

УДК 539.17.01; 539.172.12; 539.17.016

## УПРУГОЕ $pd$ -РАССЕЯНИЕ НАЗАД ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

Ю.Н.Узиков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна  
Казахский государственный университет им.Аль-Фараби, Алма-Ата, Казахстан

ВВЕДЕНИЕ	1405
О РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ДИНАМИКЕ СОСТАВНЫХ СИСТЕМ	1408
СПИНОВАЯ СТРУКТУРА АМПЛИТУДЫ ПРОЦЕССА $1/2 + 1 \rightarrow 1/2 + 1$	1412
АНАЛИЗ РЕАКЦИИ $pp \rightarrow pn\pi^+$ ПРИ ЭНЕРГИИ 800 МэВ	1416
$\Delta$ -резонансная область процесса $pd \rightarrow dp$ .	1416
Амплитуда $NN \rightarrow N\Delta$ .	1419
Амплитуда процесса $pp \rightarrow pn\pi^+$ .	1422
Результаты расчетов сечения реакции $pp \rightarrow pn\pi^+$ .	1422
МОДЕЛЬ $ON+\Delta+OP$ ПРОЦЕССА $pd \rightarrow dp$	1424
Обмен нейтроном.	1424
Двукратное $pN$ -рассеяние с возбуждением $\Delta$ -изобары.	1425
Однократное $pN$ -рассеяние.	1427
Результаты численных расчетов и обсуждение.	1428
О роли механизма трехбарионных резонансов.	1434
ОБМЕН $N^*$ -ИЗОБАРАМИ И РОЛЬ ПЕРЕРАССЕЯНИЙ	1436
Механизм ОБО в релятивистской динамике.	1436
Учет перерассеяний в начальном и конечном состояниях.	1438
Спиновая структура амплитуды ОБО.	1441
Численные результаты.	1443
ВКЛАД КВАЗИРЕЗОНАНСНОГО $\eta-^3\text{He}$ -СОСТОЯНИЯ В УПРУГОЕ $pd$ -РАССЕЯНИЕ НАЗАД	1450
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1451
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1453

## УПРУГОЕ $pd$ -РАССЕЯНИЕ НАЗАД ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

Ю.Н.Узиков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Казахский государственный университет им.Аль-Фараби, Алма-Ата, Казахстан

Рассмотрены теоретические подходы к описанию упругого  $pd$ -рассеяния назад при энергиях  $0,5 \div 2$  ГэВ. Наряду с механизмами обмена нейтроном и однократного  $pN$ -рассеяния исследована роль механизма обмена  $N^*$ -изобарами на основе шестикварковой модели для  $dNN^*$ -вершин. Релятивистские эффекты учитываются на основе гамильтоновской динамики систем с фиксированным числом частиц. Показана важная роль глауберовских перерассеяний в начальном и конечном состояниях при рассмотрении механизма передачи нейтрона. Особое внимание уделено механизму возбуждения  $\Delta$ -изобары, который, несмотря на большую передачу импульса, довольно слабо чувствителен к высокоимпульсным компонентам волновой функции дейтрона и является доминирующим при энергиях налетающих протонов  $T_p = 0,5 \div 1$  ГэВ. Для определения параметров амплитуд перехода  $NN \rightleftharpoons N\Delta$ , необходимых при вычислении вклада  $\Delta$ -изобары в процессе  $pd \rightarrow dp$ , исследована реакция  $pp \rightarrow pn\pi^+$  в  $\Delta$ -резонансной области. Показана очень высокая чувствительность амплитуды  $\Delta$ -резонансного механизма процесса  $pd \rightarrow dp$  к параметрам вершинных формфакторов  $\pi NN$ ,  $\pi N\Delta$ ,  $\rho NN$  и  $\rho N\Delta$ . Кратко обсуждается роль более экзотических механизмов.

Theoretical approaches for backward elastic  $pd$  scattering at energies 0.5-2 GeV are discussed. In addition to the mechanisms of neutron exchange and single  $pN$ -scattering the role of mechanism of  $N^*$ -isobars exchanges is investigated on the basis of 6-quark model for the  $dNN^*$ -vertices. Relativistic effects are taken into account in the framework of Hamiltonian dynamics of systems with fixed number of particles. An important role of Glauber rescatterings in the initial and final states are shown for the mechanism of neutron exchange. A special attention is paid to the mechanism of  $\Delta$ -isobar excitation which is rather weak sensitive to the high momentum components of deuteron wave function in spite of high momentum transfer and dominates at energies of incident protons of  $T_p = 0.5 - 1$  GeV. The reaction  $pp \rightarrow pn\pi^+$  is investigated in the  $\Delta$ -resonance region in order to determine the parameters of amplitudes  $NN \rightleftharpoons N\Delta$ , which enter the amplitude of  $\Delta$ -isobar excitation mechanism of the  $pd \rightarrow dp$  process. A very high sensitivity of the amplitude of the  $\Delta$ -resonance mechanism of the  $pd \rightarrow dp$  process to the parameters of formfactors in the vertices  $\pi NN$ ,  $\pi N\Delta$ ,  $\rho NN$  and  $\rho N\Delta$  is demonstrated. Some exotic mechanisms are briefly discussed.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к исследованию упругого  $pd$ -рассеяния назад при энергиях  $\sim 1-2$  ГэВ не ослабевает в течение последних 30 лет как в теории [1-15], так и в эксперименте [16-23] главным образом потому, что это один из простейших процессов, в котором за счет большой передачи импульса может содержаться информация о свойствах  $NN$ -взаимодействия в области перекрытия ну-клонов. В этом процессе дейтрон воспринимает как целое большую передачу

импульса и энергии, которая в сотни раз превышает его энергию связи. Значительный интерес вызывает вопрос о том, в какой мере это свойство дейтрона связано с б-кварковой и релятивистской структурой его волновой функции. Важную информацию для установления механизма упругого  $pd$ -рассеяния назад,  $pd \rightarrow dp$ , даст измерение соответствующего полного набора независимых поляризационных наблюдаемых в коллинеарной кинематике, планируемое в ОИЯИ [22].

Активное исследование в течение последних десятилетий упругого  $pd$ -рассеяния назад принесло ряд интересных идей в физику промежуточных энергий – существование нуклонных изобар  $N^*$  в ядрах [1], трехбарийные резонансы [8], выявило важную роль виртуальных пионов [2, 3], поставило вопрос о динамике цвета в этом процессе [10]. Однако результаты проведенных исследований не дали убедительных доказательств того, что наиболее чувствительные к высокоимпульсным компонентам волновой функции дейтрона механизмы – обмен нуклоном (ОН) и однократное рассеяние (ОР) – играют основную роль в процессе  $pd \rightarrow dp$  при энергиях  $T_p \geq 0,5$  ГэВ. Известные в литературе утверждения о доминировании механизма ОР [7] или ОН [11] сделаны при довольно искусственных предположениях об упругом формфакторе при больших передачах импульса  $Q \geq 2$  ГэВ/с или высокоимпульсных компонентах его волновой функции соответственно. Напротив, при использовании более обоснованных, так называемых реалистических волновых функций дейтрона, согласно расчетам [4], механизм ОН испытывает подавление за счет искажений в начальном и конечном состояниях и в результате явно недооценивает абсолютную величину наблюдаемого сечения в интервале энергий  $\sim 0,5 \div 2$  ГэВ. Более того, прогресс в поляризационных измерениях [19, 21] выявил резкое противоречие между предсказаниями механизма ОН и экспериментальными данными для тензорной поляризации  $T_{20}$ . Расчеты [9], выполненные в рамках полностью ковариантного формализма Бете–Солпитера для полюсного механизма ОН, не привели к улучшению согласия с экспериментом. С другой стороны, выяснилось, что при определенных энергиях большая передача импульса может осуществляться посредством механизмов, не требующих существенного участия высокоимпульсных компонент волновой функции ядра. Одним из таких механизмов является двукратное  $pN$ -рассеяние с возбуждением  $\Delta$ -изобары в процессе  $pd \rightarrow dp$ , доминирующее в области начальных энергий  $0,5 \div 1,0$  ГэВ. В рамках  $\Delta$ -резонансного механизма удастся получить качественное объяснение наблюдаемой абсолютной величины сечения при  $T_p = 0,5 \div 1$  ГэВ [12, 13], а согласно [12] — и тензорной поляризации  $T_{20}$ . При  $T_p \geq 1$  ГэВ аналогичную роль может играть возбуждение более тяжелых нуклонных изобар  $N^*$ .

Тем не менее в настоящее время нельзя утверждать, что вопрос о роли и тем более абсолютной величине вклада механизма ОН в процес-

се  $pd \rightarrow dp$  решен окончательно. Во-первых, не существует однозначной модельно-независимой информации о высокоимпульсных компонентах волновой функции дейтрона в  $pn$ -секторе. Во-вторых, расхождение с экспериментом по  $T_{20}$  во всех предыдущих расчетах в рамках механизма ОН было получено: а) без учета взаимодействия в начальном и конечном состояниях и б) без учета обмена  $N^*$ -изобарами, из которых наиболее важным для согласования с экспериментом по  $T_{20}$  ожидается вклад  $P$ -волны в вершине  $dNN^*$ . На важную роль этих эффектов недавно указано в работе [24], согласно которой экспериментальные данные как по дифференциальному сечению, так и по  $T_{20}$  в инклюзивной реакции  $d + A \rightarrow p(0^\circ) + X$  [25] удастся описать на основе механизма ОН при использовании реалистических волновых функций дейтрона, если учесть вклад обмена нуклонными изобарами  $N^*$  и перерасеяния в начальном и конечном состояниях. Принимая во внимание нетривиальную корреляцию (см., например, [26]), наблюдаемую между экспериментальными данными по дезинтеграции дейтрона  $d + A \rightarrow p(0^\circ) + X$  [25], с одной стороны, и упругим  $pd$ -рассеянием назад — с другой, есть основания предполагать, что аналогичный результат может быть получен в отношении роли механизма обмена нейтроном и  $N^*$ -изобарами в процессе  $pd \rightarrow dp$ . В-третьих, следует подчеркнуть, что вывод работы [4] о депрессивной роли искажений в процессе  $pd \rightarrow dp$  был получен в рамках довольно формального метода, без качественного пояснения полученных результатов. Этот метод не был применен к рассеянию протонов назад на более сложных ядрах.

Позднее роль перерасеяний в процессе  $pd \rightarrow dp$  исследовалась в эйкональном приближении в работе [7], однако при этом была использована чисто нерелятивистская трактовка механизма ОН, что существенно занижает его вклад. Как было показано недавно [27], глауберовские перерасеяния играют очень важную роль в упругом  $p^3\text{He}$ -рассеянии назад в рамках механизма обмена  $np$ -парой. Найдено, что перерасеяния приводят к значительному (в  $\sim 30 - 40$  раз) подавлению абсолютной величины сечения  $p^3\text{He}$ -рассеяния на угол  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$ . В результате без привлечения свободных параметров было получено удовлетворительное описание абсолютной величины сечения в интервале энергий  $T_p = 0,9 \div 1,7$  ГэВ и одновременно формы углового распределения. Естественный интерес вызывает применение этого же метода к описанию упругого  $pd$ -рассеяния назад в рамках механизма ОН, выполненное недавно в работе [28]. Наряду с обменом нейтроном в [28] рассмотрены обмены  $N^*$ -изобарами в рамках той же модели для  $dNN^*$ -вершин, что и в работе [24] и, кроме того, учтены перерасеяния в начальном и конечном состояниях на основе метода [27]. Существенные уточнения относительно применения  $6q$ -модели к процессу  $pd \rightarrow dp$  сделаны в работе [29].

В настоящем обзоре при рассмотрении результатов, полученных в последние годы при теоретическом анализе процесса  $pd \rightarrow dp$ , внимание в равной мере уделяется как механизмам, чувствительным к высокоимпульсным

компонентам волновой функций дейтрона, так и механизмам, мешающим извлечению этой информации, а также их интерференции.

