогресс. Во-первых, наряду с «одноплечевыми» данными [3, 11] появились кинематически полные эксперименты на совпадения  $(p, pd)$ ,  $(p, nd)$  [12, 13]. Во-вторых, получены новые данные об упругом  $pd$ - [14],  $p^3$  He- [15],  $p^4$  He- [16] рассеянии назад при энергиях около 1 ГэВ и уточнены представления о механизмах этих процессов, что имеет принципиальное значение для понимания динамики квазиупругого выбивания быстрых кластеров. В-третьих, и это, на наш взгляд, наиболее существенное, в теории происходит глубокое переосмысливание кластерных явлений в РКВК при высоких энергиях [17]. На этом следует остановиться более подробно.

Обычная, прочно укоренившаяся интерпретация РКВК состоит в следующем [8]: предполагается, что выбитый из ядра кластер существовал в ядре еще до момента взаимодействия и его внутреннее состояние не изменялось в процессе выбивания. Это приближение, как правило, хорошо работает в области средних энергий примерно до 100—150 МэВ, где за счет сильного поглощения РКВК носят отчетливо периферический характер. Однако столь упрощенная трактовка реакции может оказаться неработоспособной в области

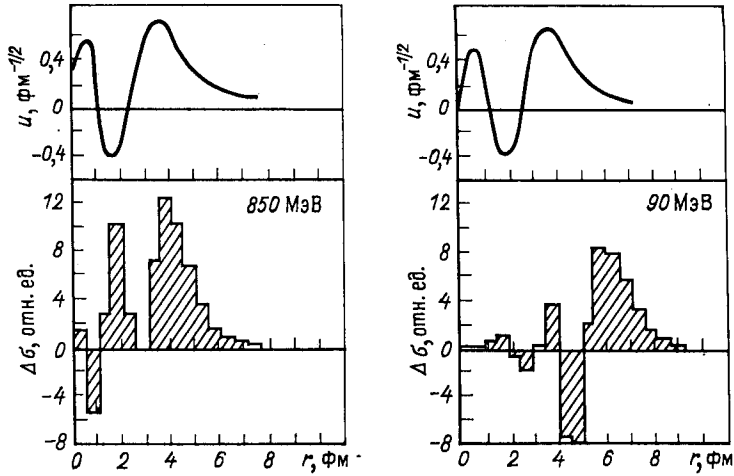


Рис. 1. Радиальная локализация реакции  $^{16}\text{O} (\alpha, 2\alpha) ^{12}\text{C}$  согласно расчетам [19]  $u(r)$  — волновая функция  $3S$ -состояния в канале  $^{16}\text{O} \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}$ ;  $\Delta\sigma$  — гистограмма вкладов в сечение реакции  $^{16}\text{O} (\alpha, 2\alpha) ^{12}\text{C}$  как функция расстояния от центра ядра при импульсе отдачи  $\hbar_B=0$

энергий 1 ГэВ. Дело в том, что при увеличении начальной энергии от 0,1 до 1 ГэВ в сечении РКВК заметно возрастает вклад внутренней области ядра (например, рис. 1 для реакции  $(\alpha, 2\alpha)$  из ([19]), в которой согласно современным представлениям о ядерной структуре в отличие от периферической области преобладают компоненты ядерной волновой функции, не содержащие обычных  $d$ -,  $t$ -,  $\alpha$ -кластеров [20]. Поэтому в теории РКВК при высоких энергиях важной задачей становится нахождение вероятности следующего процесса: налетающий протон (адрон) взаимодействует с группой нуклонов ядра, которая в общем случае не является  $d$ -,  $t$ - или  $\alpha$ -кластером, отличается от него по своим квантовым числам и далее называется возбужденным кластером (более точное определение дано ниже), но в процессе взаимодействия из этой группы формируется обычный кластер, который и наблюдается в конечном состоянии. В рамках трансляционно-инвариантной модели оболочек (ТИМО) эту задачу удастся сформулировать математически.

Действительно, в генеалогическом разложении волновой функции ТИМО для основного состояния ядра  $A$  в канале  $A \rightarrow x + B$  можно выделить два слагаемых:

$$\psi_A = C\psi_x\psi_B\psi_\gamma(\rho_{xB}) + \sum_{x^*B^*\gamma^*} C'\psi_{x^*}\psi_{B^*}\psi_{\gamma^*}(\rho_{xB}). \quad (1)$$

В первое слагаемое входят обычный кластер  $x$  и ядро-остаток  $B$  в своих основных состояниях по внутреннему движению  $\psi_x$  и  $\psi_B$ , связанные функцией относительного движения  $\psi_\gamma(\rho_{xB})$ .

Во втором слагаемом кластер  $x^*$  (ядро  $B^*$ ) только по числу нуклонов совпадает с кластером  $x$  ( $B$ ), но отличается от него квантовыми числами внутреннего движения, а соответствующая функция взаимного движения центров масс (ц.м.)  $x^*$  и  $B^*$   $\psi_{\gamma^*}(\rho_{x B})$  втянута внутрь ядра. Сочетание ТИМО с теорией многократного рассеяния Глаубера — Ситенко положено в основу подхода к РКВК, развитого В. Г. Неудачиным с сотр. [21] для малых углов вылета вторичных протонов. Конструктивность этого «динамического» подхода, обусловленная надежностью волновых функций и механизма элементарного взаимодействия, позволила предсказать ряд интересных результатов, полностью отсутствующих в традиционной трактовке РКВК и доступных экспериментальной проверке. В области больших передач импульса, что соответствует вылету протонов в заднюю полусферу, аналогичная задача встречается со значительными трудностями, так как недостаточно известны ни механизмы взаимодействия, ни высокоимпульсные компоненты ядерных волновых функций. Тем не менее и в этом случае получены некоторые скорее качественные, чем количественные результаты. В настоящем обзоре основное внимание уделяется именно этой задаче.

#### 1. ТРАНСЛЯЦИОННО-ИНВАРИАНТНАЯ МОДЕЛЬ ОБОЛОЧЕК И ВОЗБУЖДЕННЫЕ НУКЛОННЫЕ КЛАСТЕРЫ В ЯДРАХ

В области легких ядер с  $A \leq 16$  для расчета структурных факторов  $d$ -,  $t$ -,  $\alpha$ -частиц имеется детально разработанный в рамках оболочечной модели метод, основанный на принципах генеалогии ядерных состояний [1, 22]. Этот метод, начиная со времени его создания (1950—1960 гг.), подвергался широкой экспериментальной проверке. Установлено, что в большинстве случаев спектроскопические факторы  $d$ -,  $t$ -,  $\alpha$ -частиц, извлекаемые при низких и средних энергиях из разных реакций (квазиупругое выбивание, многокучлонная передача), не только вполне согласуются между собой, но и хорошо совмещаются с оболочечными представлениями о структуре ядер. Несомненно, что этот результат — большое достижение теории кластерных явлений в ядрах. Следует, однако, подчеркнуть, что, как правило, до сих пор с экспериментом сравниваются спектроскопические факторы для кластеров, находящихся в основных состояниях их внутреннего движения, и обсуждаются переходы на уровни остаточных ядер с неразрушенными внутренними оболочками [8, 9]. Другими словами, при экспериментальной проверке генеалогической концепции принимается во внимание лишь одно первое слагаемое в разложении (1), а все остальные члены фактически отбрасываются. В настоящее время задача учета этих слагаемых в принципе решена и наиболее полное ее изложение можно найти в [23]. Учет второго слагаемого в разложении (1) приводит к представлению о возбужденных кластерах в основных состояниях атомных ядер и требует соответствующего обобщения понятия спектроскопического фактора.

Каков вес этих слагаемых в волновой функции ядра, почему они не проявляются в известных экспериментальных данных и при каких условиях могут быть обнаружены на эксперименте? Каков статус возбужденных кластеров вне рамок оболочечной модели? Качественному рассмотрению поставленных вопросов посвящен этот и следующий разделы.

**Определения.** Структурный множитель для выделения из ядра с массовым числом  $A$  возбужденного кластера  $x$  определяется так же, как и для невозбужденного кластера, интегралом перекрывания [23]:

$$S_A^x = \left( \frac{A}{x} \right)^{1/2} \langle \psi_A | \psi_B \psi_{v\Lambda} (\mathbf{R}_{A-x} - \mathbf{R}_x) \psi_x \rangle, \quad (2)$$

где  $\psi_A$ ,  $\psi_B$ ,  $\psi_x$  — антисимметризованные по всем нуклонам функции, описывающие внутреннее движение в начальном ядре  $A$ , ядре-остатке  $A - x$  и выделяемом кластере  $x$  соответственно;  $\psi_{v\Lambda} (\mathbf{R}_{A-x} - \mathbf{R}_x)$  — волновая функция относительного движения центров масс разделяемых фрагментов  $A - x$  и  $x$  в связанном состоянии;  $v$  и  $\Lambda$  — главное квантовое число (число осцилляторных квантов) и орбитальный момент относительного движения; биномиальный множитель  $\binom{A}{x} = \frac{A!}{x!(A-x)!}$  учитывает тождественность нуклонов. При описании распада ядра на два сильно возбужденных фрагмента (с разрушенными внутренними оболочками) в обычной оболочечной модели возникает проблема исключения примеси ложных состояний, обусловленных нефизическими осцилляциями центров масс этих фрагментов. Чтобы обойти эту трудность, но сохранить возможность применения аппарата алгебры Рака и технику генеалогических коэффициентов, необходимо использовать ТИМО [1]. В ТИМО внутреннее состояние ядра из  $A$  нуклонов, отвечающее определенным значениям орбитального  $L$ , спинowego  $S$  и полного  $J$  моментов, а также изоспина  $T$ , описывается антисимметризованной осцилляторной функцией

$$\psi_A^{\text{ТИМО}} = |AN [f] (\lambda\mu) \alpha LSTJMM_T\rangle, \quad (3)$$

где  $N$  — число осцилляторных квантов;  $[f]$  — схема Юнга, определяющая симметрию орбитальной части волновой функции по отношению к перестановке нуклонов;  $(\lambda\mu)$  — символ Эллиотта, характеризующий симметрию состояния по отношению к перестановке осцилляторных квантов [SU(3)-симметрию состояния];  $M$ ,  $M_T$  — проекции полного углового момента и изоспина;  $\alpha$  — все дополнительные квантовые числа, необходимые для однозначного описания состояния. Для описания низколежащих возбужденных состояний ядер с  $A \leq 16$ , соответствующих конфигурации  $s^4 p^{A-4}$ , используется модель промежуточной связи на базисе ТИМО

$$\psi_{J,T}^A = \sum_{[f]LS} \alpha_{[f]LS}^A \alpha_{[f]LS}^A |AN [f] (\lambda\mu) \alpha LSTJMM_T\rangle. \quad (4)$$

Коэффициенты  $\alpha$  в (4) определяются диагонализацией оболочечного гамильтониана, включающего среднее поле, спин-орбитальное и остаточные парные взаимодействия. Для ядер с  $4 \leq A \leq 16$  коэффициенты  $\alpha$  затабулированы [24]. В часто используемом пределе  $LS$ -связи разложение (4) содержит только одно слагаемое.

Для вычисления интеграла (2) в ТИМО достаточно знать генеалогическое разложение волновой функции ядра  $A$  по произведению функций ТИМО кластера  $x$ , ядра-остатка  $A - x \equiv B$  и функции их относительного движения:

$$|AN_A\alpha\rangle = \sum_{\substack{\beta\gamma\Lambda M_\Lambda \\ N_B N_x \nu}} \langle AN_A\alpha | A - x N_B\beta, \nu\Lambda M_\Lambda, x N_x\gamma \rangle \times \\ \times |BN_B\beta\rangle |xN_x\gamma\rangle |\nu\Lambda M_\Lambda\rangle. \quad (5)$$

Здесь для простоты записи из всех квантовых чисел ТИМО явно указано только число осцилляторных квантов. Суммирование по  $N_B$ ,  $N_x$ ,  $\nu$  проводится с учетом осцилляторного правила

$$N_A - N_B = N_x + \nu, \quad (6)$$

которое выражает условие сохранения числа квантов возбуждения. Используемое здесь понятие возбужденного кластера наиболее точно можно определить на основе разложения (5). А именно, состояние  $|xN_x\gamma\rangle$  в разложении (5) волновой функции основного состояния ядра называется возбужденным кластером, если соответствует число внутренних квантов возбуждения  $N_x$  удовлетворяет условию  $N_x > N_x^{\min}$ . Здесь  $N_x^{\min}$  — минимальное число осцилляторных квантов, совместимое с принципом Паули для данного числа нуклонов  $x$ . Для ядер  $1p$ -оболочки функция ТИМО при  $N = N^{\min}$  пропорциональна  $s^4 p N^{\min}$ -функции обычной модели оболочек. Если число нуклонов  $x \leq 4$ , то имеем  $N^{\min} = 0$ . Наконец, кластер называется невозбужденным, или обычным, если  $N_x = N_x^{\min}$  и все остальные квантовые числа ТИМО совпадают с квантовыми числами главной компоненты волновой функции соответствующей  $d$ -,  $t$ - или  $\alpha$ -частицы\*. Таким образом, в ТИМО полное разложение функции (5) включает как обычные, так и возбужденные кластеры.

**Результаты расчетов структурных множителей.** Подставляя в (2) функцию вида (3) и пренебрегая различием осцилляторных параметров для исходного ядра и разделяемых фрагментов для структур-

\* Разумеется, что нет точного совпадения между волновой функцией определенного таким образом невозбужденного кластера и соответствующей волновой функцией свободной частицы, поскольку, например, в волновых функциях легчайших ядер имеются малые примеси  $D$ -,  $F$ - и т. п. компонент.

ного множителя получаем следующее выражение [23]:

$$\begin{aligned}
 S_A^x = & \left( \frac{A}{x} \right)^{1/2} \sum_{\mathcal{L}\bar{J}\bar{M}} (J_B M_B \bar{J} \bar{M} | J_A M_A) (\Lambda M_A J_x M_x | \bar{J} \bar{M}) \times \\
 & \times (T_B M_{T_B} T_x M_{T_x} | T_A M_{T_A}) U(\Lambda L_x \bar{J} \bar{S}_x; \mathcal{L} J_x) \times \\
 & \times [(2L_A + 1)(2S_A + 1)(2J_B + 1)(2\bar{J} + 1)]^{1/2} \left\{ \begin{array}{ccc} L_B & S_B & J_B \\ \mathcal{L} & S_x & \bar{J} \\ L_A & S_A & J_A \end{array} \right\} \\
 & \times \langle AN_A [f_A] (\lambda_A \mu_A) \alpha_A L_A S_A T_A | A - x N_B [f_B] (\lambda_B \mu_B) \alpha_B L_B S_B T_B; \\
 & \nu \Lambda, x N_x [f_x] (\lambda_x \mu_x) \alpha_x L_x S_x T_x (\mathcal{L}): L_A S_A T_A \rangle. \quad (7)
 \end{aligned}$$

Спектроскопический фактор определяется квадратом выражения (7). В эту формулу входят генеалогические коэффициенты (ГК) ТИМО, коэффициенты Клебша — Гордана, Рака и  $9j$ -символы. Удобный метод расчета ГК ТИМО для  $sp$ -состояний, основанный на связи ТИМО с обычной оболочечной моделью, в которой имеются обширные таблицы ГК, предложен в [23] (см. также [25]). Конкретные расчеты структурных множителей для отделения возбужденных трех- и четырехнуклонных кластеров со схемами Юнга [3], [21] и [4], [31] соответственно из ядра  $^{12}\text{C}$  в промежуточной связи выполнены на основе данного метода в работе [26]. При этом были рассмотрены переходы на все возможные уровни остаточных ядер, включая состояния с разрушенной  $s$ -оболочкой в  $LS$ -связи. Структурные факторы для отделения двухнуклонных кластеров из ядра  $^{12}\text{C}$  вычислены в [27]. Применение метода [23] для отделения двух и более возбужденных кластеров из ядра  $1p$ -оболочки дано в [28]. Результаты этих и подобных им расчетов [29] показывают, что структурные множители для возбужденных кластеров сравнимы с соответствующими значениями для обычных кластеров. В этой связи возникает вопрос: почему в известных экспериментальных данных по РКВК при энергиях  $T \sim 100 \div 150$  МэВ и многонуклонной передаче нет указаний на заметный вклад возбужденных кластеров? Для ответа на этот вопрос рассмотрим сначала свойства возбужденных кластеров.

**Свойства возбужденных кластеров.** Важное отличие возбужденных кластеров  $x^*$  от невозбужденных  $x$  связано со свойствами волновой функции относительного движения центров масс кластера и ядра-остатка  $\psi_{\nu\Lambda}(\mathbf{R}_{A-x} - \mathbf{R}_x)$ . Если состояние ядра-остатка  $B$  фиксировано (в частности,  $N_B = \text{const}$ ), то чем больше квантов  $N_x$  приходится на внутреннее движение кластера, тем меньше число квантов  $\nu$ , согласно (6), и тем глубже внутрь ядра втянута волновая функция  $\psi_{\nu\Lambda}(\rho = \mathbf{R}_{A-x} - \mathbf{R}_x)$ . Это свойство волновой функции ТИМО  $\psi_{\nu\Lambda}(\rho)$  отражает тот очевидный факт, что энергия связи в канале  $A \rightarrow B + x^*$  больше, чем в канале  $A \rightarrow B + x$  на энергию возбуждения кластера  $x^*$ . По этой причине возбужденные кластеры, видимо, не

могут играть существенной роли в таких ядерных реакциях, которые имеют ярко выраженный периферический характер.

Отметим здесь, что осцилляторное правило (6) в случае обычных кластеров ( $N_x = 0$ ) широко используется как рецепт для нахождения числа узлов волновой функции относительного движения кластера  $x$  и ядра-остатка  $B$  в связанном состоянии, если для  $xB$ -взаимодействия используется (не осцилляторный) потенциал, например, типа Вудса — Саксона [9, 30]. Параметры этого потенциала подгоняются к низкоэнергетическим характеристикам связанного состояния  $A \equiv x + B$  и  $xB$ -рассеяния, при этом глубина потенциала выбирается достаточно большой, чтобы все уровни с главным квантовым числом  $\nu$  от нуля до  $\nu = N_A - N_B$  включительно разместились в дискретном спектре. Затем все уровни с  $\nu < N_A - N_B$  исключаются из рассмотрения, так как в канале невозбужденный кластер — невозбужденное остаточное ядро им соответствуют оболочечные конфигурации  $s^5 p^{A-5}$ ,  $s^6 p^{A-6}$  и т. д., которые обращаются в нуль при антисимметризации. Однако, трактуя осцилляторное правило (6) в более широком смысле, т. е. допуская  $N_x \neq 0$ , находим, что эти запрещенные (для невозбужденных кластеров) состояния движения центра масс с  $\nu = 0, 1, \dots, N_A - N_B - 1$  фактически разрешены для возбужденных кластеров с числом квантов  $N_x = N_A - N_B, N_A - N_B - 1, \dots, 1$  соответственно\*.

В связи с обсуждением свойств волновой функции  $\psi_{\nu\Lambda}(\rho)$  необходимо подчеркнуть также, что разложение (5) симметрично по отношению к легкому кластеру  $x$  и тяжелому ядру-остатку  $B$ . А именно, компоненты с тяжелыми возбужденными «кластерами»  $B$  ( $N_B > N_B^{\min}$ ) присутствуют в разложении волновой функции основного состояния ядра  $A$  на равных правах с легкими возбужденными кластерами  $x^*$  ( $N_x > N_x^{\min}$ ). Отсюда следует, что для установления самого факта существования возбужденных кластеров в исходном ядре не обязательно искать только процессы с перестройкой легких кластеров  $x^* \rightarrow x$ . Для этой цели в принципе можно было бы ограничиться наблюдением спектров возбуждения ядер-остатков  $B$ , образующихся в прямых ядерных реакциях в качестве спектаторов, если  $LS$ -связь является хорошим приближением для соответствующих дырочных

\* Подчеркнем, что любой отдельно взятый член в разложении (5) не антисимметризован по отношению к перестановке нуклонов между кластерами  $x$  и  $B$ . Только сумма всех слагаемых в (5) является антисимметричной. Поэтому если оператор-антисимметризатор  $\hat{A}_{Bx}$  опускается, как это обычно делается [30], то для полного учета принципа Паули в кластерных ядрах  $A = B + x$  недостаточно простой ортогонализации основного состояния к запрещенным, но необходимо учитывать в полной функции ядра связь каналов с возбужденными кластерами. На этом пути могут быть получены волновые функции  $\psi_{\nu\Lambda}(\rho)$  с корректной асимптотикой как для обычных, так и возбужденных кластеров. Имеющиеся расчеты [31] связанных состояний ядер  ${}^6\text{Li}$  в  $\alpha - d$ -модели и  ${}^7\text{Li}$  в  $\alpha + t$ -модели с потенциалами Вудса — Саксона [30] показывают, что интервалы между запрещенными состояниями с точностью до нескольких мегаэлектрон-вольт соответствуют энергии осцилляторного кванта для ядер  $1p$ -оболочки  $\hbar\omega \simeq 16$  МэВ.



состояний ядра  $B$ . Несмотря на значительные различия свойств фрагментов  $x$  и  $B$ , здесь важно то обстоятельство, что в каналах  $A \rightarrow B^* (N_B^{\min} + N^*) + x (N_x^{\min})$  и  $A \rightarrow B (N_B^{\min}) + x^* (N^* + N_x^{\min})$  при одинаковом числе избыточных внутренних квантов возбуждения  $N^*$  в  $x^*$  и в  $B^*$  функция относительного движения фрагментов  $\psi_{v\Delta}(\rho)$  является одной и той же с числом осцилляторных квантов  $v = N_A - N_B^{\min} - N_x^{\min} - N^*$ .

Рассмотрим теперь свойства внутренних состояний возбужденных кластеров. Для этого разложим функцию ТИМО кластера по функциям обычной оболочечной модели  $|sp(2s - 2d) \dots\rangle$ , предполагая  $x \leq 4$ :

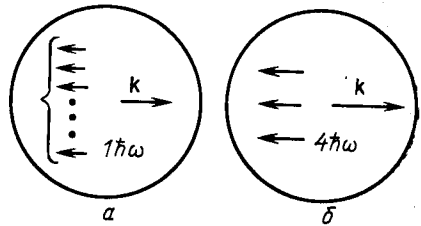
$$|xN_x [f_x] L_x \alpha\rangle = \psi_{000}^{-1}(\mathbf{R}_x) \{ \Omega_x |s^{x-N_x} p^{N_x} : [f_x] L_x \alpha\rangle + W_x |s^{x-N_x+1} p^{N_x-2} (2s-2d)^4 [f_x] L_x \alpha\rangle + \dots + C_x(N_x) |s^{x-1} (N_x L_x)^4 [f_x] \alpha\rangle \}. \quad (8)$$

Для невозбужденного кластера аналогично имеем

$$|xN_x = 0 [f_x] = [x] L_x = 0 S_x T_x\rangle = \psi_{000}^{-1}(\mathbf{R}_x) |s^x [x] L_x = 0 S_x T_x\rangle. \quad (9)$$

В разложениях (8), (9)  $\psi_{000}(\mathbf{R}_x)$  — волновая функция основного состояния центра масс кластера. Как видно из этих разложений, главное и наиболее интересное отличие возбужденного кластера от

Рис. 2. Импульсное распределение нуклонов в с. ц. м. ядра  $1p$ -оболочки:  $a$  — в средней оболочечной конфигурации (импульс одного нуклона уравнивается суммарным импульсом всех остальных  $A - 1$  нуклонов),  $b$  — в возбужденном ( $4N$ -кластере,  $\psi_{4L}(p/\tilde{p}_0)$ )



невозбужденного состоит в том, что в его внутреннем состоянии присутствуют высшие оболочечные конфигурации. Так, при выделении из ядра, принадлежащего  $1p$ -оболочке, кластера с числом нуклонов  $x = 4$  максимальное число квантов возбуждения кластера равно  $N_x = 4$ . Все четыре кванта могут быть переброшены на один нуклон, что отвечает последнему слагаемому в (8). Это означает, что в данной конфигурации эффективно обогащена высокоимпульсная однонуклонная компонента по сравнению с ее средним оболочечным значением. Центр инерции кластера при этом преимущественно покоится в с. ц. м. исходного ядра  $A$ , так как из (6) имеем  $v = 0$ . Для ядра  $1p$ -оболочки в средней оболочечной конфигурации, в которой импульс одного нуклона уравнивается суммарным импульсом всех остальных  $A - 1$  нуклонов ядра (рис. 2,  $a$ ), волновая функция нуклона в импульсном представлении есть  $\psi_{11}(p/p_0)$ . В то же время в максимально возбужденном ( $N_x = 4$ ) четырехнуклонном кластере, центр масс

которого покоится в ядре, импульс одного нуклона уравнивается импульсами трех остальных нуклонов (рис. 2, б), а соответствующее импульсное распределение имеет вид  $\psi_{4L}(p/\tilde{p}_0)$ . Среднеквадратичный импульс нуклона во втором случае приблизительно в 2 раза больше, чем в первом. Таким образом, знание коэффициента  $C_x(N_x)$  перед последним слагаемым в (8) является весьма важным. Метод расчета этих коэффициентов, а также значения ГК для отделения одного нуклона из возбужденных трех- и четырехнуклонных кластеров приведены в [29].

Возбуждения по изоспину и радиальные возбуждения в случае двухнуклонных  $\langle 2N \rangle$ -кластеров не связаны между собой: пространственные части волновой функции для синглетного и триплетного  $\langle 2N \rangle$ -кластеров в ТИМО одинаковы. Иначе обстоит дело с  $\langle 3N \rangle$ - и  $\langle 4N \rangle$ -кластерами. В этом случае возбуждения по изоспину кластера в силу антисимметризации его волновой функции обязательно сопровождаются радиальными возбуждениями. Так, состояние с  $x = 4$  и  $T_x = 1$  не совместимо со спин-изоспиновой схемой Юнга  $[f_{ST}] = [4]$ , а «несимметричные» схемы Юнга  $[f_{ST}]$ , равные [31], [22], [211], при этом допустимы. Однако по принципу Паули ( $[f_{ST}] \circ [f_x] = [1^x]$ ) ни с одной из этих разрешенных спин-изоспиновых схем Юнга не совместима нижайшая оболочечная конфигурация  $[s^4 [f_x] = [4]$ ). Поэтому  $\langle 4N \rangle$ -кластер с изоспином  $T_x = 1$  непременно оказывается радиально возбужденным с  $N_x > 0$ .

**Статус возбужденных кластеров вне рамок ТИМО.** ТИМО хорошо описывает большую совокупность экспериментальных данных, связанную с первым членом разложения (1). Уже по этой причине все предсказания модели, вытекающие из второго члена разложения (1), следует искать экспериментально. Тем не менее полезно обсудить формальные и физические причины происхождения возбужденных кластеров.

Появление возбужденных кластеров в разложении (5) есть следствие трех факторов: наличия среднего ядерного поля, действия принципа Паули, разделения переменных в осцилляторном гамильтониане ТИМО для любого набора координат Якоби

$$H_A(\xi_A) = H_{A-x}(\xi_B) + H_x(\xi_x) + H_{\text{отн}}(\mathbf{R}_{A-x} - \mathbf{R}_x), \quad (10)$$

где  $H_A$ ,  $H_{A-x}$ ,  $H_x$  — внутренние гамильтонианы ТИМО для системы из  $A$ ,  $A-x$  и  $x$  нуклонов;  $H_{\text{отн}}$  — гамильтониан, описывающий относительное движение фрагментов  $A-x$  и  $x$ . Свойство (10) следует дополнить утверждением, что спектры всех трех гамильтонианов  $H_{A-x}$ ,  $H_x$ ,  $H_{\text{отн}}$  в ТИМО совершенно одинаковы и определяются одним и тем же параметром  $\hbar\omega$ . Первые два фактора приводят к появлению квантов возбуждения в системе из  $A$  нуклонов. В силу же третьего свойства эти кванты могут беспрепятственно перебрасываться из одной подсистемы в другую или переходить на их относительное движение. Именно этот факт зафиксирован в осцилляторном прави-

ле (6) и в суммировании по осцилляторным квантам в разложении (5). Однако последнее свойство присуще только осцилляторному гамильтониану и не справедливо для любых других типов взаимодействия. Означает ли это, что возбужденные кластеры имеют смысл только в рамках осцилляторной ТИМО и не появляются в более реалистических схемах?

Для ответа на этот вопрос обратимся сначала к модели нуклонных ассоциаций [1]. Волновая функция системы, состоящей из двух кластеров  $x$  и  $B$ , в этой модели записывается в виде антисимметризованного произведения внутренних функций кластеров  $\psi_x(\xi_x)$ ,  $\psi_B(\xi_B)$  на функцию их взаимного движения  $\psi_{v\Lambda}(\rho)$ :

$$\psi_A(\xi_x, \xi_B, \rho) = N \hat{A}_{xB} \{ \psi_x(\xi_x) \psi_B(\xi_B) \psi_{v\Lambda}(\rho) \}. \quad (11)$$

Здесь кластеры  $x$  и  $B$  берутся в основных состояниях, а число узлов функции  $\psi_{v\Lambda}(\rho)$  выбирается по осцилляторному правилу (6) при  $N_x = N_x^{\min}$ ,  $N_B = N_B^{\min}$ . Если все три функции в (11) осцилляторные и характеризуются одним и тем же осцилляторным параметром  $\hbar\omega$ , то, как хорошо известно [32], функция (11) точно совпадает с оболочечной функцией ТИМО (5). Другими словами, в результате обмена нуклонами между невозбужденными кластерами, осуществляемого оператором-антисимметризатором  $\hat{A}_{xB}$ , в волновой функции (11) так же, как и в (5), появляются возбужденные кластеры (см. сноску на с. 330). Если все три функции в фигурных скобках выражения (11) несколько отличаются осцилляторными параметрами  $\hbar\omega_1 \neq \hbar\omega_2 \neq \hbar\omega_3$  [в этом случае спектры гамильтонианов в (10) не совпадают и для осцилляторного правила (6), строго говоря, уже нет оснований], возбужденные кластеры оказываются замаскированными в обменных слагаемых. При сильном обособлении кластеров (большой разнице между квантами  $\hbar\omega_1$ ,  $\hbar\omega_2$ ,  $\hbar\omega_3$ ) антисимметризация становится неэффективной и возбужденные кластеры вымирают в волновой функции.

Далее очевидно также, что конструкция (11) не отражает всех тонкостей структуры кластерного ядра, а именно не учитывает возможность деформации или разрушения кластеров в области сильного взаимодействия в системе из  $A = x + B$  нуклонов. Для учета этих эффектов в методе резонирующих групп (МРГ) в пробную функцию (11) вводятся дополнительные слагаемые с возбужденными кластерами:

$$\begin{aligned} \psi_A(\xi_x, \xi_B, \rho) = & \hat{A}_{xB} \{ \psi_x(\xi_x) \psi_B(\xi_B) \psi_{v\Lambda}(\rho) \} + \\ & + \sum_i \hat{A}_{xB} \{ \psi_x^{(i)}(\xi_x) \psi_B(\xi_B) \psi_{v_i\lambda_i}(\rho) \}. \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь  $\psi_x^{(i)}(\xi_x)$  — волновая функция возбужденного состояния кластера  $x$ , которая выбирается ортогональной к функции основного состояния  $\psi_x$ . Вообще говоря, при этом функции возбужденных состояний не соответствуют каким-либо реальным возбуждениям системы

из  $x$  нуклонов. Но они представляют виртуальные неупругие каналы в континууме. Роль таких так называемых дыхательных возбужденных кластеров в основных состояниях ядер  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$  исследовалась в МРГ в [33—35] с учетом связи каналов  $\alpha - d$ ,  $\alpha - d^*$  и  $\alpha - t$ ,  $\alpha - t^*$  соответственно. Вариационные расчеты с пробными функциями (12) для гамильтониана с реалистическими парными  $NN$ -взаимодействиями показывают, что подключение канала с возбужденным кластером  $x^*$  несущественно изменяет кластеризацию в поверхностной области ядра. В то же время функции взаимного движения кластеров в канале с  $x^*$  имеют значительные амплитуды во внутренней области ядра и по числу узлов согласуются с осцилляторным правилом (6) для  $N_x > N_x^{\min}$ . В целом подключение возбужденных кластеров улучшает поведение волновой функции ядра во внутренней области как за счет появления новых компонент в волновой функции по относительной координате, так и за счет обогащения высокоимпульсной компоненты внутренней волновой функции кластера. В результате в работе [35] было получено значительное усиление электромагнитных формфакторов ядра  ${}^7\text{Li}$  в области больших  $q$  ( $\sim 10 \text{ фм}^{-2}$ ), улучшившее согласие теории с экспериментом. Таким образом, можно заключить, что результаты расчетов в МРГ подтверждают основные качественные представления о возбужденных кластерах, следующие из модели оболочек и используемые в дальнейшем.

## 2. ПРИ КАКИХ УСЛОВИЯХ ВОЗБУЖДЕННЫЕ КЛАСТЕРЫ НАИБОЛЕЕ СУЩЕСТВЕННЫ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ?

Качественный ответ на вопрос, вынесенный в название этого раздела, можно найти в рассмотренных выше свойствах возбужденных кластеров. В ядерных реакциях главным и единственным преимуще-

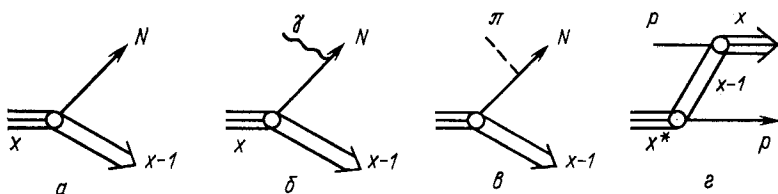


Рис. 3. Виртуальный распад  $x \rightarrow (x - 1) + N$  (а) и возможные процессы с его участием, вызываемые  $\gamma$ -квантами (б),  $\pi$ -мезонами (в) и нуклонами (г)

ществом возбужденных кластеров перед невозбужденными является наличие в них высокоимпульсной компоненты, в частности в однонуклонном канале  $x \rightarrow (x - 1) + N$  (рис. 3). Возможные процессы с выходом флуктуации  $x \rightarrow (x - 1) + N$  на массовую поверхность под действием  $\gamma$ -квантов,  $\pi$ -мезонов и нуклонов приведены на рис. 3, б—г. Если кинематика соответствующих им реакций на ядрах ( $\gamma$ ,  $Nx$ ), ( $\pi$ ,  $Nx$ ), ( $p$ ,  $px$ ) такова, что в вершине  $x \rightarrow (x - 1) + N$  относитель-

ный импульс  $Q$  больше характерного оболочечного значения  $Q_0$  ( $Q > Q_0$ ), то вклад возбужденных кластеров в эти процессы может быть доминирующим. Как показывают оценки в ТИМО без учета короткодействующих корреляций, амплитуда процесса  $x \rightarrow (x-1) + N$  с возбужденным кластером  $x = 4$ ,  $N_x = 2 \div 4$  при  $Q = (1,5 \div 2,0) Q_0$  на порядок превышает аналогичную амплитуду для невозбужденного кластера ( $N_x = 0$ ). Условие  $Q > Q_0$  может реализоваться в реакциях  $(\gamma, Nx)$ ,  $(\pi, Nx)$  при больших углах разлета фрагментов и в квазиупругом выбивании  $(p, px)$  с  $px$ -рассеянием назад. Наоборот, при  $Q < Q_0$  преобладают переходы на обычных кластерах, поскольку для них вес мягких по импульсу компонент волновой функции выше, чем для возбужденных кластеров.

Рассмотрим теперь возможные причины подавления вклада возбужденных кластеров. Можно выделить три из них.

1. Первая связана с существованием ядерной поверхности. Обычные кластеры локализованы в поверхностном слое, в то время как возбужденные кластеры втянуты внутрь ядра\*. Волновые функции непрерывного спектра во входном и выходном каналах резко изменяют свое поведение на границе потенциала взаимодействия в двух отношениях. Во-первых, в области взаимодействия усиливаются осцилляции волновой функции, так как для потенциала притяжения волновой вектор в области взаимодействия  $K_{\text{int}}$  больше асимптотического волнового вектора  $k_{\text{out}}$ :  $K_{\text{int}} > k_{\text{out}}$ . Во-вторых, амплитуда рассеянной волны уменьшается во внутренней области приблизительно в отношении  $K_{\text{int}}/k_{\text{out}} \approx \left(\frac{T+|V|}{T}\right)^{1/2}$ , где  $V$  — глубина потенциальной ямы,  $T$  — кинетическая энергия частицы вне области взаимодействия. Это уменьшение амплитуды волны формально является следствием сшивания осциллирующих функций с сильно отличающимися волновыми векторами [36], что с физической точки зрения соответствует отражению волны от поверхности потенциала притяжения. Исключением является резонансное рассеяние, при котором волновая функция налетающей частицы глубоко проникает внутрь области потенциала притяжения, не уменьшаясь по амплитуде. Дополнительное затухание волны внутри ядра обусловлено поглощением, т. е. мнимой частью оптического потенциала.

Оба этих взаимосвязанных фактора приводят к двум независимым механизмам подавления вклада возбужденных кластеров в сечение реакции. Действие второго фактора очевидно: налетающие частицы слабо проникают внутрь ядра в область локализации возбужденных кластеров, а образующиеся при взаимодействии с кластером фрагменты  $(x-1)$  и  $N$  испытывают поглощение при прохождении через

\* Существование поверхности здесь связывается не столько с ядром-мишенью (поскольку для него имеется суперпозиция  $|A\rangle = |xB\rangle + |x^*B\rangle + \dots$ , где для каждой из компонент существует свой среднеквадратичный радиус между центрами масс фрагментов  $x$  и  $B$ ), а, скорее, с взаимодействием начальных и конечных продуктов реакции с ядром-мишенью и ядром-остатком соответственно.

ядро. Действие же первого фактора можно понять, например, в квазиклассическом приближении, обратившись к рис. 4. На этом рисунке рассматриваются две флуктуации  $x \rightarrow (x-1) + N$  и  $x^* \rightarrow (x-1) + N$ , происходящие на поверхности и во внутренней области ядра соответственно. Если флуктуации выводятся на массовую поверхность (например, любым из способов, изображенных на рис. 3, б—г), то при одном и том же асимптотическом относительном импульсе  $q$  локальный относительный импульс  $Q$  во флуктуации  $x^* \rightarrow (x-1) + N$  должен быть больше, чем в  $x \rightarrow (x-1) + N$ ,

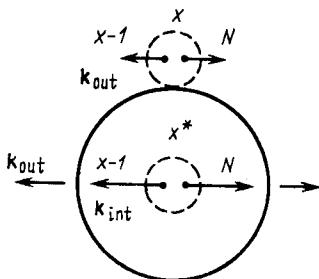


Рис. 4. Увеличение локального относительного импульса в канале  $x^* \rightarrow (x-1) + N$  по сравнению с его асимптотическим значением в процессе с участием возбужденного кластера  $x^*$

в силу общей перенормировки импульса в области притяжения. Другими словами, при прочих равных условиях эксперимента возбужденные кластеры участвуют в реакции при больших значениях импульса в канале  $x^* \rightarrow (x-1) + N$ , что понижает амплитуду этого процесса по отношению к амплитуде  $x \rightarrow (x-1) + N$ . Таким образом, существование границы раздела между внешней и внутренней областями ядра является основным фактором, подавляющим вклад возбужденных кластеров в сечение реакции при учете искажений. Расчеты в плоских волнах [37], по-видимому, не могут претендовать даже на качественную оценку сечения.

2. Другим важным фактором подавления вклада возбужденных кластеров является механизм «элементарного» взаимодействия адрона с кластером  $h + x \rightarrow N + (x-1) + \dots$ . Динамика этого процесса может быть такова, что даже при благоприятных для фиксации высокоимпульсной компоненты волновой функции кинематических условиях процесс идет преимущественно на небольших относительных импульсах в канале  $x \rightarrow (x-1) + N$ . Примеры таких диаграмм в  $\Delta$ -резонансной области взаимодействия с дейтронами (двухнуклонными кластерами) хорошо известны [38] и приведены на рис. 5. В первых двух процессах относительный импульс разлетающихся нуклонов довольно большой. Однако он возникает не за счет большого относительного импульса в вершине  $\langle 2N \rangle \rightarrow N + N$ , вероятность которого мала, а за счет большой вероятности образования  $\Delta$ -изобары и последующего «взрыва» ее, который-то и расталкивает первоначально медленные нуклоны. По аналогичной причине в процессе  $p \langle np \rangle \rightarrow pd$  доминируют мягкие импульсы в вершинах  $\langle 2N \rangle \rightarrow N + N$  и  $p + n \rightarrow d$  [41]. Диаграммы, изображенные на рис. 5,

доминируют в той области энергий, при которых  $\Delta$ -изобара находится вблизи массовой поверхности. Вне  $\Delta$ -резонансной области существенными становятся механизмы, изображенные на рис. 3, требующие высокоимпульсных компонент волновых функций. Аналогичные выводы справедливы для процессов на более сложных кластерах, см. разд. 3.

3. Наконец, есть еще один существенный момент в конкуренции возбужденных и невозбужденных кластеров, связанный с короткодействующими корреляциями (КДК) в канале  $x \rightarrow (x - 1) + N$ .