## 2. О РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ДИНАМИКЕ СОСТАВНЫХ СИСТЕМ

В процессах с участием связанных систем  $\{\alpha\beta\}$ , где  $\alpha$  и  $\beta$  — два конституента с массами  $m_\alpha$  и  $m_\beta$ , а  $\{\alpha\beta\}$  — их связанное состояние с массой  $M_{\{\alpha\beta\}}$ , при этом  $M_{\{\alpha\beta\}} < m_\alpha + m_\beta$ , эффекты релятивистской динамики становятся существенными при импульсах конституента, сравнимых с его массой покоя:  $|\mathbf{q}_\alpha| \sim m_\alpha$ ,  $|\mathbf{q}_\beta| \sim m_\beta$ . Это утверждение вполне очевидно с точки зрения кинематического соотношения между массой, импульсом и полной энергией частицы  $E = \sqrt{m^2 + \mathbf{q}^2}$ , однако глубокая природа обсуждаемых релятивистских эффектов является динамической, т.е. связана с взаимодействием, при ненулевых (пусть даже сколь угодно малых) значениях энергии связи  $\varepsilon = m_\alpha + m_\beta - M_{\{\alpha\beta\}}$ . При энергии связи, сравнимой с массой покоя конституента, как, например, в амплитудах перехода  $d \rightarrow \Delta + \Delta$ ,  $d \rightarrow N + N^*$ , релятивистские эффекты необходимо учитывать даже при нулевых значениях импульсов конституентов  $\mathbf{q}_\alpha \sim 0$ . Это обстоятельство менее известно в литературе (см. [30]), но оно также связано с релятивистским по своей сути происхождением энергии связи  $\varepsilon = m_\alpha + m_\beta - M_{\{\alpha\beta\}} \neq 0$ .

В настоящее время нет однозначного метода учета релятивистских эффектов при расчетах процессов с участием связанных адронных систем. Различные подходы дают разные ответы, которые совпадают только в нерелятивистском пределе. Широко распространенный в литературе (см. работу [31] и ссылки в ней) релятивистский подход, основанный на переходе в систему бесконечного импульса — нековариантная динамика светового фронта — при промежуточных энергиях приводит к явному нарушению ротационной инвариантности и поэтому не используется здесь. Более последовательный подход — ковариантная динамика светового фронта, — успешно развивается в работах [32] применительно к задачам об электромагнитном взаимодействии частиц с дейтроном. Этот подход пока еще не удается практически использовать при описании процессов адрон-дейтронного взаимодействия. Недавно достигнут существенный прогресс в разработке методов численного решения уравнения Бете–Солпитера в пространстве Минковского для  $NN$ -потенциалов однобозонного обмена в лестничном приближении [33]– [35]. Однако последовательное применение этого подхода возможно только в релятивистской задаче двух тел, но не в трехчастичной задаче, как, например, при учете трехчастичных сил  $N - \Delta - N$  в  $pd$ -взаимодействии. Поэтому здесь для учета релятивистских эффектов используется релятивистская квантовая механика (РКМ) систем с фиксированным числом частиц [36], сформулированная на основе построения полной системы генераторов Пуанкаре.

Обычно принято считать, что учет релятивизма с необходимостью приводит к квантовой теории поля, то есть к учету бесконечного числа степеней свободы, и поэтому невозможно отделить вклад релятивистских эффектов от вклада мезонных и кварковых степеней свободы. Однако существуют аргументы, что по крайней мере в приближении  $(v/c)^2$  модель с фиксированным числом частиц является хорошим приближением для малонуклонных систем [37]. Примером является квантовая электродинамика, являющаяся потенциальной теорией в приближении  $(v/c)^2$  [37]. Кроме того, убедительным доводом в пользу приближения "фиксированное число частиц" является тот факт, что фазы  $NN$ -рассеяния являются упругими в низших парциальных волнах вплоть до энергий 1–1,5 ГэВ, то есть существенно выше порога образования  $\pi$ -мезона. В РКМ уравнение для собственных значений и собственных функций массового оператора системы двух тел с равными массами совпадает по форме с уравнением Шредингера [38]. Поэтому, несмотря на ограничение сектором с фиксированным числом частиц, что является приближением, в этом подходе существует возможность использовать вполне самосогласованным образом богатую феноменологическую информацию о потенциале  $NN$ -взаимодействия, накопленную в рамках шредингеровского формализма.

С формально математической точки зрения основные проблемы релятивистского описания составных (взаимодействующих) систем обусловлены более сложной структурой генераторов группы Пуанкаре по сравнению с группой Галилея. Проблема включения (сложения) взаимодействия является центральной в РКМ, тесно связанной с вопросом о разделении движений на внешние и внутренние. В РКМ показано, что при включении взаимодействия только в массовый оператор внутреннее движение отделяется от движения центра масс без нарушения коммутационных соотношений между генераторами группы Пуанкаре, то есть при сохранении релятивистской инвариантности. Массовый оператор для системы трех тел в РКМ впервые был построен в работе [36] на основе динамики светового фронта, а в дальнейшем и в других формах динамики [39] на основе метода пакующих операторов Соколова [40]. На основе этого результата построена теория рассеяния и доказана релятивистская инвариантность  $S$ -матрицы, что позволяет проводить расчеты в любой системе отсчета. Наиболее просто задача рассеяния выглядит в с.ц.м., при этом достаточно следить только за внутренним движением в системе.

Из множества (унитарно эквивалентных [41]) форм релятивистской динамики, то есть способов разделения 10 генераторов Пуанкаре на гамильтонианы и кинематические генераторы [42], наиболее естественной с точки зрения опыта, накопленного при нерелятивистском способе описания, является мгновенная форма динамики. Каждой форме динамики соответствует определенная гиперповерхность в пространстве Минковского, на которой задается вектор состояния и которая инвариантна под действием кинематических генераторов, но меняется под действием гамильтонианов. В мгновенной форме

динамики состояние задается на гиперповерхности  $t = \text{const}$  в пространстве Минковского, в соответствии с этим кинематическими генераторами являются операторы пространственных сдвигов  $\hat{\mathbf{P}}$  и поворотов  $\hat{\mathbf{J}}$ , а генераторы лоренц-бустов  $\hat{\mathbf{N}}$  и трансляций во времени  $\hat{H}$  содержат взаимодействие. Волновая функция связанного состояния  $\{\alpha\beta\}$  двух частиц является проекцией вектора состояния этой системы на состояния свободных частиц  $\alpha$  и  $\beta$  с 3-импульсами  $\mathbf{p}_\alpha$  и  $\mathbf{p}_\beta$  соответственно, находящихся на массовой (но вне-энергетической) поверхности, т.е.  $p_\alpha^2 = m_\alpha^2$ ,  $p_\beta^2 = m_\beta^2$ ,  $P_{\{\alpha\beta\}}^2 = M_{\{\alpha\beta\}}^2$ , где  $m_i$  — масса  $i$ -й частицы,  $p_i$  — ее 4-импульс. Волновая функция движущейся связанной системы двух частиц с полным импульсом  $\mathbf{P}_{\alpha\beta}$  в мгновенной форме динамики имеет вид

$$\begin{aligned} & \langle \mathbf{p}_\alpha \mathbf{p}_\beta | \mathbf{P}_{\{\alpha\beta\}} \Psi_{\{\alpha\beta\}} \rangle = \\ & = (2\pi)^3 2\sqrt{E_{\{\alpha\beta\}}(E_\alpha + E_\beta)} \delta^{(3)}(\mathbf{p}_\alpha + \mathbf{p}_\beta - \mathbf{P}_{\alpha\beta}) \Psi_{\{\alpha\beta\}}(\mathbf{q}_{\alpha\beta}). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $E_\alpha = \sqrt{\mathbf{p}_\alpha^2 + m_\alpha^2}$ ,  $E_\beta = \sqrt{\mathbf{p}_\beta^2 + m_\beta^2}$ ,  $E_{\{\alpha\beta\}} = \sqrt{\mathbf{P}_{\alpha\beta}^2 + M_{\{\alpha\beta\}}^2}$ . Эта волновая функция является собственной функцией оператора полного 4-импульса ( $\hat{P} = \hat{E}, \hat{\mathbf{P}}$ ), квадрата полного углового момента  $\hat{\mathbf{J}}^2$  и его проекции  $\hat{J}_z$ ; внутренняя волновая функция  $\Psi_{\{\alpha\beta\}}(\mathbf{q}_{\alpha\beta})$  в выражении (1) является собственной функцией квадрата массового оператора  $\hat{M}^2$ , квадрата углового момента и его проекции. Разделение переменных ц.м.  $\mathbf{P}_{\alpha\beta}$  и внутреннего движения  $\mathbf{q}_{\alpha\beta}$  в (1) следует непосредственно из структуры генераторов представления группы Пуанкаре, при этом относительный импульс  $\mathbf{q}_{\alpha\beta}$  имеет вид

$$\mathbf{q}_{\alpha\beta} = \frac{(\varepsilon_\beta + E_\beta)\mathbf{p}_\alpha - (\varepsilon_\alpha + E_\alpha)\mathbf{p}_\beta}{\varepsilon_\alpha + E_\alpha + \varepsilon_\beta + E_\beta}, \quad (2)$$

где  $\varepsilon_\alpha = \sqrt{\mathbf{q}_{\alpha\beta}^2 + m_\alpha^2}$ ,  $\varepsilon_\beta = \sqrt{\mathbf{q}_{\alpha\beta}^2 + m_\beta^2}$ . В точечной и фронтальной формах соответствующие переменные также разделяются. Однако важно иметь в виду, что разделение переменных не является ковариантным. Согласно [36] при вычислении матричных элементов перехода для процессов столкновения свободной частицы  $\gamma$  со связанным состоянием  $\{\alpha\beta\}$  внутренняя волновая функция связанного состояния может быть представлена в виде (1) с аргументом (2) только в с.ц.м.  $\gamma + \{\alpha\beta\}$  (в этой же ИСО в [36] построены и операторы соответствующих переходов). При переходе в любую другую ИСО уравнение гиперповерхности ( $t = \text{const}$ ), на которой задано состояние, меняет вид и, следовательно, изменяется форма динамики, в которой описывается то же самое физическое состояние. В частности, при переходе в другую систему отсчета не выполняется сохранение 3-импульса в вершине  $\{\alpha\beta\} \rightarrow \alpha + \beta$ , которое выражается  $\delta$ -функцией в формуле (1).

В ковариантном подходе В.А.Карманова [32] волновая функция системы строится так, что явным образом указывается форма динамики (фактически речь идет о различных ориентациях плоскости  $\omega x = \omega_0 ct - \boldsymbol{\omega} \mathbf{x} = 0$ , где  $\omega^2 = 0$ ,  $\boldsymbol{\omega} = (\omega_0, \boldsymbol{\omega})$ ):  $\Psi(\mathbf{n}, \mathbf{q})$ , где единичный вектор  $\mathbf{n} = \boldsymbol{\omega}/|\boldsymbol{\omega}|$  является индексом формы динамики. Зависимость от  $\mathbf{n}$  – динамическая, то есть определяется видом взаимодействия и может быть найдена только из решения соответствующих динамических уравнений. Наличие дополнительного векторного аргумента в волновой функции приводит к увеличению числа ее компонент: вместо двух компонент в нерелятивистском случае, в ковариантном подходе [32] имеется 6 компонент, в формализме Бете–Солпитера – 8 компонент. С точки зрения формализма Бете–Солпитера экстракомпоненты связаны с вкладом  $N\bar{N}$ -состояний в дейтроне. С эстетической точки зрения ковариантный подход является более привлекательным, однако при его практическом применении возникает нетривиальная проблема избавления от нефизической зависимости наблюдаемых от вектора  $\mathbf{n}$ , что на практике является следствием приближенного характера вычислений. В полном расчете подобная зависимость должна исчезнуть естественным образом. В настоящее время эту проблему удалось успешно решить только в случае упругого  $ed$ -рассеяния [43] и электродезинтеграции дейтрона вблизи порога  $d(e, e')pn$  [44].