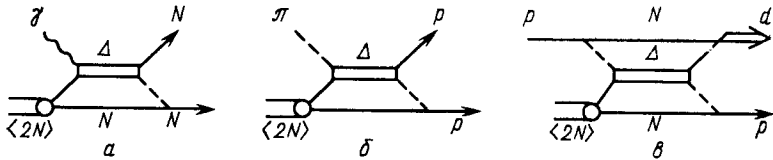


Рис. 5. Примеры процессов на  $\langle 2N \rangle$ -кластере, которые могут осуществляться без участия высокоимпульсных компонент в канале  $2N \rightarrow N + N$ :

*a* — фоторасщепление “дейтрона”  $\gamma (2N) \rightarrow NN$  при энергии  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma \sim 200 \div 300$  МэВ [39], *б* — поглощение остановившихся  $\pi$ -мезонов  $\pi(2N) \rightarrow NN$  [40], *в* — рассеяние протона назад в процессе  $p(2N) \rightarrow Nd$  при начальной энергии протона  $T \sim 500 \div 700$  МэВ [41]

Наиболее сильно КДК могут проявиться в основном состоянии кластера, так как соответствующая данному состоянию конфигурация  $(0s)^x$  допускает сближение нуклонов на малые относительные расстояния  $r_{ij} \sim 0$ . Вследствие этого отмеченное выше отсутствие высокоимпульсной компоненты в невозбужденном кластере существенно компенсируется за счет КДК [42]. Напротив, влияние КДК в возбужденных кластерах в канале  $x^* \rightarrow (x - 1) + N$  менее значительно как раз из-за примеси высших оболочечных конфигураций  $s^{x-1}p^1, \dots, s^{x-1}(N_x L_x)^1$ , в которых среднее расстояние между нуклоном в  $N_x L_x$ -оболочке и остовом  $s^{x-1}$  существенно больше размеров остова  $s^{x-1}$ . Задача о влиянии КДК в основном состоянии кластера  $s^x$  фактически рассматривалась в работе [43] при анализе упругого  $p^3\text{He}$ - и  $p^4\text{He}$ -рассеяния назад в рамках механизма тяжелого срыва при энергиях 600 МэВ. Было установлено, что учет КДК в канале  $x \rightarrow (x - 1) + N$  приближенно сводится к умножению осцилляторной функции  $\psi_{000}(\rho)$  на корреляционную функцию  $u(\rho)$ , имеющую вид

$$u(\rho) = 1 - a \exp \left\{ -b \left( \frac{x-1}{x} \right)^2 \rho^2 \right\}, \quad (13)$$

где  $\rho$  — расстояние между центрами масс остова  $(x - 1)$  и нуклона. Параметры  $a$  и  $b$  в (13) выбирались из условия описания зарядовых формфакторов ядер  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$ :  $a_{^3\text{He}} = 0,2$ ,  $b_{^3\text{He}} = 4,65 \text{ фм}^{-2}$ ,  $a_{^4\text{He}} = 0,43$ ,  $b_{^4\text{He}} = 0,708 \text{ фм}^{-2}$ . Этот же коррелятор (13) используется для оценки КДК в возбужденных кластерах [42]. Из проведенного рассуждения можно сделать следующие выводы об условиях, бла-

гоприятных для проявления возбужденных кластеров в реакциях квазиупругого выбивания.

1. Необходимым условием большого вклада возбужденных кластеров в сечение реакции является большой относительный импульс в вершине  $x^* \rightarrow N + (x - 1)$ . В РКВК типа  $(p, px)$  это условие может реализоваться при вылете протонов назад, поскольку в этом случае в процессе  $px^* \rightarrow px$  возможен большой вклад полюсной диаграммы (см. рис. 3, *e*).

2. Важно, чтобы энергии частиц во входном и выходном каналах были достаточно высокие. При этом уменьшается отношение волновых векторов  $K_{\text{int}}/k_{\text{out}}$  (для  $T = 600$  МэВ,  $V = 100$  МэВ  $K_{\text{int}}/k_{\text{out}} \simeq 1,1$ ), а вместе с ним ослабляется действие поверхности ядра как подавляющего вклад возбужденных кластеров фактора. Этому условию удовлетворяют реакции  $(p, p^3\text{H})$ ,  $(p, p^3\text{He})$ ,  $(p, p^4\text{He})$  при большой передаче импульса в области энергий около 1 ГэВ, в которых достаточно быстрыми являются не только выбитые вперед кластеры, но и вторичные протоны в задней полусфере. При выбивании быстрых дейтронов в этой же области начальных энергий вторичный протон остается медленным.

3. Непосредственную информацию об участии возбужденных кластеров в реакции  $(p, px)$  могут дать такие переходы на состояния остаточного ядра, которые запрещены (в импульсном приближении) при выбивании невозбужденных кластеров. Таковыми являются, например, переходы на уровни ядра-остатка с изоспином  $T_B = 1$  при выбивании  $\alpha$ -частиц из ядра-мишени с изоспином  $T_A = 0$ .

Очевидно также, что РКВК при высоких начальных энергиях, но малых переданных импульсах не вполне удовлетворяют этим условиям. Во-первых, выбитый кластер остается медленным и сильно поглощается в ядре. Во-вторых, в пределе нулевого переданного импульса  $\Delta \rightarrow 0$  глауберовская диаграмма многократного рассеяния для процесса  $px^* \rightarrow px$  обращается в нуль из-за ортогональности состояний возбужденного и невозбужденного кластеров. (Фактически амплитуда не равна нулю только из-за различий осцилляторных параметров свободного и связанного в ядре кластеров.) В-третьих, глауберовский оператор рассеяния диагонален по схеме Юнга кластера  $[f_x]$ . Поэтому при выбивании трех- и четырехнуклонных кластеров при  $\Delta \sim 0$  не может измениться перестановочная симметрия кластера  $[f_x] = [3]$  или  $[4]$  и, как следствие этого, не может измениться значение изоспина  $T_x$  (см. с. 332).

### 3. УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ПРОТОНОВ НАЗАД НА ЛЕГЧАЙШИХ ЯДРАХ ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

Рассмотрим кратко упругое  $pd$ -,  $p^3\text{He}$ - и  $px$ -рассеяние назад при энергиях в несколько сот мегаэлектрон-вольт. Общая теория упругого рассеяния быстрых протонов на ядрах в заднюю полусферу до сих пор не создана и ясно, что она не может быть такой же сравни-



тельно простой и универсальной, как, например, теория многократного рассеяния Глаубера — Ситенко, справедливая при малых передачах импульса  $\Delta$ . На пути построения соответствующей теории при больших  $\Delta$  возникают проблемы высокоимпульсных компонент ядерных волновых функций, ненуклонных степеней свободы в ядрах, релятивистского описания связанных состояний адронных систем, т. е. наиболее актуальные проблемы теории сильных взаимодействий в целом. Механизмы рассеяния протонов назад на легких ядрах рассматриваются здесь не столько для того, чтобы продемонстрировать

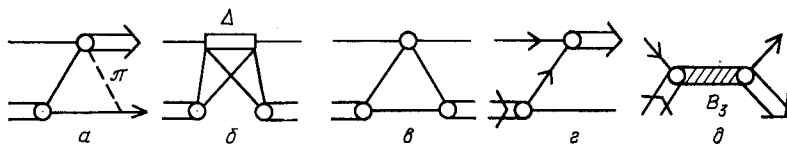


Рис. 6. Механизмы упругого  $pd$ -рассеяния назад:

$a$  — однопионный обмен;  $b$  —  $\Delta$ -резонансный механизм;  $c$  — однократное рассеяние;  $d$  — однонуклонный обмен;  $e$  — механизм с образованием  $B_3$ -резонанса

все сложности этой задачи, а главным образом с целью схематически ответить на вопрос о вкладе возбужденных  $\langle 2N \rangle$ -,  $\langle 3N \rangle$ - и  $\langle 4N \rangle$ -кластеров в соответствующие по кинематике «элементарные» процессы в РКВК.

**Упругое  $pd$ -рассеяние назад.** Наиболее изученным из перечисленных выше процессов является  $pd$ -рассеяние назад в области начальных энергий  $T_p = 0,2 \div 2,5$  ГэВ. Однако даже в этом самом простом случае механизм взаимодействия нельзя считать окончательно выясненным. Показано, что в области энергий 500—700 МэВ треугольная диаграмма однопионного обмена (ОПО) с виртуальным подпроцессом  $pp \rightarrow d\pi^+$ , по-видимому, вносит большой вклад в сечение  $pd$ -рассеяния за счет  $\Delta$ -резонансного максимума процесса  $pp \rightarrow d\pi^+$  при энергии  $T_p = 600$  МэВ (рис. 6,  $a$ ) [44, 45]. Этот механизм воспроизводит энергетическую и угловую зависимости сечения в рассматриваемом интервале энергий. Однако для более ясного понимания  $\Delta$ -резонансной особенности сечения процесса  $pd \rightarrow dp$  следует рассматривать диаграммы, явным образом включающие  $\Delta$ -изобару в промежуточном состоянии. Одна из таких диаграмм, изображенная на рис. 6,  $b$ , рассматривалась в [41, 46]. Результаты расчета с  $\Delta$ -изобарой не чувствительны в этой области к высокоимпульсной компоненте дейтрона (см. разд. 2, но сильно зависит от параметров амплитуд переходов  $NN \rightleftharpoons N\Delta$ , которые вычисляются в приближении  $\pi + \rho$ -мезонного обмена и известны, к сожалению, с невысокой точностью. Подключение к  $\Delta$ -резонансному механизму диаграмм однократного рассеяния (рис. 6,  $c$ ) и обмена нейтроном (рис. 6,  $d$ ), очень чувствительных к высокоимпульсной компоненте дейтрона, в этой области энергий практически не меняет абсолютного значения сечения, хотя и сказывается на поляризационных характеристиках.

Согласно [46], сумма трех диаграмм *б*, *в*, *г* на рис. 6, вычисленная с реалистической функцией дейтрона в потенциале Рейда с мягким кором с учетом релятивистских эффектов в динамике на светском конусе [48], не может воспроизвести все имеющиеся экспериментальные данные даже при произвольном варьировании вершинных констант  $\mu N\Delta$  и  $\rho N\Delta$ . Например, характерное «плечо» при энергии 500—600 МэВ в сечении рассеяния на угол  $\theta_{ц.м} = 180^\circ$ , традиционно считающееся проявлением  $\Delta$ -резонансной особенности, воспроизводится лишь частично. В связи с этим авторы работы [47] предположили, что в этой области энергий имеется большая примесь механизма с промежуточным образованием трехбарийных резонансов  $B_3$  (рис. 6, *д*), существование которых именно в данной области энергий можно обосновать в модели мешков [49]. Параметры  $B_3$ -резонансов в форме Брейта — Вигнера удается выбрать так, что сумма четырех диаграмм *б*, *в*, *г* и *д* на рис. 6 описывает экспериментальные данные, включая тензорную поляризацию дейтрона [50]. Следует отметить, что предсказания механизма ОПО [46] противоречат новым данным о тензорной поляризации [51].

При энергиях налетающих протонов выше 1 ГэВ вклад  $\Delta$ - и  $B_3$ -резонансных механизмов быстро падает, в то время как вклад механизма обмена нейтроном и однократного рассеяния возрастает. На основе развитого в [52, 53] так называемого оптимального приближения, являющегося обобщением импульсного приближения на случай больших передач импульса, показано, что в области энергий 1—2 ГэВ сумма механизмов обмена нейтроном и однократного рассеяния с учетом перерассеяний во входном и выходном каналах объясняет энергетическую и угловую зависимости сечения рассеяния назад [54]. Следует отметить, однако, что подход [52—54] является динамически нерелятивистским. При энергии  $T_0 = 2,5$  ГэВ вновь наблюдается резонансная особенность, по-видимому, связанная с двукратным возбуждением  $\Delta$ -изобары [55].

Оставляя в стороне вопрос о точном вкладе каждого из рассмотренных механизмов, можно сделать вывод, что в квазисвободном процессе  $p \langle 2N \rangle \rightarrow Nd$  переходы с возбужденными  $\langle 2N \rangle$ -кластерами наиболее существенны могут быть в области энергий 1—2 ГэВ. Напротив, при энергиях 500—800 МэВ вклад таких переходов резко подавлен. Для этого утверждения имеются следующие основания, установленные еще в приближении ОПО [45]. Во-первых,  $\Delta$ - и, по-видимому,  $B_3$ -резонансные механизмы не чувствительны к высокоимпульсной компоненте волновой функции  $NN$ -пары, и поэтому в сечении реакции ( $p, pd$ ) преобладающий вклад будут вносить состояния с внутренним орбитальным моментом пары  $l = 0$ . Во-вторых, для  $\Delta$ -резонансного и ОПО-механизма вероятность перехода с изменением изоспина пары  $pd_{T=1}^* \rightarrow pd_{T=0}$  подавлена в 9 раз по сравнению с переходом  $pd_{T=0} \rightarrow pd_{T=0}$  без изменения изоспина, если в соответствии с ТИМО предполагать, что пространственные функции синглетного  $d_{T=1}^*$  и триплетного  $d_{T=0}$  дейтронов одинаковы.

**Упругое  $p\alpha$ - и  $p^3\text{He}$ -рассеяние назад.** В литературе имеется несколько примеров хорошей подгонки к данным по упругому  $p\alpha$ -рассеянию назад в рамках метода искаженных волн при начальных энергиях 100—150 МэВ [56] и в области 400—800 МэВ [57, 58]. Главная особенность процесса рассеяния в указанных интервалах энергий — рост сечения в с. ц. м. при приближении угла рассеяния к  $180^\circ$  — хорошо воспроизводится майорановской (пространственно-обменной) частью оптического потенциала, что на языке фейнмановских диаграмм соответствует механизму обмена тритием (рис. 7, б).

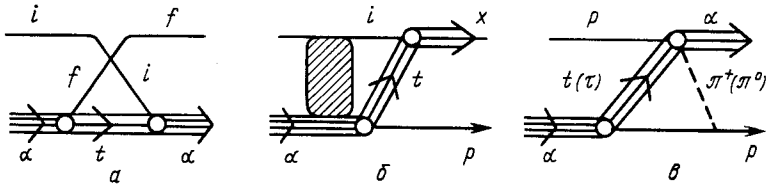


Рис. 7. Механизмы упругого  $p\alpha$ -рассеяния назад:

*a* — однократное рассеяние (ОР); *б* — тяжелый срыв (ТС) с учетом искажений (обмен ядром трития); *в* — треугольная диаграмма одноядренного обмена

Релятивизация обменного слагаемого [58] не меняет этих результатов качественно. Для описания  $\alpha$ -частицы в канале виртуального распада  $\alpha \rightarrow t + p$  в подобных расчетах используется простая функциональная форма типа параметризации Эккарта [57]. Неизвестные параметры этой волновой функции выбираются из подгонки к энергии связи в канале  $\alpha \rightarrow t + p$  и зарядовому формфактору  $F_\alpha(q)$  в широкой области переданных импульсов. Анализ упругого  $p\alpha$ -рассеяния назад с  $s$ -волновой функцией  $\psi(\mathbf{q})$ , откорректированной с учетом вклада мезонных обменных токов в  $F_\alpha(q)$ , выполнен в [59]. В этой работе в оптической модели суммировались два механизма — однократное рассеяние (ОР) (рис. 7, *a*) и тяжелый срыв (ТС, рис. 7, *б*) с учетом перерассеяний. Полученные в [59] расчетные кривые хорошо согласуются с данными по угловой и энергетической зависимостям сечения рассеяния назад в интервале 100—800 МэВ, за исключением области 200—400 МэВ.

В области энергий 200—400 МэВ имеется значительное расхождение между моделью [57, 59] и экспериментом [60], а именно: наблюдаемое дифференциальное сечение рассеяния назад ( $\theta_{\text{ц.м.}} = 160 \div 180^\circ$ ) практически изотропно, а глубокий минимум в энергетической зависимости сечения рассеяния на угол  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$ , предсказываемый механизмом обмена тритием [57] и частично заполняемый при суммировании диаграмм рис. 7, *a* и *б* [59], в эксперименте отсутствует [16]. Данные по поляризации протонов в этой области энергий также противоречат модели [59]. Все это, по мнению авторов настоящего обзора, указывает на существенный вклад в этой области энергий других возможных механизмов рассеяния. С этой целью в [60, 61] была рассмотрена треугольная диаграмма с вир-

туальным подпроцессом  $p + t (\tau) \rightarrow \alpha + \pi$  (рис. 7, *в*). Вклад этой диаграммы может быть значительным именно в интервале 200—400 МэВ, так как  $\Delta$ -резонансный максимум процесса  $p + t \rightarrow \alpha + \pi$ , согласно оценкам [62], ожидается при энергии 300—350 МэВ.

По аналогии с работами [44, 45] в рамках механизма ОПО сечение  $p\alpha$ -рассеяния выражается через дифференциальное сечение процесса  $p + \tau \rightarrow \alpha + \pi$  [61]:

$$\frac{d\sigma^{p\alpha \rightarrow \alpha p}}{d\Omega_\theta} = 3 \frac{G^2}{4\pi} F^2(k^2) \frac{T_p + 2m_p}{(T_p + m_p)^2} \times \\ \times \frac{m_\alpha}{m_\tau} \frac{s_{p\tau}}{s_{p\alpha}} J(Q, \kappa) \frac{d\sigma^{p\tau \rightarrow \alpha\pi^+}}{d\Omega_\varphi}, \quad (14)$$

где

$$J(Q, \kappa) = \int_0^\infty j_l(Q\rho) (\kappa\rho + 1) \exp(-\kappa\rho) \psi(\rho) d\rho. \quad (15)$$

Здесь и далее  $m_i$  — масса частицы  $i$ ;  $s_{ij}$  и  $q_{ij}$  — квадрат полной энергии частиц  $i$  и  $j$  в системе их общего ц. м. и релятивистский импульс относительного движения соответственно;  $G^2/4\pi = 14,7$ ;  $F(k^2)$  — формфактор Феррари — Селлери [63];  $k^2$  — квадрат 4-импульса виртуального  $\pi$ -мезона;  $T_p$  — кинетическая энергия вторичного протона. Связь между  $\cos \varphi$  и  $\cos \theta$  определяется по аналогии с [64]. Релятивистские выражения для  $T_p$ ,  $Q$  и  $\kappa$  определены, как и в случае  $pd$ -рассеяния [45]. Волновая функция  $\psi(\rho)$  описывает  $s$ -состояние относительного движения в вершине виртуального распада  $\alpha \rightarrow p + t$  (или  $\alpha \rightarrow n + \tau$ );  $j_l(x)$  — сферическая функция Бесселя  $l$ -го порядка. Для сравнения отметим, что в рамках механизма однократного рассеяния сечение пропорционально квадрату упругого формфактора  $\alpha$ -частицы  $S(\Delta)$ :

$$S(\Delta) = \int_0^\infty j_0\left(\frac{3}{4}\Delta\rho\right) \psi^2(\rho) \rho^2 d\rho, \quad (16)$$

где  $\Delta$  — импульс, переданный в процессе  $p\alpha \rightarrow \alpha p$ . Для полюсного механизма обмена тритием сечение  $p\alpha$ -рассеяния пропорционально четвертой степени волновой функции в канале  $\alpha \rightarrow t + p$  в импульсном представлении

$$\psi(q) = \int_0^\infty j_0(q_{pt}\rho) \psi(\rho) \rho^2 d\rho, \quad (17)$$

где

$$q_{pt} = \left\{ \frac{(p_t p_p)^2 - m_t^2 m_p^2}{(p_t + p_p)^2} \right\}^{1/2} \quad (18)$$

— относительный импульс в канале  $\alpha \rightarrow t + p$ .