Сопоставление ковариантного и нековариантного подходов можно провести на примере вычисления электромагнитного формфактора дейтрона. При расчетах электромагнитного формфактора связанной системы обычно используется приближение свободного тока. В этом приближении оператор электромагнитного тока связанной системы, как 4-вектор, не имеет правильных трансформационных свойств по отношению к действию операций группы Пуанкаре. При этом как в ковариантном [32], так и в нековариантном подходах получаемый ответ заведомо является приближенным. Так, ковариантный подход в импульсном приближении выявляет 8 лишних (нефизических) формфакторов, связанных с дополнительной тензорной структурой амплитуды перехода, обусловленной наличием 4-вектора  $\boldsymbol{\omega}$ . Ковариантная формулировка дает интересную возможность выйти за рамки импульсного приближения без каких-либо дополнительных вычислений, а именно физическое требование независимости наблюдаемых величин от ориентации гиперповерхности состояний (т.е. вектора  $\boldsymbol{\omega}$ ) дает основание отбросить ”руками” нефизические формфакторы и тем самым эффективно учесть более сложные, чем треугольная, диаграммы\*. В нековариантном подходе ответ, получаемый в рамках импульсного приближения для тока (обычно это ДСФ с компонентой тока  $J^+$ ), явным образом не удовлетворяет вращательной инвариантности, и с

---

\*Однако в настоящее время нет доказательства того, что эту процедуру следует рассматривать как точный метод построения электромагнитного тока.



точки зрения ковариантного подхода включает вклад нефизических формфакторов. Однако необходимо подчеркнуть, что если найден способ построения правильного оператора электромагнитного тока взаимодействующей системы (один из вариантов решения дает импульсное приближение в точечной форме динамики [45]), то в нековариантном подходе РКМ для получения точного (то есть релятивистски-инвариантного) ответа для физических наблюдаемых в принципе достаточно выбрать только одну конкретную форму динамики и одну ИСО.

В заключение этого краткого экскурса в проблему релятивистских составных систем следует подчеркнуть, что все достаточно разработанные релятивистские подходы, кроме работ по РКМ [36–38, 45], имеют дело только с двухчастичным релятивистским связанным состоянием, в то время как в  $pd$ -столкновении фактически необходимо решать релятивистскую задачу трех тел. Это один из основных аргументов в пользу применения именно подхода РКМ. Кроме того, подходы, учитывающие вклад  $N\bar{N}$ -компонент в волновую функцию дейтрона, в настоящее время еще не настолько развиты, чтобы описывать экспериментальные данные о фазах  $NN$ -рассеяния, то есть согласовывать свойства связанного состояния с характеристиками состояний рассеяния. В некоторых работах (см., например, [46]) экстракомпоненты записываются чисто феноменологически из соображений релятивистской ковариантности, без обсуждения проблемы построения релятивистского  $NN$ -потенциала и решения соответствующих уравнений для волновой функции. В то же время в РКМ свойства связанных состояний согласованы на динамической основе со свойствами состояний рассеяния.

### 3. СПИНОВАЯ СТРУКТУРА АМПЛИТУДЫ ПРОЦЕССА

$$1/2 + 1 \rightarrow 1/2 + 1$$

Здесь приводится формализм, основанный на разложении матричного элемента реакции по инвариантным амплитудам. В силу своей универсальности этот формализм является очень эффективным средством при вычислении как усредненных по спинам дифференциальных сечений, так и поляризационных характеристик.

Матричный элемент процесса  $1/2 + 1 \rightarrow 1/2 + 1$  можно представить в виде

$$\langle N'\mu', \lambda'd' | T | N\mu, \lambda d \rangle = \varphi_{\mu'}^+ e_{\beta}^{(\lambda')*} e_{\alpha}^{(\lambda)} T_{\beta\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \boldsymbol{\sigma}) \varphi_{\mu}, \quad (3)$$

где  $\varphi_{\mu}$  ( $\varphi_{\mu'}$ ) – паулиевский спинор начального (конечного) протона в состоянии с проекцией спина  $\mu$  ( $\mu'$ ),  $e_{\alpha}^{(\lambda)}$  ( $e_{\beta}^{(\lambda')}$ ) – вектор поляризации начального  $d$  (конечного  $d'$ ) дейтрона в состоянии с проекцией спина  $\lambda$  ( $\lambda'$ );  $\beta, \alpha = x, y, z$ . В силу вращательной инвариантности оператор  $T_{\beta\alpha} = T_{\beta\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \boldsymbol{\sigma})$  является

тензором 2-го ранга. Этот оператор можно представить в виде тензорного произведения двух векторов  $T_\beta(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \boldsymbol{\sigma})$  и  $T_\alpha(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \boldsymbol{\sigma})$ , каждый из которых, в свою очередь, может быть представлен в виде разложения

$$\mathbf{T} = A(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \boldsymbol{\sigma})\mathbf{n} + B(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \boldsymbol{\sigma})\mathbf{l} + C(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \boldsymbol{\sigma})\mathbf{m}. \quad (4)$$

Здесь  $\mathbf{k}(\mathbf{k}')$  – относительный импульс в начальном (конечном) состоянии рассматриваемого процесса;  $\boldsymbol{\sigma}$  – матрицы Паули;

$$\mathbf{n} = [\mathbf{k} \times \mathbf{k}'] / |[\mathbf{k} \times \mathbf{k}']|, \quad \mathbf{m} = (\mathbf{k} - \mathbf{k}') / |\mathbf{k} - \mathbf{k}'|,$$

$$\mathbf{l} = (\mathbf{k} + \mathbf{k}') / |\mathbf{k} + \mathbf{k}'|.$$

В результате имеем

$$\begin{aligned} T_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \boldsymbol{\sigma}) = & A_{11}n_\alpha n_\beta + A_{12}n_\alpha l_\beta + A_{13}n_\alpha m_\beta + \\ & + A_{21}l_\alpha n_\beta + A_{22}l_\alpha l_\beta + A_{23}l_\alpha m_\beta + \\ & + A_{31}m_\alpha n_\beta + A_{32}m_\alpha l_\beta + A_{33}m_\alpha m_\beta, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $A_{ij}$  – скаляры относительно  $R_3$ :

$$A_{ij} = a_{ij} + b_{ij}\mathbf{n}\boldsymbol{\sigma} + c_{ij}\mathbf{l}\boldsymbol{\sigma} + d_{ij}\mathbf{m}\boldsymbol{\sigma}, \quad (6)$$

$a_{ij}$ ,  $b_{ij}$ ,  $c_{ij}$ ,  $d_{ij}$  – скалярные функции от  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}'$ . 36 комплексных чисел в формуле (5) соответствуют  $2 \times 3 \times 2 \times 3 = 36$  спиновым амплитудам рассматриваемого процесса.  $P$ -инвариантность матричного элемента (3) сводится к инвариантности свертки тензоров  $e_\beta^{(\lambda)} e_\alpha^{(\lambda')} T_{\beta\alpha}$  относительно операции  $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$ , что приводит к соотношению

$$T_{\alpha\beta}(-\mathbf{k}, -\mathbf{k}', \boldsymbol{\sigma}) = T_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \boldsymbol{\sigma}). \quad (7)$$

Учитывая свойства векторов  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{k}'$ ,  $\boldsymbol{\sigma}$  по отношению к инверсии координат, из (5)–(7) находим

$$\begin{aligned} T_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \boldsymbol{\sigma}) = & (a_{11} + b_{11}\mathbf{n}\boldsymbol{\sigma})n_\alpha n_\beta + \\ & + (c_{12}\mathbf{l}\boldsymbol{\sigma} + d_{12}\mathbf{m}\boldsymbol{\sigma})n_\alpha l_\beta + (c_{13}\mathbf{l}\boldsymbol{\sigma} + d_{13}\mathbf{m}\boldsymbol{\sigma})n_\alpha m_\beta + \\ & + (c_{21}\mathbf{l}\boldsymbol{\sigma} + d_{21}\mathbf{m}\boldsymbol{\sigma})l_\alpha n_\beta + \\ & + (a_{22} + b_{22}\mathbf{n}\boldsymbol{\sigma})l_\alpha l_\beta + (a_{23} + b_{23}\mathbf{n}\boldsymbol{\sigma})l_\alpha m_\beta + \\ & + (c_{31}\mathbf{l}\boldsymbol{\sigma} + d_{31}\mathbf{m}\boldsymbol{\sigma})m_\alpha n_\beta + (a_{32} + b_{32}\mathbf{n}\boldsymbol{\sigma})m_\alpha l_\beta + (a_{33} + b_{33}\mathbf{n}\boldsymbol{\sigma})m_\alpha m_\beta. \end{aligned} \quad (8)$$

В случае упругого рассеяния ( $d = d'$ ,  $N = N'$ )  $T$ -инвариантность налагает дополнительные ограничения на число независимых инвариантных амплитуд. Формулы для этого случая были получены в работе [8]. Здесь мы приводим

соответствующие формулы для полноты изложения. При операции обращения времени  $t \rightarrow -t$  имеем

$$\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}', \mathbf{k}' \rightarrow -\mathbf{k}, \mathbf{n} \rightarrow -\mathbf{n}, \mathbf{l} \rightarrow -\mathbf{l}, \mathbf{m} \rightarrow \mathbf{m}, \boldsymbol{\sigma} \rightarrow -\boldsymbol{\sigma},$$

при этом начальное и конечное состояния меняются местами. В результате инвариантность амплитуды упругого рассеяния относительно обращения времени сводится к соотношению

$$T_{\beta\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \boldsymbol{\sigma}) = T_{\alpha\beta}(-\mathbf{k}', -\mathbf{k}, -\boldsymbol{\sigma}). \quad (9)$$

Из равенства (9) следует, что на коэффициенты разложения (8) налагаются дополнительные соотношения

$$\begin{aligned} c_{12} &= c_{21}, \quad d_{12} = -d_{21}, \quad c_{13} = -c_{31}, \\ d_{13} &= d_{31}, \quad a_{23} = -a_{32}, \quad b_{23} = -b_{32}. \end{aligned} \quad (10)$$

Таким образом, шесть дополнительных соотношений (10) в случае упругого рассеяния типа  $\mathbf{1}/2 + \mathbf{1} \rightarrow \mathbf{1}/2 + \mathbf{1}$  означают, что из 18 амплитуд в (8) независимыми являются только 12 инвариантных амплитуд. Выберем систему координат так, что  $OZ \uparrow\uparrow \mathbf{l}, OY \uparrow\uparrow \mathbf{n}, OX \uparrow\uparrow \mathbf{m}$ . При этом  $n_y = l_z = m_x = 1$  (остальные компоненты ортов равны нулю), в результате из (8) с учетом (10) находим

$$\begin{aligned} T_{xx} &= M_1 + M_2\sigma_y, \quad T_{xy} = M_7\sigma_z + M_8\sigma_x, \quad T_{xz} = M_9 + M_{10}\sigma_y, \\ T_{yx} &= -M_7\sigma_z + M_8\sigma_x, \quad T_{yy} = M_3 + M_4\sigma_y, \quad T_{yz} = M_{11}\sigma_x + M_{12}\sigma_z, \\ T_{zx} &= -M_9 - M_{10}\sigma_y, \quad T_{zy} = -M_{11}\sigma_x + M_{12}\sigma_z, \quad T_{zz} = M_5 + M_6\sigma_y. \end{aligned} \quad (11)$$

Все наблюдаемые величины можно легко выразить через инвариантные амплитуды  $M_1, \dots, M_{12}$ . Сечение процесса с неполяризованными частицами имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 s} \frac{1}{3} B, \quad (12)$$

где  $s = (p_p + p_d)^2$  — квадрат инвариантной массы системы  $p + d$ ,

$$B = \sum_{i=1}^{i=6} |M_i|^2 + 2 \sum_{i=7}^{i=12} |M_i|^2. \quad (13)$$

Поляризация вторичного протона  $\langle \sigma_i \rangle$ , тензорная и векторная поляризации конечного дейтрона  $P_i$  и  $P_{ij}$  определяются согласно соотношениям

$$\langle \sigma_i \rangle = \frac{1}{2} \text{Sp} (\rho^p \sigma_i), \quad P_i = \text{Sp} (\rho^d S_i), \quad P_{ij} = \text{Sp} (\rho^d S_{ij}), \quad (14)$$

где  $\rho^p$  и  $\rho^d$  – поляризационные матрицы плотности конечного протона и дейтрона,  $\mathbf{S}$  — вектор спина дейтрона,  $S_{ij} = (S_i S_j + S_j S_i) - 4/3\delta_{ij}$ . В случае неполяризованных начальных частиц величины  $\langle \sigma \rangle$ ,  $P_i$ ,  $P_{ij}$  могут быть выражены через инвариантные амплитуды процесса  $pd \rightarrow dp$  следующим образом:

$$\begin{aligned}
 \langle \sigma_x \rangle &= \langle \sigma_y \rangle = 0, \\
 \langle \sigma_y \rangle &= B^{-1} 2 \operatorname{Re} (M_1^* M_2 + M_3^* M_4 + M_5^* M_6 + 2M_9^* M_{10}), \\
 P_x &= P_z = P_{xy} = P_{yz} = 0, \\
 P_y &= 2B^{-1} \operatorname{Im} [M_9^* (M_1 + M_5) + M_{10}^* (M_2 + M_6) + M_7 M_{12} + \\
 &\quad + M_{11}^* M_8], \\
 P_{xx} &= 1 - 3B^{-1} (|M_1|^2 + |M_2|^2 + |M_7|^2 + |M_8|^2 + |M_9|^2 + |M_{10}|^2), \\
 P_{zz} &= \sqrt{2} T_{20} = 1 - 3B^{-1} (|M_5|^2 + |M_6|^2 + |M_9|^2 + |M_{10}|^2 + \\
 &\quad + |M_{11}|^2 + |M_{12}|^2), \\
 P_{yy} &= -P_{xx} - P_{zz}, \\
 P_{xz} &= -3B^{-1} \operatorname{Re} [M_9^* (M_1 - M_5) + M_{10}^* (M_2 - M_6) + \\
 &\quad + M_{11}^* M_8 - M_7^* M_{12}]. \tag{15}
 \end{aligned}$$

Выражения для полного набора независимых спиновых наблюдаемых в случае поляризованных начальных и конечных частиц в процессе типа  $\frac{1}{2} + 1 \rightarrow \frac{1}{2} + 1$  при ограничении коллинеарной кинематикой получены в работах [22, 47]. Поляризационные наблюдаемые в коллинеарной кинематике процесса  $d + p \rightarrow p + d$  рассматривались также в [14]. Численные расчеты коэффициентов передачи векторной и тензорной поляризации на основе механизма релятивистского однонуклонного обмена для процесса  $d + p \rightarrow p + d$  выполнены в [48]. В работах [14, 22, 47] использована иная по форме феноменологическая спиновая структура амплитуды, чем в [8]. Проведем сравнение феноменологии (11) в случае коллинеарной кинематики с соответствующими выражениями из работы [14]. В [14] используется следующее  $P$ - и  $T$ -инвариантное выражение для амплитуды процесса  $pd \rightarrow dp$  при  $\mathbf{k} \parallel OZ$ ,  $\mathbf{k}' \parallel OZ$ :

$$\begin{aligned}
 e_\beta^*(2) F_{\alpha\beta} e_\alpha(1) &= g_1 [\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2^* - (\mathbf{m} \mathbf{e}_1)(\mathbf{m} \mathbf{e}_2^*)] + g_2 (\mathbf{m} \mathbf{e}_1)(\mathbf{m} \mathbf{e}_2^*) + \\
 &\quad + i g_3 \{ \boldsymbol{\sigma} [\mathbf{e}_1 \times \mathbf{e}_2^*] - (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{m})(\mathbf{m} \cdot [\mathbf{e}_1 \times \mathbf{e}_2^*]) \} + i g_4 (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{m})(\mathbf{m} \cdot [\mathbf{e}_1 \times \mathbf{e}_2^*]), \tag{16}
 \end{aligned}$$

здесь  $g_1 \div g_4$  – скалярные функции. Остальные 8 слагаемых в (16), связанные с векторами  $\mathbf{l}$  и  $\mathbf{n}$ , отсутствуют в случае коллинеарной кинематики ( $\mathbf{l} = \mathbf{n} = 0$ ). Легко найти из (16)

$$F_{\alpha\beta} = g_1 \delta_{\alpha\beta} + (g_2 - g_1) m_\alpha m_\beta + i g_3 \sigma_i \epsilon_{\alpha\beta i} + i (g_4 - g_3) \sigma_i m_i m_j \epsilon_{\alpha\beta j}; \tag{17}$$

здесь  $\epsilon_{\alpha\beta j}$  – полностью антисимметричный тензор,  $\epsilon_{123} = 1$ . Сравнивая (17) с (11), получаем следующие соотношения:

$$\begin{aligned} M_1 = M_3 = g_1, \quad M_7 = ig_4, \\ M_{10} = -ig_3, \quad M_{11} = ig_3, \quad M_5 = g_2. \end{aligned} \quad (18)$$

Непосредственные вычисления в рамках механизма обмена нейтроном подтверждают справедливость соотношений (18).

#### 4. АНАЛИЗ РЕАКЦИИ $pp \rightarrow pn\pi^+$ ПРИ ЭНЕРГИИ 800 МэВ

**4.1.  $\Delta$ -резонансная область процесса  $pd \rightarrow dp$ .** Упругое  $pd$ -рассеяние назад в области энергий  $0,4 \div 0,8$  ГэВ имеет ярко выраженную структуру [49]. Эта структура, наблюдаемая вблизи порога образования  $\Delta$ -изобары, в ряде работ [2, 3, 50] исследовалась на основе "треугольного" механизма с виртуальным подпроцессом  $p + p \rightarrow d + \pi^+$  (рис.1,*a*), сечение которого имеет резонансный максимум при энергии  $\sim 0,6$  ГэВ. "Треугольный" механизм, несмотря на хорошее описание угловой и энергетической зависимости сечения, является, по-существу, феноменологическим подходом с нарушенной  $T$ -инвариантностью.

Более последовательная теоретическая схема, в которой амплитуда процесса  $pd \rightarrow dp$  выражается непосредственно через элементарные амплитуды  $N + N \rightarrow N + \Delta$ , была развита в работах [8, 51, 52]. При этом выяснилась важная роль интерференции  $\Delta$ -резонансного механизма ( $\Delta$ ), соответствующего диаграмме рис.1,*z*, с механизмом обмена нейтроном (ОН) (рис.1,*b*), которая согласно результатам работы [8], сильно деформирует квазирезонансный максимум. В рамках "треугольного" механизма невозможно учесть интерференционный вклад с механизмом обмена нейтроном, так как неизвестна относительная фаза процесса  $pp \rightarrow d\pi^+$ . Главный вывод работ [8, 51, 52] состоял в том, что сумма трех механизмов —  $\Delta$ -резонансного, ОН в релятивистской динамике и однократного  $pN$ -рассеяния (ОР) (рис.1,*с*) с учетом  $S$ - и  $D$ -волн дейтрона не воспроизводит характерное плечо в  $pd$ -рассеянии назад в области  $0,4 \div 0,6$  ГэВ. Описание всей совокупности данных было достигнуто посредством введения вклада трехбарионных резонансов (рис.1,*d*). Ряд таких резонансов с массами  $3,0 \div 3,4$  ГэВ, что в  $pd$ -рассеянии соответствует энергии налетающих протонов в лаб. системе  $T_p \sim 0,3 \div 1,0$  ГэВ, был предсказан в модели вытянутых вращающихся мешков со скрытым цветом [53]. Другой возможной причиной этого расхождения может быть вклад обмена нуклонными изобарами (рис.1, *e*), максимальный вклад которых в  $P$ -волне предсказывается именно в области  $\sim 0,5$  ГэВ. Наконец, есть еще один возможный источник разногласий — квазисвязанное состояние в системе  $\eta-^3\text{He}$ ,

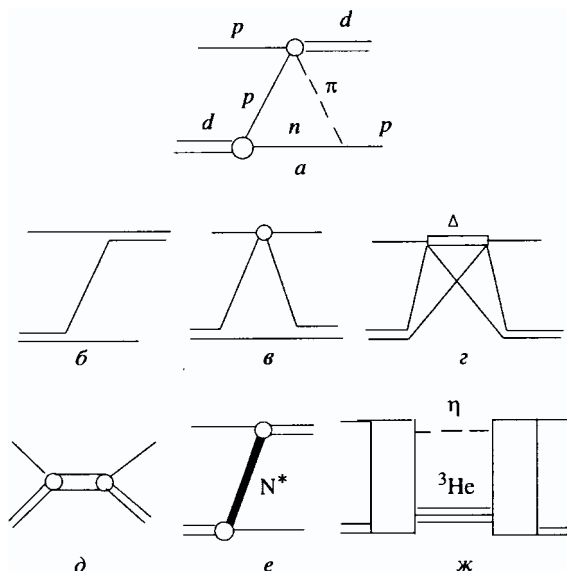


Рис. 1. Механизмы упругого  $pd$ -рассеяния назад: а) треугольная диаграмма ОПО, б) однонуклонный обмен; в) однократное  $pN$ -рассеяние; г)  $\Delta$ -механизм; д) механизм трехбарийонных резонансов, е) обмен  $N^*$ -изобарой, ж) связь процесса  $pd \rightarrow dp$  с каналом  $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$

указание на существование которого получено в работах [54,55] при анализе реакции  $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ . Это состояние может дать вклад в упругое  $pd$ -рассеяние назад при энергиях  $T_p \sim 1$  ГэВ (рис.1, ж). Таким образом, вопрос о механизме  $pd$ -рассеяния назад в области  $\Delta$ -резонанса представляет значительный интерес.

Однако надежность выводов о вкладе экзотических механизмов всецело определяется тем, насколько точно вычислен вклад других более прозаических механизмов, и в первую очередь механизма – двукратного  $pN$ -рассеяния с возбуждением  $\Delta$ -изобары. Согласно результатам работ [8, 56] роль этого механизма сравнительно невысока. В то же время согласно расчетам [12]  $\Delta$ -механизм доминирует и совместно с механизмом однонуклонного обмена удовлетворительно описывает данные о процессе  $pd \rightarrow dp$ . Одной из причин расхождения между результатами [8] и [12] может быть различие в параметризациях амплитуды  $NN \rightarrow N\Delta$ .

Вопрос о параметрах амплитуды  $NN \rightarrow N\Delta$ , сложный сам по себе, в данном случае приобретает особую остроту, так как в сечении процесса  $pd \rightarrow dp$  эта амплитуда входит в четвертой степени. В обоих цитируемых здесь подходах для амплитуд  $NN \rightarrow N\Delta$  использовались нерелятивистские

параметризации, поэтому результат расчета может измениться при переходе от одной системы отсчета к другой. Однако проверка используемых феноменологических формул по другим данным, содержащим информацию об амплитуде  $NN \rightarrow N\Delta$  непосредственно в той же области кинематических переменных, что и в процессе  $pd \rightarrow dp$ , в работах [8, 12] не проводилась. Эта задача была рассмотрена в [57] на основе анализа реакции  $pp \rightarrow pn\pi^+$ . В результате в [57] сделан вывод, что обе параметризации нуждаются в уточнении, и найдена более адекватная параметризация амплитуды  $NN \rightarrow N\Delta$ .