Результаты расчетов приведены на рис. 8 и 9. Дифференциальное сечение процесса  $p\pi \rightarrow \alpha\pi^+$ , порог которого находится при энергии 170 МэВ, определяется линейной интерполяцией и экстраполяцией данных [65] по обратной реакции  $\pi^-\alpha \rightarrow n\pi$ . Для всех механизмов использовалась волновая функция  $\psi(\rho)$  в параметризации Эккарта [57]. Наличие глубокого минимума в зарядовом факторе  $F_\alpha(q)$  при  $q = 3,2 \text{ фм}^{-1}$  приводит к обращению в нуль величин  $\psi^2(q_{pi})$  и  $S^2(\Delta)$

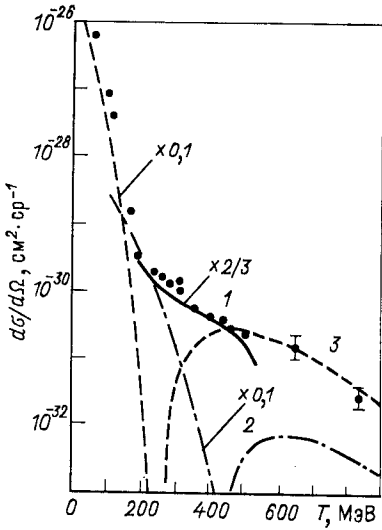


Рис. 8. Дифференциальное сечение упругого  $p\alpha$ -рассеяния в с. п. м. на угол  $\theta_{ц.м.} = 180^\circ$  как функция начальной кинетической энергии: 1 — ОПО; 2 — ОП; 3 — ТО. Экспериментальные точки взяты из [60]. Кривые 2 и 3 умножены на фактор 0,1

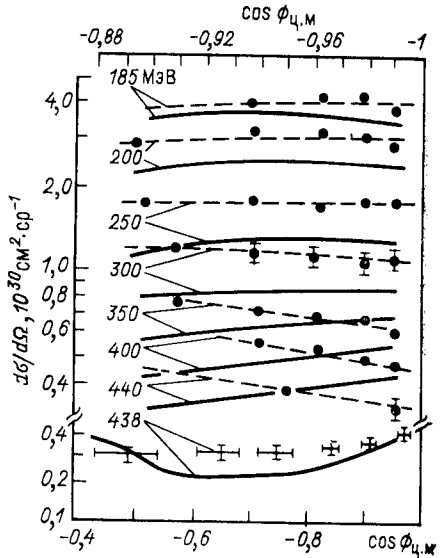


Рис. 9. Дифференциальное сечение упругого  $p\alpha$ -рассеяния в с. п. м. при различных значениях начальной энергии: расчет (сплошные линии) — по формуле (14) сравнивается с экспериментом [60] (точки и пунктирные линии) по верхней шкале, а при  $T = 438 \text{ МэВ}$  — по нижней шкале

при начальных энергиях 240 и 440 МэВ ( $\phi_{ц.м.} = 180^\circ$ ) соответственно. Вследствие этого в области энергий 200—400 МэВ вклад полюсного механизма подавлен (кривая 3), а диаграмма ОП предсказывает слишком быстрый спад сечения по сравнению с экспериментом (кривая 2). (На рис. 8 кривые 3 и 2 нормированы на эксперимент при энергиях  $T_p$ , равных 100 и 200 МэВ соответственно, при этом нормировочный множитель оказывается равным  $10^{-1}$ , что соответствует вкладу абсорбтивных искажений в этой области [57].) Напротив, интеграл  $J(Q, \kappa)$  в формуле (15) является плавной функцией кинематических переменных, и, как видно из рис. 8 и 9, механизм ОПО приводит к правильному качественному и количественному описанию энергетической и угловой зависимостей сечения  $p\alpha$ -рассеяния назад в области энер-

гий 200—450 МэВ. Для описания анализирующей способности процесса  $p\alpha \rightarrow \alpha p$  надо исследовать интерференцию механизмов, изображенных на рис. 7, для чего необходимо знать амплитуду процесса  $p\tau \rightarrow \alpha\lambda^+$ . Вопрос о суммировании диаграмм *b* и *v* на рис. 7 требует осторожности, так как одна из них уже включает (по крайней мере частично) другую за счет тритиевого полюса в амплитуде процесса  $p\tau \rightarrow \alpha\lambda^+$ . При энергиях выше 500 МэВ этот механизм становится несущественным из-за быстрого убывания сечения процесса  $p\tau \rightarrow \alpha\lambda^+$ .

Главной чертой этих моделей является использование феноменологической функции в канале  $\alpha \rightarrow t + p$ , подогнанной к зарядовому формфактору  $\alpha$ -частицы. Несмотря на существенные недостатки такой подгонки (в частности, пренебрежение каналом  $\alpha \rightarrow p + \langle 3N \rangle$ , где состояние  $\langle 3N \rangle$  не является ядром трития), важно, что посредством введения феноменологической *s*-волновой функции в канале  $\alpha \rightarrow t + p$  удается одновременно описать зарядовый формфактор  $F_\alpha(q)$  в интервале  $q = 0 \div 7$  фм<sup>-1</sup> и понять основные черты  $p\alpha$ -рассеяния назад при больших передачах импульса. В последнее время выяснилось [59, 66], что подгонка непосредственно к экспериментальному зарядовому формфактору  $F_\alpha^{\text{эксп}}(q)$  завышает значения функции  $\psi_{\alpha \rightarrow t+p}(q)$  в 1,5—2 раза в интервале импульсов  $q = 2 \div 4$  фм<sup>-1</sup>, поскольку при такой процедуре не учитывается вклад мезонных обменных токов в  $F_\alpha^{\text{эксп}}$ . Важно, что соответствующая корректировка функции  $\psi_{\alpha \rightarrow t+p}$ , учитывающая вклад мезонных обменных токов в  $F_\alpha^{\text{эксп}}$ , улучшает, например, описание реакции  ${}^4\text{He}(p, d){}^3\text{He}$  в модели однонуклонного обмена с искажениями при энергиях 400—700 МэВ [67] и, как следует из [59], не меняет качественно вывода [57] о роли механизмов однократного рассеяния и тяжелого срыва в  $p\alpha$ -рассеянии назад. Диаграмма ОПО практически не чувствительна к такой корректировке функции. Как известно [68], расчеты с реалистическими трех- и четырехнуклонными волновыми функциями не воспроизводят зарядовые формфакторы ядер  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$  в области второго максимума даже при учете мезонных обменных токов и трехчастичных сил. Этот результат связывают с вкладом ненуклонных компонент ядерных волновых функций. Позитивным моментом феноменологической подгонки к зарядовому формфактору является возможность учета этого вклада. В то же время следует отметить, что имеющиеся данные по  $p\alpha$ -рассеянию назад вплоть до энергии  $T_p = 1000$  МэВ соответствуют значениям квадрата переданного импульса  $q^2 \leq 5,3$  ГэВ<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>. Это значение значительно превосходит максимальную передачу импульса  $q^2 = 2,4$  ГэВ<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>, достигнутую в данных по рассеянию электронов на  $\alpha$ -частицах [69]. В рассеянии протонов на угол  $\theta_{\text{ц.м}} = 180^\circ$  передача  $q^2 = 2,4$  ГэВ<sup>2</sup>/с<sup>2</sup> достигается уже при энергии  $T_p = 500$  МэВ. Поэтому упругое  $p\alpha$ -рассеяние назад при  $T_p > 500$  МэВ может содержать новую информацию о высокоимпульсных компонентах волновой функции  $\alpha$ -частицы по сравнению

с данными о зарядовом формфакторе. Расчеты характеристик этого процесса с реалистическими четырехнуклонными волновыми функциями  $\alpha$ -частицы в настоящее время отсутствуют.

Информация о механизмах  $p^3\text{He}$ -рассеяния в заднюю полусферу является более скудной, чем в случае  $pd$ - или  $p\alpha$ -рассеяния. Расчеты [70], выполненные в рамках механизма обмена дейтроном с феноменологической  $s$ -волновой функцией в канале  $^3\text{He} \rightarrow d + p$  в параметризации Эккарта, не объясняют данных в интервале 400—600 МэВ, в отличие от аналогичной модели  $p\alpha$ -рассеяния. Одной из причин этого является пренебрежение вкладом  $D$ -волны в канале  $^3\text{He} \rightarrow d + p$ , которая в отличие от канала  $\alpha \rightarrow t + p$  не запрещена законом сохранения углового момента. Роль  $d + p$ -конфигурации ядра  $^3\text{He}$  исследовалась в [71] на основе перекрывания реалистической трехтельной функции ядра  $^3\text{He}$  из уравнений Фаддеева и функции дейтрона, полученных для потенциала  $NN$ -взаимодействия в форме Рейда с мягким кором с учетом  $S$ - и  $D$ -волн в обоих ядрах [72]. Если нормировать вес  $d + p$ -конфигурации в ядре  $^3\text{He}$  на единицу, то в таких расчетах удастся одновременно описать зарядовый формфактор ядра  $^3\text{He}$  до значений переданного импульса  $q = 7 \text{ фм}^{-1}$  с точностью, свойственной импульсному приближению (без учета мезонных обменных токов), и на основе механизма обмена дейтроном объяснить излом в энергетической зависимости сечения  $p^3\text{He}$ -рассеяния на угол  $\theta_{\text{ц.м}} = 180^\circ$  в области энергий  $T_p = 400 \div 600 \text{ МэВ}$ . Вклад механизма ОР в области энергий  $T_p = 400 \div 700 \text{ МэВ}$  пренебрежимо мал за счет второго (теоретического) минимума в зарядовом формфакторе ядра  $^3\text{He}$ . В области энергий 700—1700 МэВ, где передача импульса достигает значений  $q = 7 \div 15 \text{ фм}^{-1}$ , ограничение конфигурацией  $d + p$  ядра  $^3\text{He}$  при рассмотрении механизмов тяжелого срыва и ОР, требующих высокоимпульсных компонент волновой функции, становится неоправданным по результатам описания зарядового формфактора. Соответствующие расчеты вне рамок  $d + p$ -приближения в этой кинематической области до сих пор отсутствуют. Расчеты на основе механизма ОПО с виртуальным подпроцессом  $pd \rightarrow tp$  [71] предсказывают в интервале энергий 400—1700 МэВ сечение примерно на порядок ниже экспериментального.

Из проведенного рассмотрения следует, что в упругом рассеянии быстрых протонов назад на легчайших ядрах главную роль играют обменные механизмы взаимодействия, в результате которых в конечном состоянии появляется протон, первоначально принадлежавший ядру-мишени, а его место в ядре занимает налетающий протон. На классическом языке это означает, что в упругом рассеянии назад ядро-мишень разрушается, но образуется новое такое же ядро за счет подхвата группы нуклонов налетающим быстрым протоном, который сохраняет свое направление движения. С точки зрения этих механизмов процесс перестройки внутреннего состояния кластера  $px^* \rightarrow px$  выглядит наиболее естественно.

#### 4. РАСЧЕТЫ ХАРАКТЕРИСТИК РКВК С УЧЕТОМ ВКЛАДА ВОЗБУЖДЕННЫХ КЛАСТЕРОВ

**Элементы формализма.** Приведенные ниже расчеты основных характеристик РКВК  $A(p, Nx) \rightarrow B$  основаны на импульсном приближении, применимость которого при высоких энергиях не вызывает сомнений.

Как известно, в обычных подходах без учета возбужденных кластеров сечение РКВК в импульсном приближении как с плоскими [1], так и с искаженными волнами [8] может быть факторизовано на

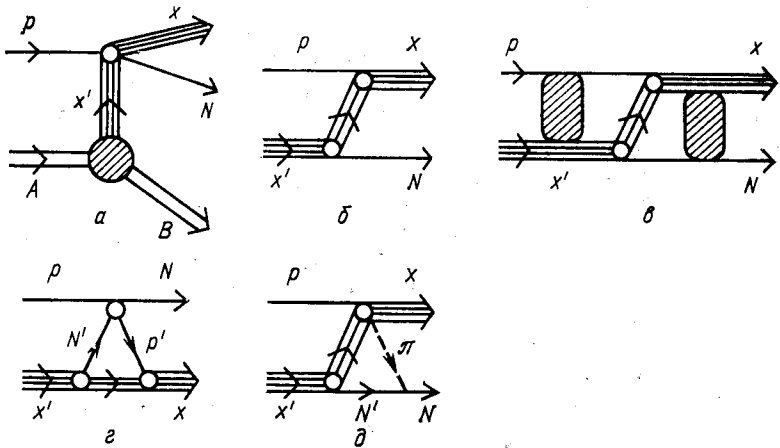


Рис. 10. Амплитуда реакции квазиупругого выбивания  $A(p, Nx) \rightarrow B$  с участием возбужденных кластеров  $x'$  (а) и механизмы квазисвободного процесса  $px' \rightarrow Nx$ : б — тяжелый срыв, в — тяжелый срыв с учетом искажений, г — однократное  $pN$ -рассеяние, д — однопийонный обмен

следующие множители: структурный фактор, зависящий от волновых функций начального и конечного ядер, импульсное распределение выбиваемого кластера в ядре-мишени и сечение упругого рассеяния налетающих протонов на свободном кластере. При учете возбужденных кластеров подобная факторизация уже не имеет места. В этом случае амплитуда реакции квазиупругого выбивания  $T_{fi}$  фактически представляет собой интерферирующую сумму полюсных диаграмм (рис. 10) для различных внутренних состояний выбиваемых кластеров и различных состояний относительного движения фрагментов  $x$  и  $B$  в начальном ядре. При рассмотрении амплитуд элементарных процессов мы предполагаем, что, например, квазисвободное взаимодействие  $px' \rightarrow px$  независимо от внутреннего состояния выбиваемых частиц описывается тем же самым механизмом, что и свободное  $px \rightarrow px$ -рассеяние в соответствующей кинематической области, а появляющиеся в этих случаях спин-изоспиновые факторы учитываются точно.



Следуя работам [73, 74], представим матричный элемент реакции  $A(p, px)B$  в следующем виде:

$$T_{fi} = \binom{A}{x}^{1/2} \sum_{x', \nu_A} \langle \psi_A | \psi_B \psi_{x'}, \psi_{\nu_A} \rangle \Phi_{\nu_A}(\mathbf{k}_B) T^{px' \rightarrow Nx}. \quad (19)$$

Здесь

$$T^{px' \rightarrow Nx} = \langle \mathbf{k}_N \mathbf{k}_x \chi_N \psi_x | \tau(px' \rightarrow Nx) | \mathbf{k}_p, -\mathbf{k}_B \chi_p \psi_x \rangle \quad (20)$$

— матричный элемент процесса  $px' \rightarrow Nx$ . При его рассмотрении мы пренебрегаем внеэнергетическим поведением кластера  $x$  в ядре, что является обычным приближением в теории РКВК, если энергия налетающего протона значительно превышает энергию связи кластера в ядре [9, 75]. Интеграл перекрытия  $\langle \psi_A | \psi_B \psi_{x'}, \psi_{\nu_A} \rangle$  есть структурный множитель, определенный формулами (2) и (7). Индекс  $x'$  относится к состояниям виртуального кластера  $x$  в ядре.  $\Phi_{\nu_A}(k)$  — импульсное распределение кластера (или ядра-остатка  $B$ ) в ядре-мишени  $A$ , модифицированное за счет взаимодействия во входном и выходном каналах реакции:

$$\begin{aligned} \Phi_{\nu_A}(\mathbf{k}_B) = (2\pi)^{-3/2} \int \chi_{xB}^{(-)*}(\mathbf{r}, \mathbf{k}_{xB}) \times \\ \times \chi_{NB}^{(+)*}(\mathbf{r}, \mathbf{k}_{pB}) \psi_{\nu_A}(\mathbf{r}) \chi_{pA}^{(+)}\left(\frac{B}{A} \mathbf{r}, \mathbf{k}_{pA}\right) d^3\mathbf{r}, \end{aligned} \quad (21)$$

где  $\chi^{(\pm)}$  — искаженные волны в двухчастичном канале. Обычно для нахождения искаженных волн используют оптическую модель. Однако при высоких энергиях налетающих протонов и выбиваемых кластеров применение ее связано со значительными трудностями. Численное решение уравнения Шредингера с оптическим потенциалом требует длительного машинного счета, так как с ростом энергии быстро ухудшается сходимость разложения по парциальным волнам и требуется сохранять члены с орбитальными моментами  $l \sim 100$ .

Расчет функции  $\Phi_{\nu_A}(\mathbf{k})$  в случае выбивания ядер  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$  проведен нами по аналогии с [76] с учетом искажений во входном и выходном каналах реакции в импульсном представлении на языке амплитуд  $pA$ -,  $pB$ - и  $xB$ -рассеяния, рассматриваемых в приближении многократного рассеяния Глаубера — Ситенко [77]. В этом случае, предполагая, что нуклонная плотность ядер имеет форму гауссоиды, и пренебрегая возбуждением сталкивающихся фрагментов в промежуточных состояниях, можно следующим образом выразить функцию  $\Phi_{\nu_A}(\mathbf{k})$  через известные параметры амплитуды

упругого  $NN$ -рассеяния и размеры ядер [73]:

$$\begin{aligned}
 \Phi_{\nu\Lambda}(\mathbf{k}_B) = & \psi_{\nu\Lambda}(\mathbf{k}_B) + \frac{i}{4\pi k_{pA}} \int d^2\mathbf{q}_p F_{pB}(\mathbf{q}_p) \psi_{\nu\Lambda}(\mathbf{k}_B - \mathbf{q}_p) + \\
 & + \frac{i}{4\pi k_{NB}} \int d^2\mathbf{q}_N F_{NB}(\mathbf{q}_N) \psi_{\nu\Lambda}(\mathbf{k}_B - \mathbf{q}_N) + \\
 & + \frac{i}{4\pi k_{xB}} \int d^2\mathbf{q}_x F_{xB}(\mathbf{q}_x) \psi_{\nu\Lambda}(\mathbf{k}_B - \mathbf{q}_x) - \\
 & - \frac{1}{(4\pi)^2 k_{pA} k_{NB}} \int d^2\mathbf{q}_p d^2\mathbf{q}_N F_{pB}(\mathbf{q}_p) F_{NB}(\mathbf{q}_N) \psi_{\nu\Lambda}(\mathbf{k}_B - \mathbf{q}_N - \mathbf{q}_p) - \\
 & - \frac{1}{(4\pi)^2 k_{pA} k_{xB}} \int d^2\mathbf{q}_p d^2\mathbf{q}_x F_{pB}(\mathbf{q}_p) F_{xB}(\mathbf{q}_x) \psi_{\nu\Lambda}(\mathbf{k}_B - \mathbf{q}_p - \mathbf{q}_x) - \\
 & - \frac{1}{(4\pi)^2 k_{xB} k_{NB}} \int d^2\mathbf{q}_x d^2\mathbf{q}_N F_{xB}(\mathbf{q}_x) F_{NB}(\mathbf{q}_N) \psi_{\nu\Lambda}(\mathbf{k}_B - \mathbf{q}_p - \mathbf{q}_N) - \\
 & - \frac{i}{(4\pi)^3 k_{pA} k_{xB} k_{NB}} \int d^2\mathbf{q}_p d^2\mathbf{q}_N d^2\mathbf{q}_x \times \\
 & \times F_{pB}(\mathbf{q}_p) F_{NB}(\mathbf{q}_N) F_{xB}(\mathbf{q}_x) \psi_{\nu\Lambda}(\mathbf{k}_B - \mathbf{q}_p - \mathbf{q}_N - \mathbf{q}_x). \quad (22)
 \end{aligned}$$

Первое слагаемое в этом выражении представляет импульсное распределение в плосковолновом приближении, а остальные учитывают одно-, двух- и трехкратные перерассеяния во входном и выходном каналах;  $F_{ij}(\mathbf{q})$  — глауберовская амплитуда рассеяния частицы  $i$  на частице (ядре)  $j$ . Данный метод применяется также и для учета искажений в элементарном  $px' \rightarrow px$ -процессе (рис. 10,  $\epsilon$ ).

Иная ситуация с учетом искажений возникает в реакциях квазиупругого выбивания быстрых дейтронов, например, в рассмотренном ниже случае ядра-мишени  $^{12}\text{C}$ . Здесь энергия вторичного протона  $T_p \sim 60$  МэВ слишком мала, чтобы можно было использовать теорию многократного рассеяния. В то же время высокие энергии налетающего протона и выбитого дейтрона  $T \sim 600 \div 700$  МэВ затрудняют применение и оптической модели. Поэтому для реакций с выбиванием дейтронов мы учитывали взаимодействие в начальном и конечном состояниях двумя различными способами. Во-первых, следуя [78—80], мы используем модель сильного поглощения, суть которой состоит во введении радиусов обрезания  $R_0$  для всех интегралов, содержащих начальные и конечные плоские волны. При этом схватывается главная особенность в изменении режима поведения волновой функции непрерывного спектра на границе действия потенциала притяжения: резкое усиление осцилляций и одновременное уменьшение амплитуды волновой функции во внутренней области [81]; оба эти фактора значительно уменьшают вклад от внутренней области ядра.

В другом способе учета искажений используется эйкональное приближение в упрощенной форме Маккарти [82], когда искаженная волна записывается в виде

$$\chi^{(\pm)}(r, \mathbf{k}) = \exp(-\mu Rk) \exp[i(1 + \delta \pm i\alpha) \mathbf{k}r]. \quad (23)$$

Здесь величины  $\delta$  и  $\kappa$  полагаются не зависящими от  $r$  и вычисляются соответственно по действительной и мнимой частям оптического потенциала, а  $R$  определяется размером ядра. Функция (23) является по существу плоской волной с перенормированным импульсом  $\mathbf{k}$  ( $1 + \delta$ ), слабо модулируемой множителем  $\exp(\pm \kappa \mathbf{k}r)$ . Она сравнительно хорошо описывает рассеяние кластеров на ядрах при невысоких энергиях [83], когда доминирующими являются поверхностные процессы.

Для сравнения приводится также часть расчетов в плосковолновом приближении, что позволяет проследить за отмеченной в разд. 3 различной степенью воздействия искажений на величину вклада возбужденных и невозбужденных кластеров.

**Характеристики реакции  $A(p, Nx)B$ .** При анализе РКВК обычно рассматриваются функция угловой корреляции и энергетическое распределение вылетающих частиц для переходов на фиксированное состояние (или интервал состояний) остаточного ядра, а также спектр возбуждения остаточного ядра [4]. Когда падающий пучок и ядро-мишень не поляризованы, а поляризация конечных продуктов не регистрируется, для инвариантного сечения реакции  $A(p, Nx)B$  имеем следующее выражение [84]:

$$d\sigma = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(\mathcal{P}_i - \mathcal{P}_f) \frac{E_p E_A \overline{|T_{fi}|^2} d^3\mathbf{k}_N d^3\mathbf{k}_x d^3\mathbf{k}_B}{[(E_p E_A - \mathbf{k}_p \mathbf{k}_A)^2 - m_p^2 m_A^2]^{1/2}}, \quad (24)$$

где  $E_i = T_i + m_i$  — полная энергия частицы  $i$  с массой  $m_i$ ;  $T_i$  — ее кинетическая энергия;  $\mathcal{P}_i$  ( $\mathcal{P}_f$ ) — полный 4-импульс во входном (выходном) канале,  $\overline{|T_{fi}|^2}$  — усредненный по начальным и просуммированный по конечным спиновым состояниям квадрат матричного элемента реакции.