В литературе развивается теория связанных  $NN - \pi NN$ -каналов для совместного описания процессов  $\pi d \rightarrow NN$ ,  $\pi d \rightarrow \pi d$ ,  $\pi d \rightarrow \pi NN$ ,  $NN \rightarrow \pi NN$  и  $NN \rightarrow NN$  в широкой области энергий, включающей  $\Delta$ -резонанс [58–61]. Амплитуда  $NN \rightleftharpoons N\Delta$ , вычисляемая в этой теории путем решения соответствующей системы уравнений со связью каналов, будет наиболее точным ответом на интересующий нас вопрос. Наибольший прогресс в этом направлении достигнут в работах [58–60], в которых на основе гамильтоновского унитарного подхода одновременно описаны как  $NN \rightarrow NN$ , так и  $NN \rightarrow \pi NN$ -процессы с единственным свободным параметром (обрезающей массой в мезон-барионных формфакторах  $\Lambda_\pi = \Lambda_\rho$ ), который найден равным 0,65 ГэВ. Тем не менее согласие теории с экспериментальными данными о реакции  $pp \rightarrow pn\pi^+$  при  $T = 0,8$  ГэВ в [60] носит лишь качественный характер. В частности, не воспроизводятся поляризационные характеристики. Поэтому при описании реакции  $pd \rightarrow dp$  представляется оправданным использовать вместо подхода [58–60] простую феноменологическую амплитуду  $NN \rightarrow N\Delta$  со спиновой структурой одномезонного  $\pi$ - и  $\rho$ -обмена. Параметры этой амплитуды можно фиксировать по кинематически полным данным о реакции  $pp \rightarrow pn\pi^+$  при энергии 0,8 ГэВ [62, 63]. Выбор этой реакции здесь обусловлен тем, что в модели одномезонного  $\pi$ - и  $\rho$ -обмена для амплитуды  $pp \rightarrow pn\pi^+$  значения квадратов 4-импульсов виртуальных мезонов и  $\Delta$ -изобары очень близки к соответствующим величинам  $\Delta$ -резонансной амплитуды процесса  $pd \rightarrow dp$ . Кроме того, анализ этой же реакции, проведенный ранее в рамках более фундаментального подхода [60], позволяет контролировать точность используемого приближения.

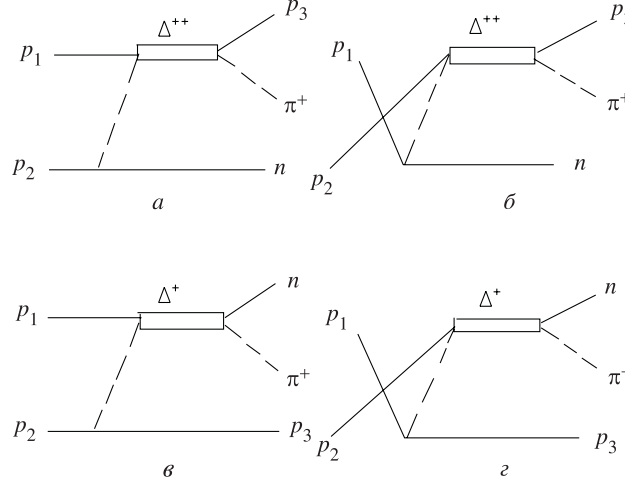
При вычислении  $\Delta$ -резонансной амплитуды реакции  $pd \rightarrow dp$  амплитуда процесса  $NN \rightleftharpoons N\Delta$  выносится из-под знака интеграла по относительному импульсу нуклонов в дейтроне  $q_{pn}$  в точке  $q_{pn} = 0$  [56]. Поэтому в окончательный ответ амплитуда  $NN \rightleftharpoons N\Delta$  входит при малых виртуальностях нуклонов в дейтроне  $((p_N^2 - m_N^2)/2m_N \sim -\varepsilon$ , где  $\varepsilon$  – энергия связи дейтрона,  $p_N$ ,  $m_N$  – 4-импульс и масса нуклона). Инвариантная масса  $\Delta$ -изобары  $\mu_\Delta$  находится в интервале  $\mu_\Delta = 1,15 \div 1,25$  ГэВ, если рассматривается область начальных энергий протона  $T_p = 0,5 \div 0,8$  ГэВ. Важно отметить, что в этом приближении (то есть при выносе амплитуды  $NN \rightleftharpoons N\Delta$  в точке  $q_{pn} = 0$ ) при рассеянии на угол  $\theta_{ц.м.} = 180^\circ$   $\Delta$ -изобара покоится в с.ц.м.  $p + d$  при

любой начальной энергии. Поэтому в амплитуду процесса  $pd \rightarrow dp$ , вычисляемую в с.ц.м.  $p + d$ , амплитуда  $NN \rightarrow N\Delta$  входит в системе покоя  $\Delta$ -изобары, что позволяет использовать статическое приближение.

Полученные ранее в модели одномезонного обмена результаты анализа реакции  $pp \rightarrow pn\pi^+$  нельзя непосредственно использовать при построении амплитуды  $NN \rightarrow N\Delta$  для процесса  $pd \rightarrow dp$ . Например, непосредственные вычисления показывают, что в нерелятивистском подходе [62] результат зависит от выбора системы отсчета и, несмотря на то, что галилеевские поправки учтены, сечение реакции  $pp \rightarrow pn\pi^+$  не воспроизводится, если амплитуда этой реакции вычисляется в системе покоя  $\Delta$ -изобары. С другой стороны, лоренц-инвариантный анализ [64], охватывающий единым набором параметров как инклюзивные, так и эксклюзивные данные в области начальных энергий  $\sim 0,8$  ГэВ, недостаточно хорошо описывает реакцию  $pp \rightarrow pn\pi^+$ . Спустя несколько лет после опубликования работы [57] появились новые параметризации для амплитуды  $NN \rightarrow N\Delta$ , основанные как на нековариантном формализме  $\pi + \rho$ -обмена [65], так и на полностью ковариантной модели однобозонного обмена [66]. Параметризация, полученная в [65], по форме очень близка к [57], есть отличие только в численных значениях параметров обрезания в формфакторах, видимо, связанные с наличием дополнительного члена Ландау–Мигдала в структуре амплитуды. Для того, чтобы последовательным образом применить ковариантный формализм [66] к процессу  $pd \rightarrow dp$  в рамках  $\Delta$ -резонансного механизма, необходима полностью ковариантная формулировка амплитуды  $\Delta$ -механизма, которая в настоящее время в литературе отсутствует.

**4.2. Амплитуда  $NN \rightarrow N\Delta$ .** В работе [57] при описании реакции  $pp \rightarrow pn\pi^+$  учтен вклад четырех диаграмм, изображенных на рис.2, амплитуды которых вычислены в системе покоя  $\Delta$ -изобары. Для спинора Рариты — Швингера  $\Psi_\mu$ , описывающего  $\Delta$ -изобару, использовано статическое приближение  $p_\Delta = 0$ , в то время как вершины  $\pi NN$  и  $\rho NN$  взяты в релятивистской форме. Вклад других аналогичных диаграмм, на которых вместо  $\Delta$ -изобары появляются  $N$  и  $N^*$ , согласно расчетам [62] в рассматриваемой кинематической области составляет  $\leq 1\%$  и поэтому не учитывается. В этой области относительная энергия нуклонов  $\geq 15$  МэВ, поэтому  $np$ -взаимодействие в конечном состоянии не является доминирующим фактором [60]. Взаимодействие в начальном ( $NN$ ) и конечном ( $N\Delta$ ) состояниях процесса  $NN \rightarrow N\Delta$ , как показано в [60], уменьшает сечение реакции  $pp \rightarrow pn\pi^+$  не более чем на 30% по сравнению с одномезонным  $\pi$ - и  $\rho$ -обменом в приближении плоских волн, не меняя формы распределения. Результат взаимодействия в начальном и конечном состояниях, очевидно, замаскируется в параметрах формфакторов. Исходя из феноменологических лагранжианов взаимодействия  $L_{\pi NN}$ ,  $L_{\rho NN}$ ,  $L_{\pi N\Delta}$ ,  $L_{\rho N\Delta}$ , приведенных в [64], для мезон-барионных вершин имеем



Рис. 2. Механизмы реакции  $pp \rightarrow pn\pi^+$  в области образования  $\Delta$ -резонанса

$$\langle \pi N_2 | N_1 \rangle = (f_{\pi NN}/m_\pi) \varphi_1^+ (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{Q}) (\boldsymbol{\tau} \boldsymbol{\Phi}_\pi) \varphi_2 2m_N, \quad (19)$$

$$\langle \rho N_2 | N_1 \rangle = (f_{\rho NN}/m_\rho) \varphi_1^+ ([\boldsymbol{\sigma} \mathbf{Q}] \boldsymbol{\epsilon}_\rho) (\boldsymbol{\tau} \boldsymbol{\Phi}_\rho) \varphi_2 2m_N, \quad (20)$$

$$\langle \pi N | \Delta \rangle = f_{\pi N \Delta} / m_\pi (\boldsymbol{\Psi}_\Delta^+ \mathbf{Q}'_\pi) (\mathbf{T} \boldsymbol{\Phi}_\pi) \varphi \sqrt{2m_N 2m_\Delta}, \quad (21)$$

$$\langle \rho N | \Delta \rangle = (f_{\rho N \Delta} / m_\rho) ([\boldsymbol{\Psi}_\Delta^+ \mathbf{Q}'_\rho] \boldsymbol{\epsilon}_\rho) (\mathbf{T} \boldsymbol{\Phi}_\rho) \varphi \sqrt{2m_N 2m_\Delta}, \quad (22)$$

где

$$f_{\pi NN} = 1, 00, f_{\pi N \Delta} = 2, 15, f_{\rho NN} = 6, 20, f_{\rho N \Delta} = 13, 33.$$

Здесь  $\varphi$  – паулиевский спинор нуклона;  $\boldsymbol{\Psi}_\Delta$  – статический векторный спинор  $\Delta$ -изобары;  $\boldsymbol{\Phi}_\pi$ ,  $\boldsymbol{\Phi}_\rho$  – изовекторные волновые функции  $\pi$ - и  $\rho$ -мезона;  $\boldsymbol{\epsilon}_\rho$  – поляризационный вектор  $\rho$ -мезона;  $\boldsymbol{\tau}$  – изоспиновая матрица Паули; изоспиновый оператор  $\mathbf{T}$  определен в [62].

Импульс  $\mathbf{Q}$  в (19), (20) имеет вид

$$\mathbf{Q} = \left[ \frac{E_1 + m_N}{E_2 + m_N} \right]^{1/2} \mathbf{p}_2 - \left[ \frac{E_2 + m_N}{E_1 + m_N} \right]^{1/2} \mathbf{p}_1, \quad (23)$$

$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_N^2}$  – полная энергия нуклона;  $\mathbf{Q}'_\pi$  ( $\mathbf{Q}'_\rho$ ) – импульс виртуального  $\pi$  ( $\rho$ )-мезона в системе покоя  $\Delta$ -изобары, то есть относительный импульс в системе  $\pi$  ( $\rho$ ) +  $N$ . Релятивистский относительный импульс  $\mathbf{Q}'_\pi$  в системе  $\pi$  +  $N$  на массовой поверхности имеет вид

$$\mathbf{Q}'_\pi = \frac{(\tilde{E}_N + \varepsilon_N) \tilde{\mathbf{P}}_\pi - (\tilde{E}_\pi + \varepsilon_\pi) \tilde{\mathbf{P}}_N}{\tilde{E}_N + \varepsilon_N + \tilde{E}_\pi + \varepsilon_\pi}, \quad (24)$$

где  $\varepsilon_i$  — энергия  $i$ -й частицы в с.м.ц.  $\pi + N$ ,  $\tilde{E}_i$  и  $\tilde{\mathbf{P}}_i$  — ее энергия и импульс в произвольной инерциальной системе отсчета. Для импульсов виртуальных  $\pi$ - и  $\rho$ -мезонов  $\mathbf{Q}'_\pi$ ,  $\mathbf{Q}'_\rho$  используются аналогичные выражения с заменой в (24)  $m_\pi^2 \rightarrow q_\pi^2$ ,  $m_\rho^2 \rightarrow q_\rho^2$  в формулах для полной энергии, при этом очевидно, имеем  $\mathbf{Q}'_\pi = \mathbf{Q}'_\rho \equiv \mathbf{Q}'$ . Для пропагатора  $\Delta$ -изобары используется нерелятивистское выражение с массой  $m_\Delta \rightarrow m_\Delta - i\Gamma/2$ , в котором полная ширина  $\Gamma$  берется с учетом схода  $\Delta$ -изобары с массовой поверхности:

$$\Gamma(k) = \Gamma_0 \left( \frac{k}{k_R} \right)^3 \frac{k_R^2 + \chi^2}{k^2 + \chi^2}. \quad (25)$$