Интегрируя в (24) по импульсу ядра-остатка и кинетической энергии выбиваемого кластера  $x$  при фиксированных углах вылетающих частиц и определенном значении потерянной энергии  $E^*$ , где

$$E^* = T_p - T_N - T_x - T_B - (m_x + m_B - m_A), \quad (25)$$

получаем функцию энергетического распределения вторичных протонов в лабораторной системе ( $k_A = 0$ ):

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_N d\Omega_x dT_N} = (2\pi)^4 \frac{E_p E_N E_B E_x k_N |\mathbf{k}_x|^2}{|R_0^N| |\mathbf{k}_x| - |\mathbf{R}^N| E_x \cos \theta |k_p|} \overline{|T_{fi}|^2}. \quad (26)$$

Здесь введен 4-вектор  $R^N = \{R_0^N, \mathbf{R}^N\}$ :

$$R_0^N = E_x + E_B = E_p + E_A - E_N, \quad (27)$$

$$\mathbf{R}^N = \mathbf{k}_x + \mathbf{k}_B = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_N, \quad (28)$$

$\theta$  — угол между векторами  $\mathbf{R}^N$  и  $\mathbf{k}_x$ . Проводя в формулах (26)–(28) замену индексов  $N \rightleftharpoons x$  при фиксированных значениях импульса

выбываемого фрагмента  $k_x$  и потерянной энергии  $E^*$ , получаем функцию угловой корреляции  $d^3\sigma/d\Omega_N d\Omega_x dT_x$ .

Основную информацию об объеме распределении кластеров в ядрах дают спектры возбуждения остаточных ядер. Для получения их следует учесть, что любое возбужденное состояние ядра имеет определенную естественную ширину  $\gamma_f$ , а экспериментальное энергетическое разрешение  $\Delta E$  как бы дополнительно увеличивает размытие уровней. Поэтому входящую в (24)  $\delta$ -функцию, выражающую закон сохранения энергии, следует заменить функцией  $\rho(E^* - E_f; \Delta E, \gamma_f)$ , учитывающей конечную ширину каждого уровня. Данная процедура фактически эквивалентна введению дополнительного интегрирования в (19) по энергии  $E^*$  с весовой функцией  $\rho(E^* - E_f; \Delta E, \gamma_f)$  (где  $E_f$  — энергия возбуждения рассматриваемого состояния остаточного ядра) с последующим суммированием по всем дискретным уровням  $E_f$  при данном значении потерянной энергии  $E^*$ . При условии  $\Delta E \rightarrow 0$ ,  $\gamma_f \rightarrow 0$  плотность  $\rho$  принимает вид  $\delta(E^* - E_f)$ , так что вклад в сечение дает только один уровень, энергия которого  $E_f$  точно совпадает со значением переменной  $E^*$ ; в реальных условиях  $\Delta E \neq 0$ ,  $\gamma_f \neq 0$  мы используем для  $\rho(E^* - E_f; \Delta E, \gamma_f)$  гауссову форму [85].

В результате для спектра возбуждения остаточного ядра получаем выражение:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_x d\Omega_N dE^*} = \sum_{E_f} \int_0^{T_N^{\max}} dT_N \rho(E^* - E_f; \Delta E, \gamma_f) \frac{d^3\sigma}{d\Omega_N d\Omega_x dT_N}. \quad (29)$$

Интегрирование в данном выражении проводится по всему кинематически разрешенному интервалу значений кинетической энергии вторичного нуклона, а суммирование — по уровням энергии  $E_f$ , достаточно близким к  $E^*$  в пределах  $|E_f - E^*| \sim \Delta E + \gamma_f$ .

**Реакция ( $p, p\alpha$ ).** Применение к РКВК изложенного в предыдущих разделах формализма рассматривается ниже для реакции ( $p, p\alpha$ ) при энергии протонов около 700 МэВ и углах рассеяния, близких к  $180^\circ$  в с. ц. м. При этом учитываются девозбуждения  $\langle 4N \rangle$ -кластеров в квазисвободном процессе



Большая передача импульса, сопровождающаяся в общем случае изменением как пространственной, так и спин-изоспиновой частей волновой функции кластера, рассматривается здесь в рамках трех фейнмановских диаграмм: полюсной диаграммы тяжелого срыва, треугольных диаграмм ОР и ОПО (см. рис. 10). Формулы для матричных элементов указанных процессов являются обобщением формул разд. 4 для упругого рассеяния, учитывающим и вклад воз-

бужденных кластеров. Так, для механизма ТС имеем:

$$T^{p\alpha' \rightarrow p\alpha} = \binom{4}{3} \sum_{\omega\omega't} \langle \Psi_{\alpha'} | \Psi_t \chi_p; \Psi_{\omega'} \rangle \langle \Psi_{\alpha} | \Psi_t \chi_p; \Psi_{\omega} \rangle J_{\omega'\omega}(\mathbf{q}'_{pt}, \mathbf{q}_{pt}), \quad (31)$$

где

$$J_{\omega'\omega} = -(\varepsilon_{\alpha} + q_{pt}^2/2\mu_{pt}) \Psi_{\omega'}(\mathbf{q}'_{pt}) \Psi_{\omega}(\mathbf{q}_{pt}). \quad (32)$$

Здесь  $\langle \Psi_{\alpha'} | \Psi_t \chi_p; \Psi_{\omega'} \rangle$  и  $\langle \Psi_{\alpha} | \Psi_t \chi_p; \Psi_{\omega} \rangle$  — одночастичные структурные множители для  $\langle 4N \rangle$ -кластера и  $\alpha$ -частицы соответственно [29];  $\varepsilon_{\alpha}$  и  $\mu_{\alpha}$  — энергия связи и приведенная масса в канале  $\alpha \rightarrow t + p$ . Волновые функции  $\Psi_{\omega'}(\mathbf{q}'_{pt})$  и  $\Psi_{\omega}(\mathbf{q}_{pt})$  описывают импульсные распределения в вершинах  $\langle 4N \rangle \rightarrow t + p$  и  $\alpha \rightarrow t + p$ . При этом  $\omega' = N_{\alpha'} L_{\alpha'} M_{\alpha'}$ ,  $\omega = N_{\alpha} L_{\alpha} M_{\alpha} = 000$ . Для модулей относительных импульсов  $\mathbf{q}'_{pt}$  и  $\mathbf{q}_{pt}$  используем лоренц-инвариантную форму (18).

Матричный элемент процесса (30) в рамках механизма ОР описывается формулой (31), в которой вместо множителя  $J_{\omega'\omega}$  появляется выражение

$$W_{\omega'\omega}(\Delta) = (2\pi)^{-3} T^{pp} \int d^3\rho \exp\left\{i \frac{3}{4} \Delta \rho\right\} \Psi_{\omega'}(\rho) \Psi_{\omega}^*(\rho), \quad (33)$$

где  $\Delta = \mathbf{k}'_N - \mathbf{k}_p$  — переданный импульс; волновые функции  $\Psi_{\omega'}(\rho)$  и  $\Psi_{\omega}(\rho)$  связаны с функциями  $\Psi_{\omega'}(\mathbf{q}'_{pt})$  и  $\Psi_{\omega}(\mathbf{q}_{pt})$  из (32) обратным фурье-преобразованием;  $T^{pp}$  —  $t$ -матрица упругого  $pp$ -рассеяния.

Для механизма ОПО сечение реакции  $(p, p\alpha)$  может быть выражено через сечение процесса  $pt \rightarrow \alpha l$  [73]. Зависимость от пространственной части функции  $\langle 4N \rangle$ -кластера при этом содержится в интеграле

$$\mathcal{F}_{N_{\alpha'} L_{\alpha'} L}(Q, \kappa) = \int_0^{\infty} d\rho j_L(Q\rho) (\kappa\rho + 1) \exp(-\kappa\rho) R_{N_{\alpha'} L_{\alpha'}}(\rho), \quad (34)$$

где  $R_{N_{\alpha'} L_{\alpha'}}(\rho)$  — радиальная часть волновой функции  $\Psi_{\omega'}(\rho)$  для состояния с орбитальным моментом  $L_{\alpha'}$  в канале  $\langle 4N \rangle \rightarrow t + p$ ;  $j_L$  — сферическая функция Бесселя порядка  $L$  ( $L = L_{\alpha'} \pm 1$ ); величины  $\kappa$  и  $Q$  определяются так же, как в [44, 45]. Далее в расчетах мы используем дифференциальные сечения процессов  $pt \rightarrow \alpha l$ - и  $pp$ -рассеяния на основе процедуры, изложенной в [61, 64]. Учитывая, что основная компонента волновой функции свободной  $\alpha$ -частицы в ТИМО имеет вид

$$|\Psi_{\alpha}\rangle = |N_{\alpha} = 0 [4] (00) L_{\alpha} = 0 S_{\alpha} = 0 T_{\alpha} = 0 J_{\alpha} = 0\rangle, \quad (35)$$

по правилам отбора в вершине  $t + p \rightarrow \alpha$  для диаграмм ТС и ОР находим, что внутреннее состояние  $\langle 3N \rangle$ -кластера фиксировано и фрагмент  $t$  имеет квантовые числа свободного трития

$$|\Psi_t\rangle = \left| N_t = 0 [3] (00) L_t = 0 S_t = \frac{1}{2} T_t = \frac{1}{2} J_t = \frac{1}{2} \right\rangle, \quad (36)$$

а суммирование по  $t$  в формуле (31) относится только к спин-изо-спиновым проекциям. Диаграмма ОПО допускает для  $(3N)$ -фрагмента как основное (36), так и возбужденные состояния, однако вкладом последних здесь можно пренебречь. Дело в том, что в рамках известных в литературе механизмов [86], использовавшихся для описания реакции  $pt \rightarrow \alpha l$  в области энергий 300—600 МэВ при большой передаче импульса, переход с  $L = 0$  доминирует. Далее, исходя из выражения (36), по правилам отбора ТИМО для вершины  $(4N) \rightarrow t + p$  находим, что для всех рассматриваемых механизмов процесса (30) разрешены два значения схемы Юнга волновой функции кластера  $[f_{\alpha'}]$ , равные [4] и [31]. В результате для ядра-мишени, принадлежащего  $1p$ -оболочке, имеем следующие значения квантовых чисел  $\alpha'$ , по которым выполняется суммирование в формуле (31):

$$[f_{\alpha'}] = [4], S_{\alpha'} T_{\alpha'} = 00, N_{\alpha'} = 0, 1, 2, 3, 4; \quad (37)$$

$$[f_{\alpha'}] = [31], S_{\alpha'} T_{\alpha'} = 10, 01, 11, N_{\alpha'} = 1, 2, 3. \quad (38)$$

При этом  $(\Lambda_{\alpha'} \mu_{\alpha'}) = (N_{\alpha'} 0)$ , а орбитальный момент  $L_{\alpha'}$  определяется из следующих условий:  $L_{\alpha'} \leq N_{\alpha'}$ ,  $L_{\alpha'} + N_{\alpha'}$  — четное число.

Для функции  $\psi_{\omega}(\rho)$  в формулах (32) и (33) мы используем параметризацию Экарта [57], согласующуюся с зарядовым формфактором  $\alpha$ -частицы в широком интервале переданных импульсов и имеющую правильную асимптотику. Функция  $\psi_{\omega}$  представляет собой нормированное на единицу произведение осцилляторной функции  $\psi_{NLM}(\rho)$  и корреляционного множителя (13).

Результаты расчетов характеристик реакций  $(p, p\alpha)$ ,  $(p, p^3\text{He})$  и  $(p, p^3\text{H})$  для ядра-мишени  $^{12}\text{C}$ . Ниже приводятся результаты наших расчетов характеристик реакций квазиупругого выбивания из ядра  $^{12}\text{C}$  протонами с энергией 665 МэВ быстрых ядер  $^3\text{He}$  и  $^3\text{H}$  под углом  $5,5^\circ$  по отношению к направлению падающего пучка. Выбор указанных значений энергии и угла, а также мишени обусловлен возможностью сравнения с экспериментальными данными, полученными в Дубне [10, 87]. Кроме того, ядро  $^{12}\text{C}$  сравнительно хорошо описывается оболочечной моделью, и ранее для него нами были рассчитаны все необходимые здесь структурные множители [26, 27].

Отметим, что для расчетов спектров возбуждения остаточных ядер необходимо знать положение их уровней  $E_f$  и естественные ширины  $\gamma_f$ . Подробные сведения об этих величинах имеются лишь для состояний с конфигурацией  $s^4p^{A-4}$  [24, 88]. В случае же состояний с разрушенной  $s$ -оболочкой ситуация значительно сложнее: в экспериментах проявляются, как правило, целые группы уровней, характеризующиеся большими значениями  $\gamma_f$ , а соответствующие расчеты для них отсутствуют. Как обычно, здесь для описания переходов на состояния ядер с конфигурацией  $s^4p^{A-4}$  мы используем промежуточную связь как для ядра-мишени, так и для ядра-остатка. Уровни ядер с разрушенной  $s$ -оболочкой рассматриваются в чистой  $LS$ -связи, что, по-видимому, несколько завышает вклад переходов на эти со-

стояния. Однако построение модели промежуточной связи для таких состояний и применение ее к конкретным расчетам на современном вычислительном уровне не представляется возможным. Среднее положение и ширина группы уровней с одной дыркой в  $s$ -оболочке выбирались в соответствии с данными по реакциям  $(p, 2p)$  и  $(e, ep)$  [89]:  $E_f = 20$  МэВ,  $\gamma_f = 15$  МэВ для  $s^3p^6$ -конфигурации и соответственно, 16 МэВ и 10 МэВ — для  $s^3p^5$ -конфигурации; для двухдыроч-

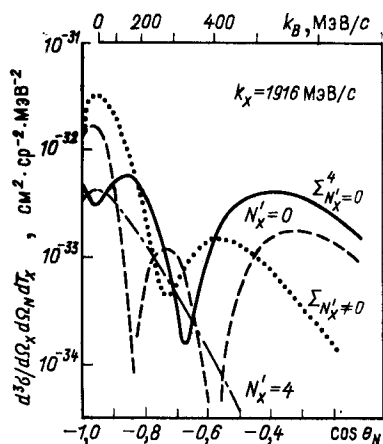
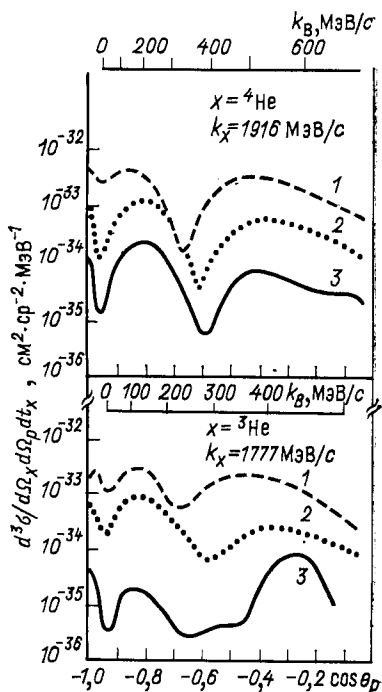


Рис. 11. Функция угловой корреляции в реакции  $^{12}\text{C}(p, p^4\text{He})^8\text{Be}$  (основное состояние) в плосковолновом приближении

Рис. 12. Функция угловой корреляции в реакциях  $^{12}\text{C}(p, p^3\text{He})^9\text{Be}$  (основное состояние) и  $^{12}\text{C}(p, p^4\text{He})^8\text{Be}$  (основное состояние): 1 — плоские волны; 2 — учет искажений импульсного распределения  $\Phi_{N\Delta M\Lambda}(k_B)$ ; 3 — полный учет искажений (искажения импульсного распределения плюс перераспределения в квазисвободном процессе)



ных состояний использовались данные по реакциям  $(\pi, NN)$  [90]: 35 МэВ и 20 МэВ для  $s^2p^7$ -конфигурации и 32 МэВ и 15 МэВ для  $s^2p^6$ -конфигурации. Для трех- и четырехдырочных состояний аналогичные данные отсутствуют. В этом случае величины  $E_f$  и  $\gamma_f$  выбирались линейной экстраполяцией соответствующих значений для состояний с одной и двумя дырками:  $E_f = 50$  МэВ,  $\gamma_f = 25$  МэВ для  $s^1p^8$ , 48 и 20 МэВ для  $s^1p^7$  и 64 и 25 МэВ для  $s^0p^8$ -конфигурации соответственно.

а. Результаты для механизма ТС. На рис. 11 и 12 представлены функции угловых корреляций, а на рис. 13 — распределения по энергии вторичных протонов для реакции  $(p, p^4\text{He})$ . Результаты расчетов для реакций  $(p, p^3\text{H})$  и  $(p, p^3\text{He})$  аналогичны [73]. Расчеты функции угловой корреляции в плосковолновом приближении де-

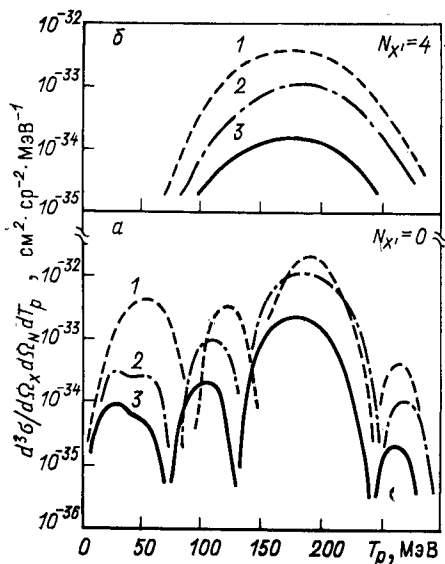


Рис. 13. Распределение по энергии вторичных протонов в реакции  $^{12}\text{C} (p, p^4\text{He})^8\text{Be}$  (основное состояние): 1 — плоские волны; 2 — с учетом искажений импульсного распределения  $\Phi_{N_{x'}\Lambda_{\Lambda}}(k_B)$ ; 3 — полный учет искажений

$N_{x'} \neq 0$ . Вследствие этих факторов результат, полученный при учете всех состояний кластеров, существенно отличается от результата, предсказываемого в обычном подходе: вместо максимума в точке  $k_B = 0$ , ожидаемого при учете только основного состояния с  $N_{x'} = 0$ , наблюдается минимум. Эти выводы остаются справедливыми и при учете искажений.

Роль искажений во входном и выходном каналах реакций  $A (p, px) B$ , а также в элементарном процессе  $px' \rightarrow px$  продемонстрирована на рис. 12. Видно, что учет искажений приводит к уменьшению на один-два порядка величины сечения процесса квазиупругого выбивания, но не меняет практически форму функции угловой корреляции. Этот вывод распространяется также на энергетические распределения вторичных протонов (рис. 13).

Слабая чувствительность рассматриваемых характеристик к учету искажений обусловлена высокими энергиями относительного движения во всех каналах реакции. Как следует из качественного анализа, проведенного в разд. 1, 2, влияние искажений на возбужденные и невозбужденные кластеры различно: вклад возбужденных кластеров подавляется более сильно за счет искажений плоских волн, чем невозбужденных. Расчеты показывают, что этот эффект действительно имеет место, однако в рассматриваемых кинематических

монстрируют две особенности. Во-первых, вклад возбужденных кластеров значителен и сравним с вкладом основного состояния  $N_{x'} = 0$ , исключение представляют только состояния с числом квантов  $N_{x'} = 1$ , вклад которых сильно подавлен за счет особенностей структуры\*.

Во-вторых, имеет место деструктивная интерференция амплитуд, соответствующих переходам с  $N_{x'} = 0$  и сумме по

\* Переходы с  $N_{x'} = 1$  осуществляются только за счет малых компонент ядерных функций, отвечающих пониженной перестановочной симметрии, так как состояния трех- и четырехнуклонных кластеров с данным числом квантов не совместимы с однострочными схемами Юнга  $[f_{x'}] = [3]$  и  $[f_{x'}] = [4]$ .