Здесь  $\Gamma_0 = 120$  МэВ,  $\chi = 180$  МэВ/с,  $k_R$  и  $k$  — импульсы  $\pi$ -мезона в резонансе и вне его соответственно:

$$k^2 = q_\pi^2 = [\mu_\Delta^2 - (m_N - m_\pi)^2][\mu_\Delta^2 - (m_N + m_\pi)^2]/4\mu_\Delta^2, \quad (26)$$

$\mu_\Delta^2$  — квадрат 4-импульса  $\Delta$ -изобары,  $k_R = k(\mu_\Delta = m_\Delta)$ . В вершину распада внутримаассовой  $\Delta$ -изобары на реальные  $\pi$ -мезон и нуклон вместо константы  $f_{\pi N\Delta}/m_\pi$  вставляется формфактор

$$G(k^2) = (f_{\pi N\Delta}/m_\pi)Z(k^2), \quad (27)$$

где

$$Z(k^2) = [(k_R^2 + \chi^2)/(k^2 + \chi^2)]^{1/2}. \quad (28)$$

Формулы (25), (27) мотивированы анализом  $\delta_{33}$ -фаз упругого  $\pi p$ -рассеяния. В вершине образования  $\Delta$ -изобары  $\pi p \rightarrow \Delta$ ,  $\rho p \rightarrow \Delta$ , а также в  $\pi NN$ - и  $\rho NN$ - вершинах соответствующие константы домножаются на формфакторы, учитывающие сход мезонов с массовой поверхности:

$$\begin{aligned} F_{\pi NN}(q^2) &= F_{\pi N\Delta}(q^2) \equiv F_\pi(q^2) = (\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2)/(\Lambda_\pi^2 - q^2), \\ F_{\rho NN}(q^2) &= F_{\rho N\Delta}(q^2) \equiv F_\rho(q^2) = (\Lambda_\rho^2 - m_\rho^2)/(\Lambda_\rho^2 - q^2), \end{aligned} \quad (29)$$

где  $q^2$  — квадрат 4-импульса мезона. Параметры обрезания  $\Lambda_\pi$  и  $\Lambda_\rho$  определяются из условия наилучшего описания данных. Приведем выражение для амплитуды  $NN \rightarrow N\Delta$ , например, входящей в диаграмму на рис.2,а:

$$A_a^{(\pi+\rho)}(NN \rightarrow N\Delta) = (\Psi_i^+ \varphi_1)(\varphi_n^+ \sigma_k \varphi_2) \mathcal{D}_{ik}(\mathbf{Q}_a, \mathbf{Q}'_a) \quad (30)$$

где

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_{ik}(\mathbf{Q}, \mathbf{Q}') &= \left[ Q'_i Q_k \frac{f_{\pi NN} f_{\pi N\Delta}}{m_\pi^2} F_\pi(q^2) \frac{1}{q^2 - m_\pi^2} + \right. \\ &\left. + (Q'_m Q_m \delta_{ik} - Q'_k Q_i) \frac{f_{\rho NN} f_{\rho N\Delta}}{m_\rho^2} F_\rho(q^2) \frac{1}{q^2 - m_\rho^2} \right] \sqrt{2m_\Delta (2m_N)^3}. \end{aligned} \quad (31)$$

Основное отличие формул (30), (31) от аналогичных выражений в [8, 12] состоит в том, что в вершины  $\pi(\rho)NN$  и  $\pi(\rho)N\Delta$  входят различные импульсы  $Q \neq Q'$ , в то время как в [8, 12] эти импульсы равны. Остальные отличия связаны с выбором параметров формфакторов.

**4.3. Амплитуда процесса  $pp \rightarrow pn\pi^+$ .** Зная амплитуду  $NN \rightarrow N\Delta$  и вершину  $\pi N\Delta$ , можно написать амплитуду процесса  $pp \rightarrow pn\pi^+$ . Амплитуда, соответствующая диаграмме на рис.2,а, имеет вид

$$\begin{aligned} & \langle \pi^+ np | A_a | p_1 p_2 \rangle = \\ & = \sqrt{2}R(\mu_\Delta)k_l \left[ \varphi_p(\delta_{il} - \frac{1}{3}\sigma_l\sigma_i)\varphi_1 \right] (\varphi_n^+ \sigma_k \varphi_2) \mathcal{D}_{ik}(\mathbf{Q}_a, \mathbf{Q}'_a), \end{aligned} \quad (32)$$

где

$$R(\mu_\Delta) = \frac{f_{\pi N\Delta} \sqrt{2m_\Delta 2m_p} \sqrt{Z(k^2)}}{m_\pi \mu_\Delta - m_\Delta + i\Gamma(k)/2}. \quad (33)$$

Полная амплитуда процесса  $pp \rightarrow pn\pi^+$ , получающаяся при учете 4 диаграмм а – г на рис.2, может быть представлена в форме

$$\begin{aligned} & A(pp \rightarrow pn\pi^+) = \\ & = \sqrt{2}R(\mu_\Delta)k_l \left[ \varphi_p^+(\delta_{il} - \frac{1}{3}\sigma_l\sigma_i)\varphi_1 \right] (\varphi_n^+ \sigma_k \varphi_2) \mathcal{D}_{ik}(\mathbf{Q}_a, \mathbf{Q}'_a) - \\ & - \sqrt{2}R(\mu_\Delta)k_l \left[ \varphi_p(\delta_{il} - \frac{1}{3}\sigma_l\sigma_i)\varphi_2 \right] (\varphi_n^+ \sigma_k \varphi_1) \mathcal{D}_{ik}(\mathbf{Q}_b, \mathbf{Q}'_b) - \\ & - \frac{\sqrt{2}}{3}R(\tilde{\mu}_\Delta)\tilde{k}_l \left[ \varphi_n(\delta_{il} - \frac{1}{3}\sigma_l\sigma_i)\varphi_1 \right] (\varphi_p^+ \sigma_k \varphi_2) \mathcal{D}_{ik}(\tilde{\mathbf{Q}}_b, \tilde{\mathbf{Q}}'_b) + \\ & + \frac{\sqrt{2}}{3}R(\tilde{\mu}_\Delta)\tilde{k}_l \left[ \varphi_n^+(\delta_{il} - \frac{1}{3}\sigma_l\sigma_i)\varphi_2 \right] (\varphi_p^+ \sigma_k \varphi_1) \mathcal{D}_{ik}(\tilde{\mathbf{Q}}_g, \tilde{\mathbf{Q}}'_g); \end{aligned} \quad (34)$$

в этом выражении  $\tilde{\mu}_\Delta$  – квадрат 4-импульса виртуальной  $\Delta^+$ -изобары, а  $\tilde{k}$  – соответствующий относительный импульс в вершине  $\Delta^+ \rightarrow n + \pi^+$ ; знак "тильда" в обозначениях импульсов  $\mathbf{Q}, \mathbf{Q}'$  относится к диаграммам с  $\Delta^+$ -изобарой, а отсутствие этого знака указывает на соответствующую диаграмму с  $\Delta^{++}$ -изобарой в промежуточном состоянии; индексы а, б, в, г при обозначениях 3-импульсов относятся к соответствующим диаграммам а – г на рис.2,  $\sqrt{2}$ ,  $-\sqrt{2}/3$  — изотопические факторы.

**4.4. Результаты расчетов сечения реакции  $pp \rightarrow pn\pi^+$ .** На рис.3 представлены результаты расчета сечения  $d^5/d\Omega_\pi d\Omega_p dp_p$  реакции  $pp \rightarrow pn\pi^+$  в зависимости от импульса вторичного протона  $p_p$ . На верхних шкалах рис.3

приведены  $\mu_{\Delta}$ -инвариантная масса  $\Delta^{++}$ -изобары в реакции  $pp \rightarrow pn\pi^+$  и  $pd$ -рассеянии на угол  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$ ,  $q^2$  и  $a^2$  – квадраты 4-импульсов виртуальных  $\pi$ -мезонов в доминирующих диаграммах для реакции  $pp \rightarrow pn\pi^+$  и  $pd$ -рассеянии на угол  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$  соответственно. Зависимость квадрата 4-импульса виртуального мезона  $q^2$  от  $\mu_{\Delta}$  ( $q^2 = q^2(\mu_{\Delta})$ ) в реакции  $pp \rightarrow pn\pi^+$  для диаграммы рис.2,а, доминирующей в этом процессе при углах вылета  $\theta_p = 15^\circ$  и  $\theta_\pi = 20,8^\circ$ , в условиях эксперимента [62], наиболее соответствует аналогичной зависимости  $a^2 = a^2(\mu_{\Delta})$  в процессе  $pd$ -рассеяния на угол  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$ . С увеличением угла вылета между протоном и  $\pi^+$ -мезоном это соответствие ухудшается. Расчеты показывают, что вклад  $\Delta^{++}$ -изобары доминирует. Вклад диаграмм с  $\Delta^+$ -изобарой в сечении подавлен как

изотопическим фактором  $1/3$ , так и более значительным сходом виртуальных мезонов с массовой поверхностью. Диаграммы  $a$  и  $g$ , а также  $b$  и  $v$  на рис.2 не интерферируют между собой. В то же время интерференция между диаграммами  $a$  и  $v$ , а также  $b$  и  $g$ , относящимися к промежуточным состояни-

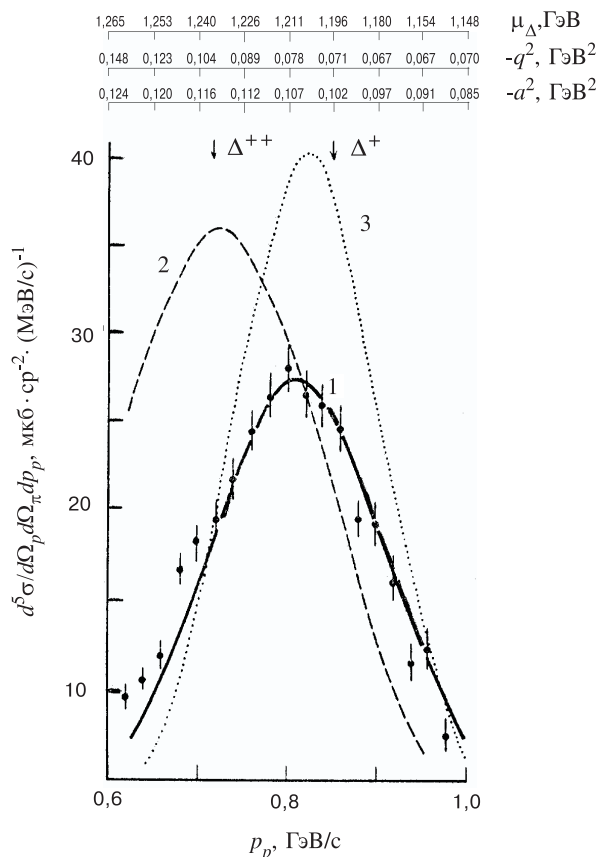


Рис. 3. Дифференциальное сечение реакции  $pp \rightarrow pn\pi^+$  при  $\theta_p = 15^\circ$ ,  $\theta_\pi = 20,8^\circ$  в зависимости от импульса вторичного протона. Кривые показывают результаты расчетов: 1 – расчет [57] с  $\Lambda_\pi = 0,53 \text{ ГэВ}/c$ ,  $\Lambda_\rho = 0,7 \text{ ГэВ}/c$ ; 2 – с использованием параметризации согласно (9) из работы [8] при  $\Lambda_\pi = 1 \text{ ГэВ}/c$ ,  $\Lambda_{\alpha\rho} = 1,167 \text{ ГэВ}/c$ ,  $\Lambda_{b\rho} = 2,449 \text{ ГэВ}/c$ ; 3 – параметризация из [12] при  $\Lambda_\pi = 0,53 \text{ ГэВ}/c$  без учета вклада  $\rho$ -мезона. Точки (•) – экспериментальные данные из [62]

ям с  $\Delta^{++}$  и  $\Delta^+$ -изобарам, имеет место. На рис.3 стрелками показаны точки, в которых  $\Delta^{++}$  и  $\Delta^+$  выходят на массовую поверхность для диаграмм рис.2,а и в, соответственно:  $\mu_{\Delta} = \tilde{\mu}_{\Delta} = 1232$  МэВ. Смещение экспериментально наблюдаемого максимума вправо от точки  $\mu_{\Delta^{++}} = 1232$  МэВ обусловлено  $k$ -зависимостью ширины  $\Gamma(k)$  согласно формуле (25). Если принять в соответствии с [67], что вклад  $\rho$ -обмена мал, и положить  $\Lambda_{\rho} = 0,7$  ГэВ/с, то для  $\Lambda_{\pi}$  находим значение  $0,53$  ГэВ/с из условия наилучшего описания данных. Интересно, что это значение совпадает с предсказанием, полученным в модели Скирма [68] ( $\Lambda_{\pi} = 0,528$  ГэВ/с). Близкое значение  $\Lambda_{\pi} = 0,63$  ГэВ/с (при  $\Lambda_{\rho} = 0,7$  ГэВ/с) было получено в [69] из анализа инклюзивных данных по реакции  $NN \rightarrow N\Delta$  при энергиях порядка нескольких ГэВ. При подстановке значений  $\Lambda_{\pi} = \Lambda_{\rho} = 0,65$  ГэВ/с, как в работе [60], получаем увеличение сечения реакции  $pp \rightarrow pn\pi^+$  на  $\sim 30\%$ .

Для сравнения на рис.3 приведены кривые, полученные с параметрами для амплитуд  $NN \rightleftharpoons N\Delta$  из работ [8, 12]. Как следует из этих расчетов, обе параметризации завышают вклад  $\Delta$ -изобары. В пересчете на сечение  $pd$ -рассеяния назад это завышение в максимуме  $\Delta$ -резонансного механизма определяется фактором  $\sim 1,5$  в [8] и  $\sim 2$  в [12]. Параметризация [8] смещает максимум сечения в сторону больших  $\mu_{\Delta}$  приблизительно на  $20$  МэВ, что является следствием предположения  $\Gamma(k) = \Gamma_0$  в [8]. Заметим также, что приближение  $q_{pn} = 0$ , о котором говорилось выше, также завышает вклад  $\Delta$ -резонансного механизма в  $pd$ -рассеянии назад. Таким образом, можно заключить, что чистый вклад  $\Delta$ -резонансного механизма в процессе  $pd \rightarrow dp$  завышен в [8] и [12]. Естественно предположить, что после соответствующего уточнения параметров амплитуды  $NN \rightarrow N\Delta$  вклад других механизмов процесса  $pd \rightarrow dp$ , отличных от  $\Delta$ -резонансного, окажется более существенным. Однако, как видно из следующего раздела, вследствие интерференционных эффектов это предположение не подтверждается.

## 5. МОДЕЛЬ ОН+ $\Delta$ +ОР ПРОЦЕССА $pd \rightarrow dp$

Модель ОН+ $\Delta$ +ОР процесса  $pd \rightarrow dp$  была предложена в работе [8], а затем модифицирована в отношении  $\Delta$ -резонансного механизма в [13]. В работах [70] и [71] дано обобщение этой модели для описания процессов  $p+(pn)_t \rightarrow d+p$  и  $p+d \rightarrow N+(NN)_s$ , где  $(NN)_{t,s}$  –  $NN$ -пара в триплетном ( $t$ ) и синглетном ( $s$ ) состоянии.

**5.1. Обмен нейтроном.** Пренебрегая эффектом релятивистских доворотов спинов, как и в [8], для амплитуды процесса  $pd \rightarrow dp$  в случае механизма ОН имеем

$$T^{(\text{ОН})} = \text{Pe}_{\gamma}^{(\lambda'_a)*} e^{\lambda'_a} \phi_{\sigma'_p}^* \left\{ \sigma_{\alpha} u(q) - \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \sigma_{\alpha} - 3q_{\alpha} \frac{(\mathbf{q}\boldsymbol{\sigma})}{q^2} \right] w(q) \right\} \times$$

$$\times \left\{ \sigma_\gamma u(q') - \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \sigma_\gamma - 3q'_\gamma \frac{(\mathbf{q}'\boldsymbol{\sigma})}{q'^2} \right] w(q') \right\} \phi_{\sigma_p}, \quad (35)$$

где  $u(q)$  и  $w(q)$  –  $S$ - и  $D$ -компоненты волновой функции дейтрона в импульсном представлении, нормированные условием

$$\int_0^\infty [u^2(q) + w^2(q)] \frac{d^3q}{(2\pi)^3} = 1, \quad (36)$$

$\mathbf{q}$  и  $\mathbf{q}'$  – лоренц-инвариантные относительные импульсы в вершинах  $\langle np \rangle \rightarrow n+p$  и  $n+p \rightarrow d$ , определенные согласно правилам релятивистской квантовой механики по формуле (2);

$$\Pi = -(\sqrt{s} - E_p - E'_p - E_n) \frac{E_d E'_d}{E_n} \varepsilon(q); \quad (37)$$

$E_i = \sqrt{m_i^2 + \mathbf{p}_i^2}$ ,  $\mathbf{p}_i$  – энергия и импульс  $i$ -й частицы в с.ц.м.  $p + d$ ;  $\mathbf{p}_n = \mathbf{p}_d - \mathbf{p}'_p$ ;  $\varepsilon(q) = \frac{1}{2} \sqrt{(E'_p + E_n)^2 - \mathbf{p}_d^2}$ .

**5.2. Двукратное  $pN$ -рассеяние с возбуждением  $\Delta$ -изобары.** Амплитуда процесса  $pd \rightarrow dp$  с возбуждением  $\Delta$ -изобары в промежуточном состоянии может быть представлена в виде следующего однократного интеграла:

$$\begin{aligned} T^{(\Delta)} &= \langle \mathbf{p}'_p \phi_{\sigma'_p}, \mathbf{p}'_d \mathbf{e}_d^{(\lambda'_d)} | T^{(\Delta)}(pd \rightarrow pd) | \mathbf{p}_p \phi_{\sigma_p}, \mathbf{p}_d \mathbf{e}_d^{(\lambda)} \rangle = \\ &= -\frac{i}{2\pi\eta(k, \Delta)} e_\gamma^{(\lambda'_d)*} e_\alpha^{\lambda_d} R_{\beta\delta} \int_0^\infty dr \exp \left\{ \frac{2imr(m^2 + \Delta^2/4 - m_\Delta^2 + iM_\Delta\Gamma)}{\eta(k, \Delta)} \right\} \times \\ &\quad \times \left[ u(r)\delta_{\alpha\beta} + \frac{1}{\sqrt{2}}(\delta_{\alpha\beta} - 3n_\alpha n_\beta w(r)) \right] \times \\ &\quad \times \left[ u(r)\delta_{\gamma\delta} + \frac{1}{\sqrt{2}}(\delta_{\gamma\delta} - 3n'_\gamma n'_\delta w(r)) \right], \quad (38) \end{aligned}$$

где

$$\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z) = \left( \frac{4mk_x}{\eta(k, \Delta)}, 0, \frac{k_0\Delta}{\eta(k, \Delta)} \right), \mathbf{n}' = (-n_x, 0, n_z),$$

$$\eta(k, \Delta) = (4k_x^2 m_d^2 + k_0^2 \Delta^2)^{1/2}, \Delta^2 = 4\mathbf{p}_p^2 \sin^2 \frac{\theta}{2},$$

$$k_x^2 = \frac{s\mathbf{p}_p^2 \cos^2 \frac{\theta}{2}}{m_d^2 + \mathbf{p}^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}}, k_0^2 = m^2 + k_x^2 + \frac{\Delta^2}{4}. \quad (39)$$

$u(r)$ ,  $w(r)$  –  $S$ - и  $D$ -компоненты волновой функции дейтрона в координатном представлении. Амплитуды  $NN \rightleftharpoons N\Delta$  входят в тензор  $R_{\beta\delta}$ . В отличие

от [8] здесь использована параметризация (30). При этом тензор  $R_{\beta\delta}$  имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
R_{\beta\delta} = & \left[ \phi_{\sigma'_p}^* \sigma_m \sigma_\beta (\delta_{li} - \frac{1}{3} \sigma_i \sigma_l) \sigma_\delta \sigma_k \phi_{\sigma_p} \right] \mathcal{D}_{ik}(\mathbf{a}, \mathbf{a}') \mathcal{D}_{lm}(\mathbf{b}, \mathbf{b}') + \\
& + \left[ \phi_{\sigma'_p}^* (\delta_{li} - \frac{1}{3} \sigma_l \sigma_i) \sigma_\beta \sigma_m \sigma_\delta \sigma_k \phi_{\sigma_p} \right] \mathcal{D}_{ik}(\mathbf{a}, \mathbf{a}') \mathcal{D}_{lm}(\mathbf{c}, \mathbf{c}') + \\
& + \left[ \phi_{\sigma'_p}^* \sigma_m \sigma_\beta \sigma_k \sigma_\delta (\delta_{li} - \frac{1}{3} \sigma_i \sigma_l) \phi_{\sigma_p} \right] \mathcal{D}_{ik}(\mathbf{c}, \mathbf{c}') \mathcal{D}_{lm}(\mathbf{b}, \mathbf{b}') - \\
& - \left[ \phi_{\sigma'_p}^* (\delta_{li} - \frac{1}{3} \sigma_l \sigma_i) \text{Sp} (\sigma_k \sigma_\beta \sigma_m \sigma_\delta) \phi_{\sigma_p} \right] \mathcal{D}_{ik}(\mathbf{c}, \mathbf{c}') \mathcal{D}_{lm}(\mathbf{c}, \mathbf{c}'). \quad (40)
\end{aligned}$$

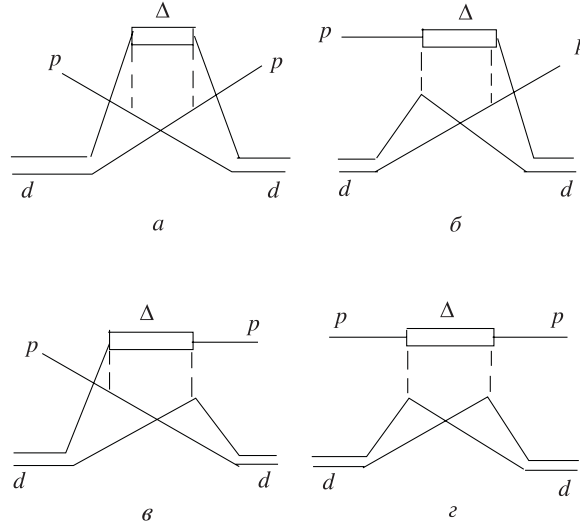
Здесь  $\mathcal{D}_{ik}(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$  и  $\mathcal{D}_{lm}(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$  определены согласно (32). Как отмечалось в предыдущем разделе, векторы  $\mathbf{x}$ , и  $\mathbf{x}'$  различны. При выводе выражения (38) амплитуды процессов  $NN \equiv N\Delta$  были вынесены из-под знака интеграла по импульсам промежуточных нуклонов в точке, для которой относительный импульс нуклонов в дейтроне равен нулю. В этом приближении 4-импульсы  $a'$ ,  $b'$ ,  $c'$  промежуточных мезонов однозначно выражаются через 4-импульсы начальных и конечных частиц следующим образом:

$$a' = p_p - \frac{p'_d}{2}, \quad b' = \frac{p_d}{2} - p'_p, \quad c' = \frac{p'_d - p_d}{2}. \quad (41)$$

3-импульсы  $\mathbf{a}$ ,  $\mathbf{b}$ ,  $\mathbf{c}$ , соответствующие  $\pi(\rho)NN$ -вершинам, определены согласно (23) и имеют вид

$$\begin{aligned}
\mathbf{a} = & \sqrt{\frac{E_d + m_d}{2(E_p + m_p)}} \mathbf{p}_p - \sqrt{\frac{E_p + m_p}{2(E_d + m_d)}} \mathbf{p}'_d, \\
\mathbf{b} = & \sqrt{\frac{E_p + m_p}{2(E_d + m_d)}} \mathbf{p}_d - \sqrt{\frac{E_d + m_d}{2(E_p + m_p)}} \mathbf{p}'_p, \quad \mathbf{c} = \frac{\mathbf{p}'_d - \mathbf{p}_d}{2}. \quad (42)
\end{aligned}$$