условиях величина его незначительна. Рассмотрим, например, отношения дифференциальных сечений, вычисленных соответственно в плосковолновом приближении и с учетом искажений импульсного распределения  $\Phi_{\nu A}$  в наиболее существенной области главных максимумов:

$$R = (d^3\sigma/d\Omega_x d\Omega_p dE_x)_{\max}^{\text{плоск}} / (d^3\sigma/d\Omega_x d\Omega_p dE_x)_{\max}^{\text{искаж}}.$$

Для этих величин найдены следующие значения:  $R$ , равные 3,3; 6,0 и 6,0 в реакции  $(p, p^3\text{He})$  для состояний кластеров с  $N_{x'}$ , равным 0, 2 и 3 соответственно, и  $R = 1,3; 2,0; 3,8$  и  $3,8$  в реакции  $(p, p^4\text{He})$  для кластеров с  $N_x$  равным 0, 2, 3, 4. В то же время при учете перерассеяний (упругих экранировок) в элементарном процессе, как правило, наблюдается противоположная зависимость: чем больше число квантов возбуждения  $N_{x-1}$ , тем слабее поглощение. Это обусловлено тем, что в рамках полюсного механизма передаваемая частица  $x - 1$  (см., например, рис. 10, б, в) всегда характеризуется нулевым числом квантов  $N_{x-1} = 0$ , а поэтому при увеличении  $N_{x'}$  в кластере возрастает среднее расстояние между частицей  $(x - 1)$  и вылетающим нуклоном, поскольку все кванты идут только на их относительное движение. Этот эффект тоже невелик. Следовательно, в целом в рамках данного механизма можно говорить об объемном характере квазиупругого выбивания ядер  $^3\text{H}$  и  $^3,4\text{He}$  в рассматриваемой кинематической области.

Наиболее ярко возбужденные кластеры могут проявиться в спектре возбуждения остаточного ядра. Это связано с тем, что для главной компоненты волновой функции ядра-мишени с нулевыми квантовыми числами  $L_A = 0, S_A = 0, T_A = 0$  и  $[f_A] = [444]$  в импульсном приближении ядро-остаток как бы «запоминает» квантовые числа кластера, которыми тот характеризовался к моменту взаимодействия с налетающим протоном, т. е.  $T_{x'} = T_B, S_{x'} = S_B$  и  $[f_{x'}] \times [f_B] \rightarrow [444]$ .

На рис. 14 представлен рассчитанный спектр возбуждения ядра  $^8\text{Be}$  в реакции  $(p, p^4\text{He})$  (экспериментальное разрешение полагалось равным 2 МэВ). Отметим две наиболее существенные особенности результатов. Первая из них связана с учетом возбужденных кластеров с разными значениями  $N_{x'}$  и  $L_{x'}$  в пределах одной симметричной схемы Юнга  $[f_x] = [f_{x'}] = [4]$  (диагональные по  $[f_x]$  переходы). Учет всех возможных диагональных переходов в квазисвободном процессе  $px' \rightarrow px$  вследствие деструктивной интерференции амплитуд, соответствующих кластерам с  $N_{x'} = 0$  и сумме по  $N_{x'} \neq 0$ , приводит к уменьшению сечения. Для сравнения заметим, что в рамках дифракционной теории многократного рассеяния, где всегда  $[f_{x'}] = [f_x]$  при суммировании по  $N_{x'}$  и  $L_{x'}$ , напротив, наблюдается возрастание сечения [17].

Вторая особенность связана с учетом недиагональных переходов с  $[f_{x'}] \neq [f_x]$ : при этом для  $[f_x] = [4]$  по правилам отбора ТИМО в вершинах диаграммы рис. 10, а разрешена только одна «несим-

метричная» схема Юнга  $[f_{x'}] = [31]$ . В этом случае становятся возможными процессы с изменением спина и изоспина кластера ( $\Delta S = 1$ ,  $\Delta T = 1$ ), что приводит к существенному обогащению спин-изоспиновой структуры спектра возбуждения остаточного ядра в области состояний с разрушенной  $s$ -оболочкой. Особенно интенсивно заселяется группа уровней с одной дыркой в  $s$ -оболочке (рис. 14). Этот результат легко понять: в модели оболочек с  $LS$ -связью конфигурация остаточного ядра  $3^3p^5$  содержит преимущественно состояния со

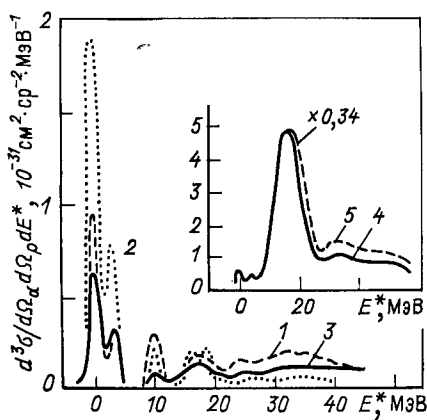


Рис. 14. Спектр возбуждения ядра  ${}^8\text{Be}$  в реакции  ${}^{12}\text{C}(p, p^4\text{He}){}^8\text{Be}$  с учетом искажений импульсного распределения  $\Phi_{N\Delta M\Lambda}(\mathbf{k}_B)$ :

1 —  $[f_{x'}] = [4]$ ,  $N_{x'} = 0$ ; 2 —  $[f_{x'}] = [4]$ , сумма по  $N_{x'} \neq 0$ ; 3 —  $[f_{x'}] = [4]$ , сумма по всем  $N_{x'}$ ; 4 — суммарный результат с учетом всех состояний для  $[f_{x'}] = [4]$  и  $[f_{x'}] = [31]$ ; 5 — суммарный результат без учета искажений (умножено на фактор 0,34)

схемой Юнга  $[f_B] = [431]$  [26], а образование их для основной компоненты волновой функции ядра  ${}^{12}\text{C}$  (см. выше), согласно правилам отбора по схемам Юнга [1], возможно только при отделении кластеров с несимметричной схемой [31]:  $[444] \rightarrow [431] \times [31]$ . В итоге за счет вклада кластеров со схемой Юнга [31] главный максимум суммарной кривой, находившийся без учета возбужденных кластеров при  $E^* = 0$ , смещается в область состояний ядра-остатка с разрушенной  $s$ -оболочкой, а по значению возрастает в 5 раз.

В реакциях  $(p, p^3\text{H})$  и  $(p, p^3\text{He})$  вклады диагональных  $[f_{x'}] = [3]$  и недиагональных  $[f_{x'}] = [21]$  по схеме Юнга переходов характеризуются аналогичными свойствами [73].

Почему вклад возбужденных кластеров в рамках механизма ТС оказывается столь большим? Причина этого состоит в том, что данный механизм фиксирует высокоимпульсную компоненту волновой функции выбиваемого кластера. Так, в рассматриваемой нами кинематической области для реакции  $(p, p^4\text{He})$  относительный импульс  $q'_{pt}$  в канале  $\alpha \rightarrow t + p$  находится в области  $2,5\text{--}3,4 \text{ фм}^{-1}$ . При уменьшении как начальной энергии, так и угла рассеяния протона импульс  $q'_{pt}$  уменьшается, а вместе с ним понижается вклад процессов девозбуждения [73].

**б. Другие механизмы элементарных процессов.** Совершенно иная картина квазиупругого выбивания имеет место при использовании для описания элементарного процесса механизма ОПО. В значитель-

ной мере это связано с тем, что в данном случае в противоположность механизму ТС к большой вероятности выбивания быстрых фрагментов приводят не «жесткие», а «мягкие» по импульсу компоненты волновой функции выбиваемой частицы. Физическая причина этого, как указывалось в разд. 3, заключается в рождении  $\pi$ -мезона в промежуточном состоянии, сообщающего дополнительный импульс вы-

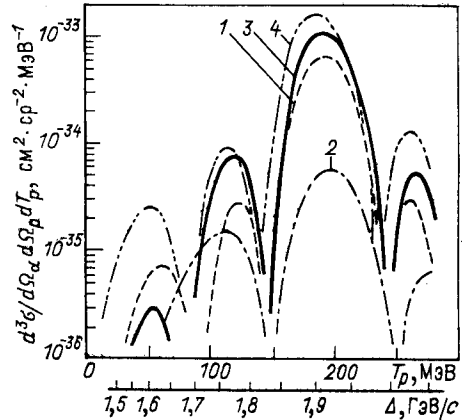


Рис. 15. Распределение по энергии  $T_p$  вторичных протонов в реакции  $^{12}\text{C}(p, p^4\text{He})^8\text{Be}$  (основное состояние) для механизма одноопионного обмена в плосковолновом приближении: 1 —  $[f_{\alpha'}] = [4], N_{\alpha'} = 0$ ; 2 — вклад всех переходов, кроме  $[f_{\alpha'}] = [4], N_{\alpha'} = 0$ ; 3 — суммарный результат; 4 — суммарный результат для механизма однократного рассеяния. На нижней шкале отложен переданный импульс  $\Delta$

летающему назад нуклону. Рассмотрим результаты расчетов на примере реакции  $(p, p^4\text{He})$ . В этом случае величина  $\kappa$  в выражении (34) довольно велика: при энергии  $T_p = 665$  МэВ для рассеяния на угол  $\theta_{\text{ц.м}} = 180^\circ$  в процессе  $p + \langle 4N \rangle \rightarrow \alpha + p$  имеем  $\kappa = 1 \text{ фм}^{-1}$ . Поэтому за счет множителя  $\exp(-\kappa\rho)$  интеграл  $\mathcal{F}_{N_{\alpha'}L_{\alpha'}L}(Q, \kappa)$  мал для функций  $R_{N_{\alpha'}L_{\alpha'}}(\rho)$ , обращающихся в нуль в точке  $\rho = 0$ , т. е. для состояний с  $L_{\alpha'} \neq 0$ . Вследствие этого преобладают переходы с  $L_{\alpha'} = 0$ . Кроме того, вклад состояний  $N_{\alpha'}L_{\alpha'} = 40$  и  $20$  несколько понижен за счет одночастичных структурных факторов [29]. Переходы с изменением спина  $S_{\alpha'}$  и изоспина  $T_{\alpha'}$  кластера также оказываются подавленными, потому что схема Юнга  $[f_{\alpha'}] = [31]$ , допускающая  $S_{\alpha'} = 1$  и  $T_{\alpha'} = 1$ , не совместима с состоянием  $N_{\alpha'}L_{\alpha'} = 00$  [см. (38)]. В итоге характеристики РКВК изменяются несущественно при учете возбужденных кластеров (рис. 15 и 16).

Аналогичные результаты (но по иной физической причине) получаются при использовании механизма ОР. В этом случае в области передач импульса  $\Delta = 8 \div 10 \text{ фм}^{-1}$  требуются особенно высокоимпульсные компоненты волновой функции, которые не могут быть обеспечены только средним ядерным полем и порождаются исключительно короткодействующими  $NN$ -корреляциями. Влияние короткодействующих корреляций наиболее существенно в состояниях кластеров с  $L_{\alpha'} = 0$  (см. ниже). Поэтому вклад кластеров с  $N_{\alpha'}L_{\alpha'}$ , равными  $00, 20, 40$ , для механизма ОР оказывается самым значительным. Формально это проявляется в том, что при  $\Delta = 8 \div 10 \text{ фм}^{-1}$

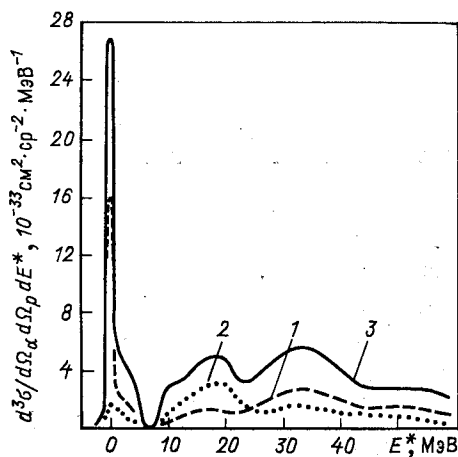


Рис. 16. Спектр возбуждения ядра  ${}^8\text{Be}$  в реакции  ${}^{12}\text{C}(p, p^4\text{He}){}^8\text{Be}$  для механизма однопионного обмена:

1 —  $[f_{x'}] = [4]$ ,  $N_{x'} = 0$ ; 2 — вклад всех переходов, кроме  $N_{x'} = 0$ ; 3 — суммарный результат

подынтегральная функция в выражении (33) сильно осциллирует по  $\rho$  за счет множителя  $\exp(i\frac{3}{4}\Delta\rho)$ , и основной вклад в интеграл дает область  $\rho \sim 0$ , в которой функции с  $L_{\alpha'} \neq 0$  быстро вымирают.

В то же время в области меньших передач импульса  $\Delta \sim 2,5 \div 3,5$  фм $^{-1}$ , что соответствует медленным  $\alpha$ -частицам в конечном состоянии  $T_{\alpha} = 30 \div 60$  МэВ, как показывает анализ, для механизма ОР вклад возбужденных кластеров с  $N_{\alpha'}, L_{\alpha'} \neq 00$  в амплитуде процесса  $p + \langle 4N \rangle \rightarrow p + \alpha$  преобладает более чем на порядок по отношению к основному состоянию.

Отметим, что хотя вклад возбужденных кластеров для механизмов ОПО и ОР значительно меньше вклада основного состояния, их учет усиливает интенсивность переходов как на основное, так и на возбужденные состояния в 1,5—2 раза. Это связано с сильной интерференцией амплитуд перехода для основного состояния с суммарной амплитудой для возбужденных состояний, отвечающих схеме Юнга  $[f_{\alpha'}] = [4]$ . При этом если в области главных максимумов механизм ТС предсказывает деструктивный характер данной интерференции, то обе треугольные диаграммы ОПО и ОР приводят к конструктивной интерференции.

В данной работе мы не рассматривали интерференции механизмов ТС, ОПО и ОР по причинам, указанным в разд. 4. Кроме того, как показывают непосредственные расчеты динамических факторов  $I_{NLM}$ ,  $W_{NLM}$  и  $\mathcal{F}_{NLL'}$  для реакции  $(p, p^4\text{He})$  [73], в рассматриваемой кинематической области для всех возбужденных кластеров амплитуда ТС на порядок превышает соответствующие амплитуды ОПО и ОР. Для основного состояния  $N_{\alpha'} = 0$ , как и для свободного  $p\alpha$ -рассеяния назад [61], преобладание механизма ТС в квазисвободном процессе (30) в области начальных энергий 600—800 МэВ также имеет место. Например, в области  $k_B < 400$  МэВ/с фактор  $|I_{000}|$  превышает  $|W_{000}|$  в 3—4 раза. Суммарный результат для сечения, полученный с учетом всех состояний возбужденных кластеров в рамках механизма ТС, в 4—5 раз превышает сечения, предсказываемые механизмами ОПО и ОР.

**Влияние КДК на характеристики РКВК.** Описание ассоциирования нуклонов в рамках ТИМО соответствует учету дальнедействующих корреляций, обусловленных существованием среднего ядерного поля и принципом Паули. Наряду с дальнедействующими корреляциями во внутреннем состоянии ассоциации явно учитывается отталкивание на малых относительных расстояниях. Учет КДК при определенных предположениях [42] сводится к умножению волновой функции относительного движения в канале  $x' \rightarrow (x - 1) + N$  на множитель (13), вид и параметры которого выбираются одинаковыми для основного и возбужденного состояний кластеров.

Все представленные результаты были получены с учетом короткодействующих  $NN$ -корреляций. С целью выяснения вопроса о том,

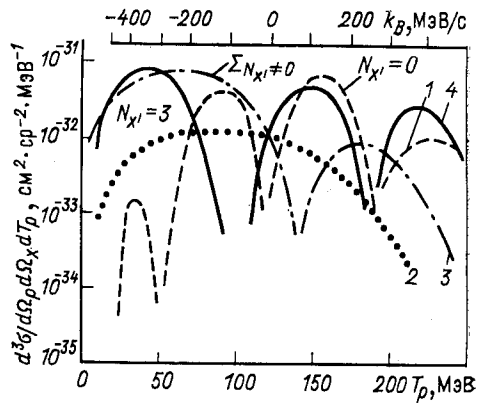


Рис. 17. Распределение по энергии вторичных протонов в реакции  $^{12}\text{C}(p, p^3\text{He})^9\text{Be}$  (основное состояние) для различных значений числа осцилляторных квантов возбуждения  $N_{x'}$  выбиваемой ассоциации с учетом короткодействующих корреляций:  
 1 —  $N_{x'} = 0$ ; 2 —  $N_{x'} = 3$ ; 3 — вклад только возбужденных кластеров с  $N_{x'} \neq 0$ ;  
 4 — суммарный результат

как может повлиять вклад возбужденных состояний кластеров на возможность извлечения информации о КДК из РКВК, нами были проведены дополнительные расчеты, в которых для механизма ТС сравниваются распределения по энергии вторичных протонов и спектры возбуждения остаточных ядер с учетом и без учета КДК.

Результаты расчета распределений по энергии вторичных протонов в реакции  $^{12}\text{C}(p, p^3\text{He})^9\text{Be}$  (основное состояние) [42] показывают, что, как и следовало ожидать, без учета КДК вклад более обогащенных высокоимпульсными компонентами возбужденных кластеров в сечение превышает вклад основного состояния на 3—4 порядка, при этом превышение тем сильнее, чем больше  $N_{x'}$ . Вследствие этого без учета КДК основной вклад в сечение дают кластеры, формируемые из нуклонов  $1p$ -оболочки. Как видно из рис. 17, учет КДК увеличивает вклад кластеров с  $N_{x'} = 0$  на несколько порядков. Таким образом, большая передача импульса при выбивании кластеров, находящихся в основных состояниях внутреннего движения, осуществляется преимущественно за счет отталкивания на малых расстояниях составляющих их нуклонов. Что касается возбужденных кластеров, то их вклад также увеличивается, но менее значительно и тем меньше, чем больше  $N_{x'}$ . В результате при начальной энергии

$T_p = 665$  МэВ для переходов на состояния остаточного ядра с неразрушенной  $s$ -оболочкой происходит приблизительное выравнивание вкладов кластеров с различными  $N_{x'}$ , что приводит к резкому изменению формы суммарных кривых. Поскольку в переходах на состояния остаточных ядер с разрушенной  $s$ -оболочкой участвуют главным образом кластеры с  $N_{x'} = 0$ , то учет КДК приводит к значительному возрастанию интенсивности таких переходов.

В целом при учете КДК в рамках механизма ТС сечения рассматриваемых реакций возрастают. Особенно сильный рост [на 2—3 порядка величины] предсказывается для реакции  $(p, p^4\text{He})$ .

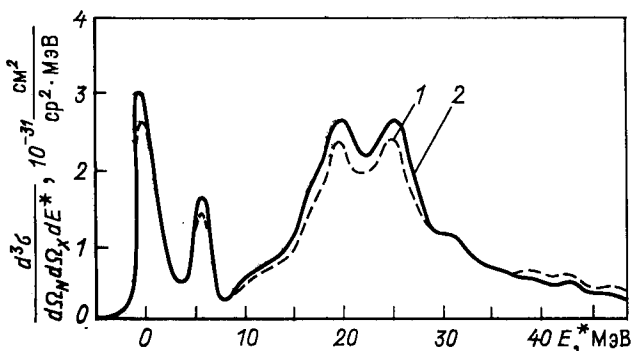


Рис. 18. Спектр возбуждения остаточного ядра без учета (1) и с учетом (2) короткодействующих корреляций для реакции  $^{12}\text{C}(p, p^3\text{He})^9\text{Be}$  при  $T_0 = 450$  МэВ

В реакциях с  $\langle 3N \rangle$ -кластерами увеличение сечения не столь значительно. Более того, как видно из расчетов на рис. 18, при меньших значениях налетающих протонов ( $T_p = 450$  МэВ,  $q \sim 7$  фм $^{-1}$ ) амплитуда рассеяния на возбужденном кластере в реакции  $(p, p^3\text{H})$  становится нечувствительной к учету КДК. При этом, хотя вклад основного состояния возрастает на два порядка, а вклад возбужденных кластеров оказывается практически неизменным, доминирующими остаются переходы на возбужденных кластерах, и суммарное сечение при учете КДК в этом случае практически не меняется (рис. 18).

Таким образом, за счет процессов с девозбуждением кластеров дальнедействующие, оболочечные корреляции могут играть важную роль в области больших передач импульса в РКВК.

В рамках механизма ОПО учет КДК приводит не к увеличению, а, наоборот, к уменьшению вероятности выбивания, так как корреляционный множитель (13) понижает волновую функцию  $\Psi_{N_x L_x M_x}(\rho)$  в окрестности точки  $\rho = 0$ . Расчеты показывают, что данный эффект мал: вклад состояний с  $L_{x'} = 0$  уменьшается всего в 1,2—4 раза, а вклад состояний с  $L_{x'} \neq 0$  практически не изменяется.

Итак, количественное и даже качественное проявление КДК существенно зависит от механизма квазисвободного процесса  $px' \rightarrow px$ .

Возможность образования быстрых ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^4\text{He}$  в реакциях  $(p, n^3\text{H})$  и  $(p, n^4\text{He})$  на ядре  ${}^{12}\text{C}$ . Проведенные выше исследования роли процессов с перестройкой внутренних состояний выбиваемых частиц в РКВК показали, что вклады основного и возбужденных состояний кластеров, как правило, сильно перекрываются, что серьезно затрудняет возможность выделения переходов с участием только возбужденных кластеров. Подобная возможность, однако, существует в процессах  $(p, n^3\text{H})$  и  $(p, n^4\text{He})$ . Эти реакции особенно интересны тем, что в данном случае образование быстрых ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^4\text{He}$  происходит в результате столкновений налетающих протонов с  $\langle 3n \rangle$ - и  $\langle 3n, p \rangle$ -кластерами. Изоспины их на единицу больше изоспинов свободных ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^4\text{He}$ , вследствие чего схемы Юнга, характеризующие перестановочную симметрию орбитальной части волновой функции, не равны [3] и [4], как у ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^4\text{He}$ , а число квантов возбуждения, приходящихся на внутреннее движение, не равно нулю.

Нами были рассчитаны спектры возбуждения остаточных ядер для реакций  $(p, n^3\text{H})$  и  $(p, n^4\text{He})$  на ядре  ${}^{12}\text{C}$  при тех же кинематических условиях, что и для рассмотренных ранее реакций  $(p, p^3\text{H})$  и  $(p, p^4\text{He})$ . Основная часть расчетов выполнена в рамках механизма ТС. Определим возможные в ТИМО состояния кластеров  $x'$ , которые должны быть учтены в данном случае. Поскольку изоспин  $\langle 3n \rangle$ -кластера равен  $3/2$ , то разрешены две схемы Юнга [21] и [111], причем последняя не дает вклада в матричный элемент процесса. Поэтому допустимо лишь одно значение спина  $S_{x'} = 1/2$ . Возможные значения  $N_{x'}$  и  $L_{x'}$ , а также символов Эллиотта  $(\lambda_{x'}\mu_{x'})$  можно найти из таблиц для соответствующих кластерных коэффициентов [26]:  $N_{x'}L_{x'}(\lambda_{x'}\mu_{x'}) = 20(20)$ ,  $22(20)$  и  $11(10)$ . Отметим, что в этом случае для ядра-мишени из  $1p$ -оболочки минимальное  $N_{x'} = 0$  и максимальное  $N_{x'} = 3$  числа квантов не дают вклада в сечение. Первое из них не совместимо со схемой Юнга [21], а второе — с условием  $(\lambda_{x'}\mu_{x'}) = (N_{x'}0)$ , вытекающим из правил отбора по символам Эллиотта для механизма ТС [74].

Аналогично можно найти, что вклад в матричный элемент реакции  $(p, n^4\text{He})$  дают следующие состояния  $\langle 3n, p \rangle$ -кластеров:  $[f_{x'}] = [31]$ ,  $T_{x'} = 1$ ,  $S_{x'} = 0$  и  $1$ ,  $(\lambda_{x'}\mu_{x'}) = (N_{x'}0)$ ,  $N_{x'}L_{x'}$  равно  $11, 20, 22, 31, 33$  [26].

Результаты расчета представлены на рис. 19, 20 и 21, а также в табл. 1, в которой введено интегральное сечение  $S$ , определенное следующим равенством:

$$S(p, Nx) = \int_A^B dE^* \frac{d^3\sigma}{d\Omega_x d\Omega_N dE^*}, \quad (39)$$

где  $A = 8$  МэВ,  $B = 60$  МэВ.

Таблица 1. Отношение интегральных сечений  $S(p, nx)/S(p, px)$  для ядра  $^{12}\text{C}$  в случае механизма ТС

Выбиваемый фрагмент	С учетом КДК				Без учета КДК
	$\Delta E = 2$ МэВ		$\Delta E = 10$ МэВ		
$^3\text{H}$	а	б	в	б	а
$^4\text{He}$	0,80	0,50	0,71	0,52	0,98
	1,09	1,03	1,05	1,06	0,72

Примечание. а — плоские волны; б — учет искажений импульсного распределения  $\Phi_{\nu\Delta}(k)$ ; в — полный учет искажений (искажение импульсного распределения плюс перераспределение в квазисвободном процессе).

Анализ данных позволяет сделать следующие выводы [91]: а. Сечения реакций  $(p, n^3\text{H})$  и  $(p, n^4\text{He})$  сравнимы с сечениями процессов  $(p, p^3\text{H})$  и  $(p, p^4\text{He})$  в соответствующих областях энергии возбуждения остаточных ядер. Этот вывод практически не зависит от экспериментального разрешения  $\Delta E$ .

б. Реакции  $(p, n^3\text{H})$  и  $(p, n^4\text{He})$  осуществляются в основном за счет переходов на состояния ядра-остатка с одной дыркой в  $s$ -обо-

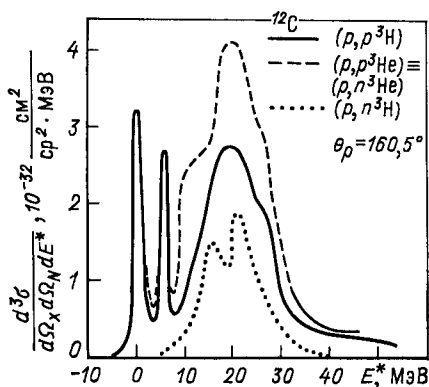


Рис. 19. Спектры возбуждения остаточных ядер в реакциях квазиупругого выбивания ядер  $^3\text{H}$  и  $^3\text{He}$  с учетом всех возможных состояний выбиваемых  $(3N)$ -кластеров. Расчет выполнен с учетом искажений импульсного распределения  $\Phi_{N\Delta M\Delta}(k_B)$

лочке (рис. 20 и 21). Это обусловлено структурой дырочных уровней  $s^3p^6$  и  $s^3p^5$ : в модели оболочек с  $LS$ -связью указанным конфигурациям отвечает большое число состояний со схемами Юнга [432] и [431], [26], которые в произведении со схемами Юнга [21] и [31] соответственно содержат схему Юнга [444] основной компоненты волновой функции ядра-мишени.

в. Учет КДК незначительно изменяет отношение сечений (табл. 1).

Отметим, что при использовании механизма ОПО для описания элементарного процесса  $px' \rightarrow Nx$  отношение сечений  $S(p, nx)/$



$/S(p, px)$  уменьшается примерно на порядок. Это происходит вследствие уменьшения относительного вклада состояний возбужденных

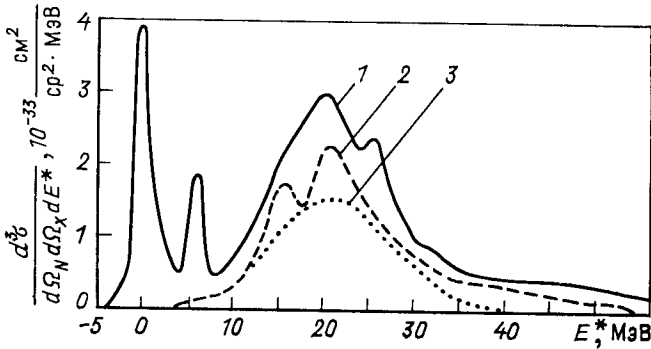


Рис. 20. Спектры возбуждения остаточных ядер в реакциях  $^{12}\text{C}(p, N^3\text{H})$  с полным учетом искажений:

1 —  $N = p$ ; 2 —  $N = n$ ; 3 —  $N = n$ , вклад переходов на состояния с конфигурацией  $s^3p^4-3-x$

кластеров с  $L_x \neq 0$ . Дополнительной причиной уменьшения относительного выхода нейтронов являются также изотопические соотношения, так, например, при  $x = ^4\text{He}$  для механизма ОПО имеем (при условии совпадения пространственных функций  $\langle 3n, p \rangle$ -кластера и  $\alpha$ -частицы):

$$\frac{\sigma(p \langle 3n, p \rangle \rightarrow n\alpha) / \sigma(p\alpha \rightarrow \rightarrow p\alpha)}{\sigma(p\alpha \rightarrow \rightarrow p\alpha)} = 2/9,$$

в то время как для механизма ТС выполняется соотношение

$$\frac{\sigma(p \langle 3np \rangle \rightarrow n\alpha) / \sigma(p\alpha \rightarrow \rightarrow p\alpha)}{\sigma(p\alpha \rightarrow \rightarrow p\alpha)} = 2.$$

При использовании механизма ОР отношение  $S(p, nx)/S(p, px)$  также должно быть меньше единицы, так как и в этом случае вклад переходов с  $L_x \neq 0$  значительно подавлен по сравнению с вкладом основного состояния кластеров.

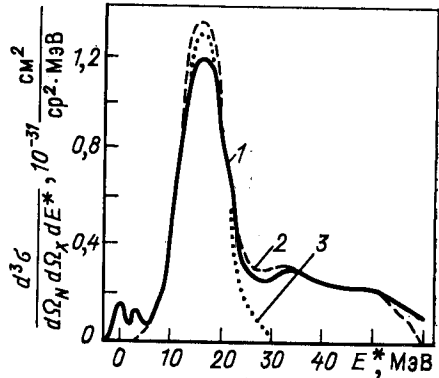


Рис. 21. Кривые 1, 2, 3 — то же, что на рис. 20, но для реакции  $^{12}\text{C}(p, N^4\text{He})$

### 5. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

**Выбивание ядер  $^3,4\text{He}$  и  $^3\text{H}$ .** В данном случае экспериментальная ситуация практически не изменилась за последние 10 лет [10, 87]. Появившиеся в последнее время данные на совпадения по реакциям

типа  $(p, p\alpha)$  либо относятся к низким энергиям  $T_p = 100 \div 150$  МэВ [8, 9], либо при более высоких энергиях около 600 МэВ охватывают область промежуточных углов рассеяния ( $\sim 90^\circ$  в с. ц. м.  $p + \alpha$ ) [92], не рассматриваемую в данной работе.

По-прежнему наиболее интересными с точки зрения вопросов, которым посвящен этот обзор, остаются экспериментальные данные по квазиупругому выбиванию быстрых ядер  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$  [10, 87], полученные в инклюзивных экспериментах  $p + A \rightarrow x + \dots$ . В этих работах измерялись энергетические распределения выбиваемых под фиксированным углом фрагментов  $d\sigma/d\Omega_x dE_x$ ; при этом вторичные нуклоны, а следовательно, и состояния остаточных ядер не регистрировались. Однако такие интегральные характеристики дают лишь качественную картину квазиупругого выбивания и недостаточно информативны для установления механизмов реакции и элементарного процесса. Нечувствительность рассматриваемых характеристик к деталям микроскопической модели и, кроме того, значительная примесь неквазиупругих процессов, когда элементарный акт является, например, реакцией типа  $p + (x - 1) \rightarrow x + \pi$  [10, 79, 93], делают нецелесообразным проведение здесь громоздких расчетов величины  $d\sigma/d\Omega_x dE_x$ . В этих условиях представляется более разумным ограничиться пока сравнением только отношений сечений выхода фрагментов, наблюдаемых на опыте, с соответствующими теоретическими значениями.

Сравнение измеренных в [87] энергетических распределений ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  из реакций  $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^3\text{H} ({}^3\text{He}) + \dots$  в области квазиупругого пика (т. е. при энергии выбиваемого под определенным углом фрагмента, соответствующей столкновению налетающего протона с покоящимся в ядре-мишени кластером, для равной нулю энергии возбуждения ядра-остатка) дает отношение выхода ядер  ${}^3\text{H}$  к  ${}^3\text{He}$ , равное 0,5. Учитывая только основное состояние кластера, находим, что в рамках механизма ТС сечения процессов  $(p, p^3\text{H})$ ,  $(p, p^3\text{He})$  и  $(p, n^3\text{He})$  равны между собой, а вероятность процесса  $(p, n^3\text{H})$  равна нулю, следовательно, в этом случае отношение выхода ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  совпадает с экспериментальным значением 0,5. Из представленных на рис. 19 результатов расчета спектров возбуждения, полученных с учетом всех возможных состояний кластеров, следует, что отношение интенсивностей переходов с образованием ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  в максимумах кривой возбуждения при  $E^*$ , равных 0,6 и 20 МэВ, будет 0,55, 0,49 и 0,57, т. е. приблизительно постоянно по спектру возбуждения и соответствует экспериментальному значению. При этом необходимо подчеркнуть, что данный результат получается только в том случае, когда наряду с реакциями  $(p, p^3\text{He})$  и  $(p, p^3\text{H})$  учитываются и квазиупругие обменные процессы  $(p, n^3\text{He})$  и  $(p, n^3\text{H})$ . В рамках механизма ТС сечения процессов  $(p, p^3\text{He})$  и  $(p, n^3\text{He})$  на ядре  ${}^{12}\text{C}$  равны (см. рис. 19) и в среднем несколько превышают сечение процесса  $(p, p^3\text{H})$ , а реакция  $(p, n^3\text{H})$  характеризуется заметно меньшим сечением, чем  $(p, p^3\text{H})$ .

Таким образом, имеющиеся данные не противоречат развиваемым нами представлениям. Для более определенных заключений требуются данные из экспериментов на совпадения.

**Выбивание дейтронов.** В 1979—1980 гг. достигнут определенный прогресс, связанный с проведенными в Дубне кинематически полными экспериментами по реакциям  $(p, pd)$  и  $(p, nd)$  на ряде легких ядер [12, 13, 94] при  $T_p = 670$  МэВ в области больших переданных импульсов. В этих работах измерялись распределения по энергии вторичных нуклонов и спектры возбуждения остаточных ядер. Как уже отмечалось в разд. 4, в области энергий 600—700 МэВ за счет  $\Delta$ -резонансной особенности сечения  $pd$ -рассеяния назад вклад возбужденных двухнуклонных кластеров сильно подавлен как из-за пространственной, так и спин-изоспиновой частей амплитуды перехода. Например, как и для обсуждавшихся в разд. 5 реакций выбивания  $\alpha$ -частиц для реакций  $(p, Nd)$  в механизме ОПО динамический фактор (34) примерно на порядок уменьшает вклад переходов с ненулевым внутренним орбитальным моментом пары нуклонов по сравнению с  $s$ -состояниями. Точно так же изоспиновые соотношения для механизма ОПО значительно подавляют переходы с изменением спин-изоспиновой структуры кластеров, так как в этом случае имеем

$$\sigma(p + \langle np \rangle_{S=0, T=1} \rightarrow pd) / \sigma(p + \langle np \rangle_{S=1, T=0} \rightarrow pd) = 1/9.$$

В то же время для механизма ТС это отношение равно единице.

Особый интерес вызывает реакция  $(p, nd)$ , кинематически совместимая с квазисвободным обменным процессом  $p + \langle 2n \rangle \rightarrow n + d$ , осуществляющимся с изменением спин-изоспинового состояния двухнуклонного кластера [12]. Значительное подавление сечения реакции  $(p, nd)$  по отношению к реакции  $(p, pd)$ , предсказываемое моделью ОПО, видно из табл. 2. В ней приведены экспериментальные

Таблица 2. Отношение дифференциальных сечений  $\frac{d\sigma(p, nd)}{d\sigma(p, pd)} \cdot 10^2$

Ядро-мишень	События			
	«низкоэнергетические»		«высокоэнергетические»	
	Эксперимент	Теория	Эксперимент	Теория
${}^7\text{Li}$	$6,1 \pm 0,9$	14,3	$9,1 \pm 1,5$	7,4
${}^6\text{Li}$	$0,30 \pm 0,16$	0	$8,1 \pm 1,5$	6,8

и теоретические отношения сечений указанных реакций для ядер  ${}^6, {}^7\text{Li}$  в области переходов  $-10 \leq E^* \leq 25$  МэВ («низкоэнергетические» события) и  $25 < E^* \leq 60$  МэВ («высокоэнергетические» события). При вычислении отношения интенсивностей спектров возбуждения  $\sigma(p, nd)$  к  $\sigma(p, pd)$  в  $LS$ -связи, так же как и в расчетах спект-

ров возбуждения, мы пренебрегаем переходами на состояния с одной дыркой в  $s$ -оболочке, чтобы учесть обособление  $\alpha$ - и  $d$ -кластеров в ядре  ${}^6\text{Li}$  и  $\alpha$ - и  $t$ -кластеров в  $\text{Li}$ . При этом низкоэнергетическим событиям сопоставлялась конфигурация  $s^4p^{A-2}$ , а высокоэнергетическим —  $s^2p^{A-4}$ . Как видно из табл. 2, теоретические значения отношения сечений в области двухдырочных возбуждений согласуются с экспериментальными. Однако в области низкоэнергетических событий для

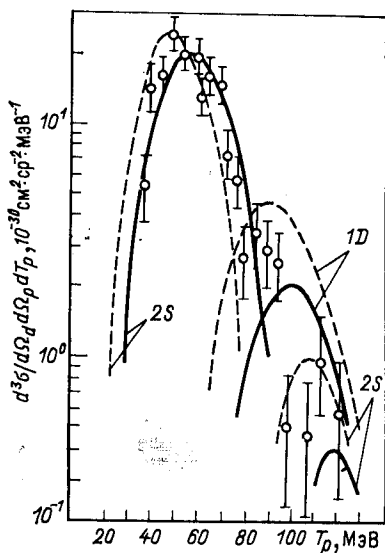


Рис. 22. Распределение по кинетической энергии вторичных протонов в реакции  ${}^{12}\text{C}(p, pd){}^{10}\text{B}$  для переходов на низколежащие ( $E^* < 5$  МэВ) состояния ядра-остатка при  $T_0 = 670$  МэВ,  $\theta_d = 6,5^\circ$ ,  $\theta_p = 147^\circ$ ,  $\Delta E_{\text{экс}} = 17$  МэВ. Расчеты с учетом искажений:

сплошная кривая — в модели сильного поглощения с  $R_0 = 2,75$  фм; пунктир — в эйкональном приближении с  $\delta_{dB} = 0,205$ ,  $\delta_{pA} = 0,015$ ,  $\delta_{pB} = 0,025$ ,  $R_{dB} = 3,78$  фм,  $R_{pA} = 3,94$  фм,  $R_{pB} = 4,18$  фм,  $\kappa = 0,16$ . Точки — данные [94.] Отдельно приведены вклады  $2S$ - и  $1D$ -состояний относительного движения дейтрона в ядре-мишени

ядра  ${}^7\text{Li}$  теоретические предсказания приблизительно в 2 раза выше экспериментальных. Это расхождение частично устраняется в работе [34] при учете отличия  $NN$ -сил в каналах с изоспинами  $T = 0$  и  $T = 1$  для простой кластерной модели ядра  ${}^7\text{Li}$ .

С учетом искажений в модели сильного поглощения в [94] были получены форма и интенсивность распределения по энергии вторичных протонов для переходов на основное и низколежащие состояния ( $E^* < 5$  МэВ) остаточного ядра  ${}^{10}\text{B}$  в реакции  $(p, pd)$  на ядре  ${}^{12}\text{C}$ . В этой же модели в [13] данная характеристика также воспроизводится для реакции  ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$  при использовании трехтельной волновой функции ядра  ${}^6\text{Li}$ .

Мы приводим здесь результаты расчетов [96] спектров возбуждения остаточных ядер в реакциях  $(p, pd)$  на ядрах  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^{12}\text{C}$ . Для ядра  ${}^{12}\text{C}$  получены также распределения по энергии вторичных протонов. Все расчеты проведены с учетом искажений в модели сильного поглощения, а также в эйкональном приближении. Для сравнения приведены и плосковолновые расчеты спектров возбуждения.

Как видно из рис. 22, распределение по энергии вторичных протонов на низколежащие состояния ядра  ${}^{10}\text{B}$  в соответствии с резуль-

татами [94] описывается по форме и по интенсивности в целом правильно. При этом оба учета искажений дают примерно одинаковые результаты. Однако необходимое для согласия с экспериментом уменьшение абсолютного значения сечений по сравнению с плоско-волновыми расчетами происходит в этих двух случаях по разным причинам. В модели сильного поглощения это является следствием исключения вклада внутренней области ядра, а в эйкональном приближении — происходит за счет ослабляющего фактора  $\exp(-\kappa Rk)$  в формуле (23), одинаково уменьшающего вклады от внутренней и внешней областей. Явно это различие проявляется при переходе к спектрам возбуждения. Из рис. 23 и 24 видно, что при учете искажений в модели сильного поглощения удается правильно воспроизвести форму и интенсивность спектров возбуждения для обеих реакций и на  ${}^6\text{Li}$ , и на  ${}^{12}\text{C}$ . При этом использовались те же самые значения параметров обрезания  $R_0$ , с которыми воспроизводится распределение по энергии вторичных протонов:  $R_0 = 2,75$  фм в реакции ( $p$ ,  $pd$ ) на ядре  ${}^{12}\text{C}$  и  $R_0 = 2,8$  фм — на ядре  ${}^6\text{Li}$ . Принципиаль-

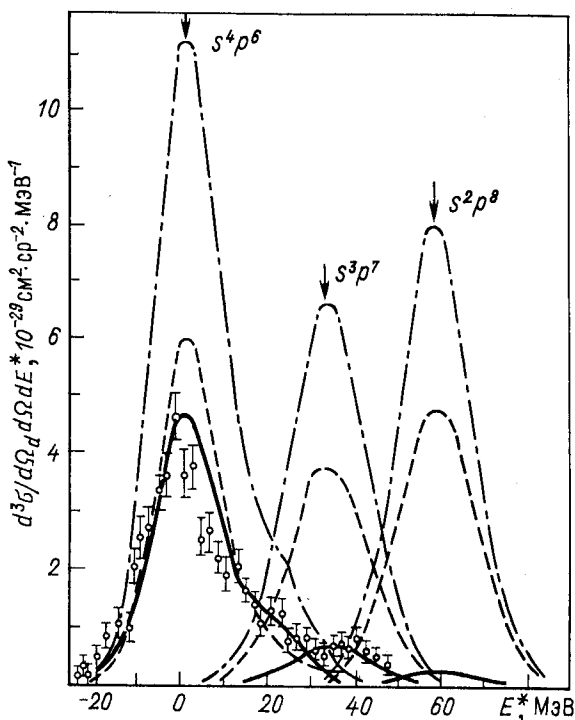


Рис. 23. Спектр возбуждения ядра  ${}^{10}\text{B}$  в реакции  ${}^{12}\text{C}(p, pd){}^{10}\text{B}$ : стрелками указаны максимальные вклады конфигураций остаточного ядра  $s^4p^6$ ,  $s^3p^7$ ,  $s^2p^8$ . Штрих-пунктир — плосковолновой расчет, остальные обозначения те же, что на рис. 22

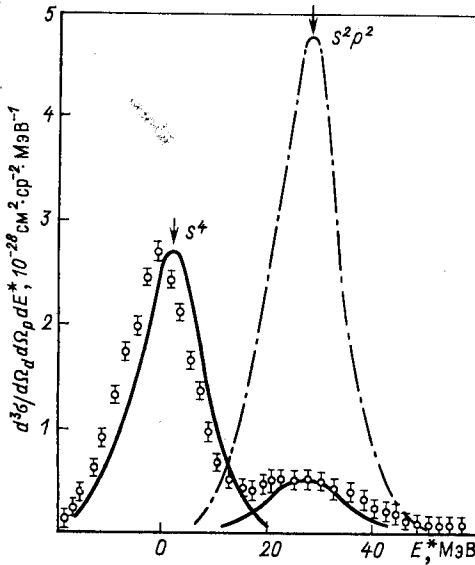


Рис. 24. Спектр возбуждения ядра  ${}^4\text{He}$  в реакции  ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$ .  
Расчеты:

штрихпунктир — плосковолновое приближение; сплошная кривая — модель сильного поглощения с  $R_0 = 2,8$  фм. Точки — данные [13]; стрелками указаны максимальные вклады конфигураций остаточного ядра  $s^4$  и  $s^2 p^2$

близительно на порядок), чем переходы на низколежащие состояния с неразрушенной  $s$ -оболочкой. В принципе это означает, что точно такой же эффект подавления вклада легких возбужденных кластеров по отношению к невозбужденным кластерам производят искажения в процессах квазиупругого выбивания с перестройкой возбужденных двухнуклонных фрагментов с  $N_x$ , равным 1 и 2 соответственно. Необходимо также отметить, что из этих результатов следует, что процессы с перестройкой кластеров могут быть зарегистрированы и изучены при существующей точности экспериментов, если вклады возбужденных кластеров в амплитуде элементарных процессов  $px' \rightarrow px$  не ниже вклада от невозбужденных.

Из расчетов спектров возбуждения также следует, что эйконоальное и плосковолновое приближения приводят к одинаковым по форме расчетным кривым, проходящим на порядок выше экспериментальных данных в области переходов на дырочные состояния. Это указывает на неадекватность упрощенной формы эйконоального приближения (23) для задач, в которых существен вклад внутренней области ядра.

В целом проведенный анализ показывает, что для изучения роли возбужденных  $(2N)$ -кластеров в реакциях  $(p, Nd)$  необходимы начальные энергии  $T_0 = 1 \div 1,5$  ГэВ, так как в соответствии с результатами исследования  $pd$ -рассеяния назад [54, 97] в этой энергетической области доминирующими механизмами в процессе  $p(2N) \rightarrow pd$  ожидаются однонуклонный обмен (в данном случае аналог механизма TC) и OP. Поскольку эти механизмы приводят к равным сечениям для синглетного и триплетного  $(np)$ -состояний, то переходы

с изменением изоспина  $\Delta T = 1$  могут, как показал расчет реакции  $^{14}\text{N}(p, pd)^{12}\text{C}$  [98], существенно изменить наблюдаемый спектр возбуждения остаточного ядра.

Отметим также, что в инклюзивных спектрах выбитых быстрых  $d$ -,  $t$ - и  $\alpha$ -частиц [10] на ядрах  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  наблюдается интересная особенность, которая, по-видимому, свидетельствует о вкладе возбужденных кластеров. Для дейтронов, т. е. рыхлых, неустойчивых образований в ядре при  $T_p = 670$  МэВ, наблюдается отчетливый квазиупругий пик в процессе  $p + A \rightarrow d + \dots$ . Интересно, что этот пик размывается в сторону меньших импульсов при переходе к  $T_p = 1200$  МэВ [10, 99]. В то же время для более компактных, «истинных» кластеров —  $\alpha$ -частиц — в районе квазиупругого максимума наблюдается лишь плечо. Такое заполнение кривой спектра со стороны меньших от квазиупругого максимума импульсов вторичного протона естественно объяснить большим вкладом переходов на высоковозбужденные состояния остаточного ядра, которые, как видно из расчетов спектров возбуждения для реакции  $(p, p\alpha)$  [и как ожидается для реакции  $(p, pd)$  при  $T_p > 1$  ГэВ], особенно интенсивно заселяются за счет вклада процессов с перестройкой возбужденных кластеров.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Главная цель данного обзора состояла в том, чтобы привлечь внимание исследователей к возможности нетрадиционной трактовки РКВК, которая основана на представлении о перестройке внутренних состояний кластеров в процессе их выбивания из ядер. Такая трактовка необходима, если речь идет о процессах с большими передачами импульса. При этом, несмотря на большую передачу импульса, когда, казалось бы, процесс выбивания должен идти целиком за счет короткодействующих  $NN$ -корреляций, влияние структуры ядрамишени на амплитуду реакции, как показывает проведенный анализ, может быть весьма значительным. А именно учет КДК только в  $(0s)^3$ -,  $(0s)^4$ -конфигурациях, как в свободных  $d$ -,  $t$ -,  $\alpha$ -частицах, далеко не определяет в этом случае всей динамики процесса выбивания быстрого кластера, но требуется также учет обусловленных структурой ядра некластерных конфигураций, обогащенных высокоимпульсной компонентой волновой функции. В результате этого сечение квазиупругого выбивания возрастает (приблизительно на порядок при определенных условиях) и происходит качественное изменение характеристик по сравнению с расчетом в традиционном подходе.

Для дальнейшего, более глубокого анализа данной проблемы необходимы усилия прежде всего экспериментаторов. Крайне желательно проведение экспериментов на совпадение, подобных дубненским экспериментам по выбиванию дейтронов [12, 13, 94] с хорошим энергетическим разрешением, и, прежде всего, измерения спектров возбуждения остаточных ядер в реакции  $(p, N\alpha)$ . В теории сле-

дующий этап развития изложенного в данном обзоре подхода должен состоять в применении таких схем расчета ядерной структуры (типа МРГ), в которых одновременно учитывается как принцип Паули, так и КДК. В настоящее время подобные расчеты с удобными для практического использования аналитическими волновыми функциями имеются только для ядра  ${}^6\text{Li}$  [100].

Авторы выражают глубокую признательность В. В. Балашову, В. И. Комарову, В. Г. Неудачину за плодотворное обсуждение рассмотренных вопросов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1969.
2. Jackson D. F.//Clustering Phenomena in nuclei. Vol. 3. Eds. by K. Wildermuth and P. Kramer. Vieweg, Brannschweig, 1983; Beregi P., Zelenskaya N. S., Neudatchin V. G., Smirnov Yu. F. e.a.//Nucl. Phys. 1965. Vol. 66. P. 513—530; Rotter I., Zhusupov M. A.//Ann. Phys. 1966. Vol. 17. P. 57—67.
3. Ажгирей Л. С., Взоров И. К., Зрелов В. П. и др.//ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 1185—1195.
4. Блохинцев Д. И.//ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 1295—1299.
5. Балдин А. М.//ЭЧАЯ. 1977. Т. 8. Вып. 2. С. 429—477.
6. Балашов В. В., Бояркина А. Н.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1964. Т. 28. С. 359—370. Balashov V. V., Boyarkina A. N., Rotter I.//Nucl. Phys. 1964. Vol. 59. P. 417—443.
7. Balashov V. V.//Clustering Phenomena in Nuclei. Vienna, IAEA, 1969. P. 59—72.
8. Chant N. S.//AIP Conf. Proc., Winnipeg, 1978. N 47. P. 415—431.
9. Roos P. G., Chant N. S., Cowley A. A. e.a.//Phys. Rev. C. 1977. Vol. 15. P. 69—83; Chant N. S., Roos P. G., Wang C. W.//Phys. Rev. C. 1978. Vol. 17. P. 8—11.
10. Комаров В. П.//ЭЧАЯ. 1974. Т. 5. Вып. 2. С. 419—478.
11. Ажгирей Л. С., Взоров И. К., Жмыров В. Н. и др.//ЯФ. 1978. Т. 28. С. 1017—1020.
12. Albrecht D., Erö J., Fodor Z. e.a.//Nucl. Phys. A. 1979. Vol. 322. P. 512—525.
13. Albrecht D., Csatos M., Erö J. e.a.//Nucl. Phys. A. 1980. Vol. 338. P. 477—494.
14. Arvieux J., Baker S. D., Beurtey R. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 50. P. 19—22.
15. Berthet P., Frascaria R., Tatischeff B. e.a.//Phys. Lett. B. 1981. Vol. 106. P. 465—469.
16. McCamis R. H., Cameron J. M., Greeniaus L. G. e.a.//Nucl. Phys. A. 1978. Vol. 302. P. 388—400.
17. Neudatchin V. G., Smirnov Yu. F., Golovanova N. F.//Adv. in Nucl. Phys. 1979. Vol. 11. P. 1—133.
18. Chant N. S., Roos P. G.//Phys. Rev. C. 1977. Vol. 15. P. 57—68.
19. Chirapatpimol N., Fong J. C., Gazzaly M. M. e.a.//Nucl. Phys. A. 1976. Vol. 264. P. 379—396.
20. Balashov V. V.//AIP Conf. Proc., Winnipeg, 1978. N 47. P. 252—268.
21. Golovanova N. F., Il'in I. M., Neudatchin V. G. e.a.//Nucl. Phys. A. 1976. Vol. 262. P. 444—460.
22. Балашов В. В., Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф., Юдин Н. П.//ЖЭТФ. 1959. Т. 37. С. 1385—1389.
23. Smirnov Yu. F., Tchuvil'sky Yu. M.//Phys. Rev. C. 1977. Vol. 15. P. 84—93.
24. Бояркина А. Н. Структура ядер  $1p$ -оболочки. М.: Изд-во МГУ, 1973.



25. Голованова Н. Ф., Зеленская Н. С. // ЯФ. 1968. Т. 8. С. 274—285.
26. Жусупов М. А., Марков В. И., Пятница Н. А., Узиков Ю. Н. Препринт ИФВЭ АН КазССР 71-78, Алма-Ата, 1978.
27. Жусупов М. А., Имамбеков О., Пятница Н. А., Узиков Ю. Н. Прикладная ядерная физика и космические лучи. Алма-Ата, изд. КазГУ, 1979. С. 111—118.
28. Glosman L. Ja., Tehuvil'sky Yu. M. // J. Phys. C.: Nucl. Phys. 1983. Vol. 9. P. 1033—1045.
29. Жусупов М. А., Марков В. И., Узиков Ю. Н. Прикладная ядерная физика и космические лучи. Алма-Ата, КазГУ, 1979. С. 93—100.
30. Неудачин В. Г., Кукулин В. И., Смирнов Ю. Ф. // ЭЧАЯ. 1979. Т. 10. Вып. 6. С. 1236—1293.
31. Дубовиченко С. Б., Жусупов М. А. // Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат. 1983. № 6. С. 25—31; Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984. Т. 48. С. 935—937.
32. Вильдермут К., Тан Я. Единая теория ядра: Пер. с англ. М.: Мир, 1980.
33. Kanada H., Kaneko T., Nishioko H., Saito S. // Progr. Theoret. Phys. 1980. Vol. 63. P. 842—857.
34. Kanada H., Kaneko T., Tang Y. G. // Nucl. Phys. A. 1982. Vol. 380. P. 87—110.
35. Kajino T., Matsuse T., Arima A. // Nucl. Phys. A. 1984. Vol. 444. P. 185—205.
36. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1954.
37. Глозман Л. Я. // Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат. 1984. № 4. С. 30—38.
38. Браун М. Н., Вечернин В. В. // ЯФ. 1977. Т. 25. С. 1276—1286.
39. Matthews J. L., Bertozzi W., Leitch M. J. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 38. P. 8—10.
40. Niskanen J. A. // Nucl. Phys. A. 1978. Vol. 298. P. 417—451; Glosman L. Ya., Kukuljin V. I., Neudatchin V. G. // Nucl. Phys. A. 1984. Vol. 430. P. 589—604.
41. Кондратюк Л. А., Лев Ф. М., Шевченко Л. В. // ЯФ. 1979. Т. 29. С. 1081—1090.
42. Жусупов М. А., Марков В. И., Узиков Ю. Н. // Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат. 1980. № 6. С. 23—28.
43. Копелиович Б. З., Поташникова И. К. // ЯФ. 1971. Т. 13. С. 1032—1037.
44. Кольбасов В. М., Смородинская Н. Я. // ЯФ. 1973. Т. 17. С. 1211—1221.
45. Vagh L. // J. Phys. G: Nucl. Phys. 1979. Vol. 5. P. L121—L126.
46. Вег Л., Копелиович Б. З., Лапидус Л. И. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. С. 481—483.
47. Кондратюк Л. А., Лев Ф. М., Шевченко Л. В. // ЯФ. 1981. Т. 33. С. 1208—1223.
48. Кондратюк Л. А., Терентьев М. В. // ЯФ. 1980. Т. 31. С. 1087—1106.
49. Кондратюк Л. А. // Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях. Тр. симпозиума, 23—25 апреля 1984 г. Л.: 1984. С. 402—421.
50. Kondratyuk L. A., Shevchenko L. V. Preprint IТЕР N 152. М., 1984.
51. Arvieux J., Baker S. D., Beurtey R. e.a. // Nucl. Phys. A. 1984. Vol. 431. P. 613—636.
52. Gurvitz S. A., Dedonder J. P., Amado R. D. // Phys. Rev. C. 1979. Vol. 19. P. 142—148.
53. Gurvitz S. A. // Phys. Rev. C. 1980. Vol. 22. P. 964—967.
54. Gurvitz S. A. // Phys. Rev. C. 1980. Vol. 22. P. 725—737.
55. Berthet P., Frascaria R., Combes M. P. e.a. // J. Phys. G: Nucl. Phys. 1982. Vol. 8. P. L111—L116.
56. Votta L. G., Roos P. G., Chant N. S., Woody R. // Phys. Rev. C. 1974. Vol. 10. P. 520—528; Comparat V., Frascaria R., Fujiwara N. e.a. // Phys. Rev. C. 1975. Vol. 12. P. 251—255.
57. Lesniak H., Lesniak L., Tekou A. // Nucl. Phys. A. 1976. Vol. 267. P. 503—531.

58. Arnold L. C., Clark B. C., Mercer R. L.//Phys. Rev. C. 1980. Vol. 21. P. 1899—1902.
59. Sherif H. S., Abdelmonem M. S., Sloboda R. S.//Phys. Rev. C. 1983. Vol. 27. P. 2759—2770.
60. Жусупов М. А., Узиков Ю. Н.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. С. 2084—2086.
61. Zhusupov M. A., Uzikov Yu. N.//J. Phys. G: Nucl. Phys. 1981. Vol. 7. P. 1624—1625.
62. Fearing H. W.//Phys. Rev. C. 1977. Vol. 16. P. 313—321.
63. Ferrari E., Selleri F.//Phys. Rev. Lett. 1961. Vol. 7. P. 387—390.
64. Barry G. W.//Ann. Phys. (N.Y.). 1972. Vol. 73. P. 482—524.
65. Källne J., Thiessen H. A., Morris C. L. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 40. P. 378—381.
66. Greben J. M.//Phys. Lett. B. 1982. Vol. 115. P. 363—366.
67. Shepard J. R., Rost E., Smith G. R.//Phys. Lett. B. 1979. Vol. 89. P. 13—16.
68. Katayama T., Akaishi Y., Tanaka H.//Progr. Theoret. Phys. 1982. Vol. 67. P. 236—253.
69. Arnold R. G., Chertok B. T., Rock S. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 40. P. 1429—1432.
70. Lesniak H., Lesniak L.//Acta Phys. Polonica. 1978. Vol. 89. P. 419—432.
71. Zhusupov M. A., Uzikov Yu. N., Juldashova G. A. Particles and Nuclei Tenth International Conference, Heidelberg, July 30 — August 3, 1984. Book of Abstracts. Vol. 2. P. 148.
72. Santos F. D., Eiro A. M., Barroso A.//Phys. Rev. C. 1979. Vol. 19. P. 238—243.
73. Жусупов М. А., Марков В. И., Узиков Ю. Н. Препринт ИФВЭ АН КазССР 81-09, Алма-Ата, 1981.
74. Жусупов М. А., Узиков Ю. Н.//ЯФ. 1982. Т. 36. С. 1396—1404.
75. Balashov V. V., Boyarkina A. N., Rotter I.//Nucl. Phys. 1964. Vol. 59. P. 417—443.
76. Person L. W., Benioff P. A.//Nucl. Phys. A. 1972. Vol. 187. P. 401—425.
77. Glauber R. I.//High Energy Physics and Nuclear Structure/Ed. by Alexander, North-Holland and Amsterdam, 1977; Ситенко А. Г. ЭЧАЯ. 1973. Т. 4. С. 546—584.
78. Jain B. K.//Nucl. Phys. A. 1979. Vol. 314. P. 51—60.
79. Бартая О. Л., Мебония Дж. В.//ЯФ. 1981. Т. 33. С. 987—994; Balashov V. V., Markov V. I.//Nucl. Phys. A. 1971. Vol. 163. P. 465—477.
80. Zhusupov M. A., Magsumov E. Zh., Markov V. I.//Phys. Lett. B. 1974. Vol. 48. P. 84—86.
81. McCarthy I. E., Pursry D.//Phys. Rev. 1961. Vol. 122. P. 578—590.
82. Janus R. T., McCarthy I. E.//Phys. Rev. C. 1974. Vol. 10. P. 1041—1044.
83. Зеленская Н. С., Теплов И. Б. Обменные процессы в ядерных реакциях. М.: Изд-во МГУ, 1985.
84. Гольдбергер М., Ватсон К. Теория столкновений: Пер. с англ. М.: Мир, 1967.
85. Ciofi D. A. C.//Nucl. Phys. A. 1968. Vol. 106. P. 215—224.
86. Fearing H. W.//Phys. Rev. C. 1975. Vol. 11. P. 1210—1226; Bhasin V. S.//Phys. Lett. B. 1977. Vol. 69. P. 297—300; Gibbs W. R., Hess A. T.//Phys. Lett. B. 1977. Vol. 68. P. 205—208.
87. Комаров В. И., Kosarev G. E., Kuzmin E. S. e.a.//Nucl. Phys. A. 1976. Vol. 256. P. 362—380.
88. Ajzenberg-Selove F.//Nucl. Phys. A. 1979. Vol. 320. P. 1—224.
89. Jacob G., Maris Th. A.//Rev. Mod. Phys. 1973. Vol. 45. P. 6—21.
90. Копалейшвили Т. И.//ЭЧАЯ. 1971. Т. 2. Вып. 2. С. 441—480.
91. Жусупов М. А., Марков В. И., Узиков Ю. Н.//Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат. 1980. № 2. С. 15—22.
92. Landaud G., Devaux A., Delpierre P. e.a.//Phys. Rev. C. 1978. Vol. 18. P. 1776—1780.

93. Марков В. И., Жусупов М. А. Прикладная и теоретическая физика. Алма-Ата, Изд. КазГУ, 1972. С. 84—88.
94. Egö J., Fodor Z., Konec P. e.a.//Nucl. Phys. A. 1980. Vol. 372. P. 317—330.
95. Vagh L., Egö J.//J. Phys. G: Nucl. Phys. 1979. Vol. 5. P. 1227—1229.
96. Жусупов М. А., Имамбеков О., Узиков Ю. Н.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. С. 178—184.
97. Кондратюк Л. А., Шевченко Л. В.//ЯФ. 1979. Т. 29. С. 792—804.
98. Доскеев Г. А., Жусупов М. А., Марков В. И.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1976. Т. 40. С. 742—747.
99. Борисов В. С., Бышева Г. К., Гольдин Л. Л. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 9. С. 667—671.
100. Kukulin V. I., Krasnopol'sky V. M., Voronchev V. T., Sazonov P. B.//Nucl. Phys. A. 1984. Vol. 417. P. 128—156.