Четыре слагаемых в тензоре  $R_{\beta\delta}$  соответствуют вкладам 4 диаграмм, приведенных на рис.4. На каждой из этих диаграммах  $\Delta$ - изобара может находиться в трех зарядовых состояниях:  $\Delta^{++}$ ,  $\Delta^+$ ,  $\Delta^0$ . Все выкладки достаточно сделать для  $\Delta^{++}$ , а вклады состояний  $\Delta^+$  и  $\Delta^0$  учитываются изотопическим фактором, который равен 2, т.е.  $A^{(\Delta^{++} + \Delta^+ + \Delta^0)} = 2A^{(\Delta^{++})}$ . Из представленных на рис.4 диаграмм наибольший вклад вносит диаграмма  $a$ . Вклады остальных диаграмм существенно меньше по сравнению с диаграммой  $a$  вследствие более значительного удаления соответствующих промежуточных мезонов от массовой поверхности. В работе [8] уменьшение вершинной функции  $\pi N\Delta$  при


 Рис. 4.  $\Delta$ -резонансный механизм для упругого  $pd$ -рассеяния назад

удалении  $\Delta$ -изобары от массовой поверхности учитывалось дополнительным фактором вида

$$D = \frac{m_0^4}{(s - m_\Delta^2)^2 + m_0^4}, \quad (43)$$

где  $s$  – квадрат 4-импульса  $\Delta$ -изобары,  $m_0$  – численный параметр. Как было показано в предыдущем разделе, при таком способе учета немассовых эффектов не удастся описать положение экспериментально наблюдаемого максимума в сечении реакции  $pp \rightarrow pn\pi^+$  в  $\Delta$ -резонансной области. Здесь учет немассовых эффектов проводится иначе, а именно посредством введения фактора (28) в вершину  $\pi N\Delta$  и учета  $k$ -зависимости полной ширины  $\Delta$ -изобары (25).

**5.3. Однократное  $pN$ -рассеяние.** В рамках механизма ОР для рассеяния протона назад в процессах на дейтроне максимальный вклад вносит обменный процесс — налетающий и ядерный протоны меняются местами. Согласно [8] амплитуду для механизма ОР можно записать в виде

$$T^{(\text{OP})} = \frac{m_d}{m} \left( \frac{3}{2} A_{NN}^{(1)}(s_1, t) - \frac{1}{2} A_{NN}^{(0)}(s_1, t) \right) e_\gamma^{(\lambda'_d)*} e_\alpha^{(\lambda)} \phi_{\sigma'_p}^* M_{\alpha\gamma}^{(\text{OP})} \phi_{\sigma_p}; \quad (44)$$

здесь  $A_{NN}^{(0)}$  и  $A_{NN}^{(1)}$  – амплитуды  $NN$ -рассеяния с изоспином  $T = 0$  и  $T = 1$  соответственно. Тензор  $M_{\alpha\gamma}^{(\text{OP})}$  в (44) выражается через интегралы от произ-



ведений волновых функций дейтрона  $u$  и  $w$  в следующем виде:

$$\begin{aligned}
M_{\alpha\gamma}^{\text{OP}} &= \sigma_\alpha \sigma_\gamma W_{SS}(\Delta) - \sigma_\alpha [\sigma_\gamma - 3(\mathbf{N}\boldsymbol{\sigma})N_\gamma] W_{SD}(\Delta) - \\
&- [\sigma_\alpha - 3(\mathbf{N}\boldsymbol{\sigma})N_\alpha] \sigma_\gamma W_{SD}(\Delta) + (3\delta_{\alpha\gamma} - \sigma_\alpha \sigma_\gamma) W_{DD0}(\Delta) + \\
&+ [3\delta_{\alpha\gamma} - 2\sigma_\alpha \sigma_\gamma - 9N_\alpha N_\gamma + 3\sigma_\alpha (\boldsymbol{\sigma}\mathbf{N})N_\gamma + 3(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{N})N_\alpha \sigma_\gamma] W_{DD2}(\Delta), \quad (45)
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
\Delta &= \mathbf{p}_p - \mathbf{p}'_p, \quad \mathbf{N} = \frac{\Delta}{\Delta}, \\
W_{SS}(\Delta) &= \int_0^\infty j_0\left(\frac{\Delta}{2}r\right) u(r)^2 r^2 dr, \\
W_{SD}(\Delta) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^\infty j_2\left(\frac{\Delta}{2}r\right) u(r)w(r)r^2 dr, \\
W_{DD0}(\Delta) &= \frac{1}{2} \int_0^\infty j_0\left(\frac{\Delta}{2}r\right) w(r)^2 r^2 dr, \\
W_{DD2}(\Delta) &= \frac{1}{2} \int_0^\infty j_2\left(\frac{\Delta}{2}r\right) w(r)^2 r^2 dr. \quad (46)
\end{aligned}$$

**5.4. Результаты численных расчетов и обсуждение.** Результаты расчетов сечения и тензорной поляризации дейтрона в процессе  $pd \rightarrow dp$ , выполненные на основе механизмов ОН,  $\Delta$  и ОР, приведены на рис.5–9. При этом была использована параметризация амплитуд  $NN \rightleftharpoons N\Delta$ , описанная в разд. 4. Как видно из рис.5 и 6, результат, соответствующий сумме амплитуд ОН+ $\Delta$ +ОР, в отличие от работы [8], удовлетворительно воспроизводит зависимость сечения рассеяния на угол  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$  от начальной энергии в интервале  $0,2 \div 0,6$  ГэВ без введения каких-либо подгоночных параметров, кроме тех, что использовались при описании реакции  $pp \rightarrow pn\pi^+$ . Необходимо подчеркнуть, что фактическое уточнение амплитуды  $NN \rightleftharpoons N\Delta$  по сравнению с работой [8] на основе описания процесса  $pp \rightarrow pn\pi^+$  в рассматриваемой кинематической области немедленно приводит к улучшению описания экспериментальных данных о процессе  $pd \rightarrow dp$ . Отметим следующие важные особенности модели ОН+ $\Delta$ +ОР.

Во-первых, очень существенным является немассовое поведение  $\Delta$ -изобары. При описании реакции  $pp \rightarrow pn\pi^+$  фактор  $Z(k)$ , определенный формулой (28), присутствует в вершине распада виртуальной  $\Delta$ -изобары на реальный  $\pi$ -мезон и нуклон в соответствии с феноменологией свободного  $\pi p$ -рассеяния. В процессе  $pd \rightarrow dp$  ситуация иная: наряду с  $\Delta$ -изобарой немассовым является и  $\pi(\rho)$ -мезон. Поэтому при вычислении вклада  $\Delta$ -механизма в сечение процесса  $pd \rightarrow dp$  есть неоднозначность, проявляющаяся в том, что

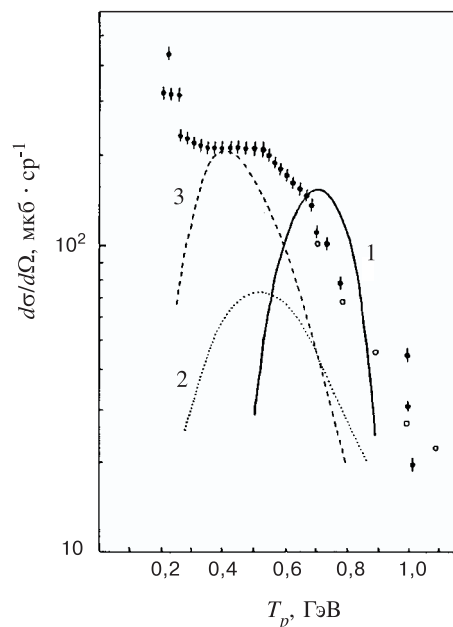


Рис. 5. Вклад  $\Delta$ -резонансного механизма в сечение упругого  $pd$ -рассеяния назад при различных параметризациях амплитуды  $NN \rightarrow N\Delta$ : 1 – параметризация из работы [8]; 2 – параметризация из [57] без учета фактора (28) в вершине  $\pi N\Delta$ ; 3 – то же, что на кривой 2, но с учетом фактора (28). Точки (●) – экспериментальные данные [20]

в вершину с немассовыми  $\pi$ -мезоном и  $\Delta$ -изобарой либо подставляется, либо не подставляется фактор  $Z(k)$ . Нет формальных аргументов в пользу того или иного способа описания — в обоих случаях получаются примерно одинаковые результаты фитирования сечения реакции  $pp \rightarrow pn\pi^+$  при небольшом изменении параметров  $\Lambda_\pi$ ,  $\Lambda_\rho$  [13]. Однако в процессе  $pd \rightarrow dp$  эта двусмысленность существенно сказывается на величине вклада  $\Delta$ -механизма. Результаты расчетов сечения с  $Z(k) \neq 1$  и  $Z(k) = 1$  отличаются в два раза в точках  $T_p = 0,5$  ГэВ и  $T_p = 1$  ГэВ. В точке  $T_p = 0,7$  ГэВ, в которой в рассматриваемой модели  $\Delta$ -изобара находится на массовой поверхности (для диаграммы рис.4,а), оба способа вычислений дают одинаковый результат. На рис.5 приведены для сравнения результаты расчета вклада  $\Delta$ -механизма с параметрами из работы [8]. Из наших расчетов [13] видно, что максимум в сечении, вычисленном при учете только вклада  $\Delta$ -механизма, сдвинут в сторону более низких энергий, по сравнению с [8]. Это обусловлено  $k$ -зависимостью полной ширины  $\Delta$ -изобары в (25). В работе [8] предполагалось, что ширина  $\Gamma$  не зависит от  $k$ :  $\Gamma(k) = \Gamma_0 = \text{const}$ , при этом не удается описать положение и

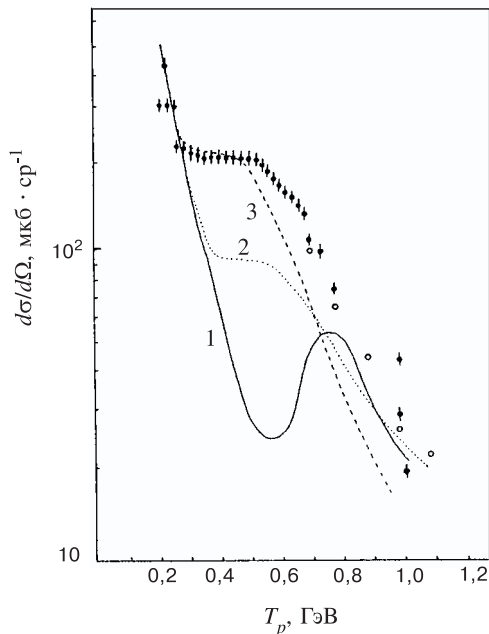


Рис. 6. То же, что на рис.5, но для суммы механизмов  $\text{OH}+\Delta+\text{OP}$

величину экспериментального максимума в сечении процесса  $pp \rightarrow pn\pi^+$ , а чистый вклад  $\Delta$ -механизма в процессе  $pd \rightarrow dp$  в области выхода  $\Delta$ -изобары на массовую поверхность оказывается завышенным.

Во-вторых, важным свойством модели  $\text{OH}+\Delta+\text{OP}$  является характер интерференции  $\Delta$ - и  $\text{OH}$ -механизмов. В работе [8] суммарный вклад  $\text{OH}+\Delta+\text{OP}$  в области энергий  $0,6 \div 0,8$  ГэВ оказался меньше, чем вклад одного  $\Delta$ -механизма и существенно ниже экспериментальных данных. Причиной этой деструктивной интерференции  $\Delta$ - и  $\text{OH}$ -механизмов (вклад  $\text{OP}$ -механизма в этой области пренебрежимо мал и интерференция с ним несущественна) в работе [8] является большой вклад  $\rho$ -мезона в амплитуду  $NN \rightleftharpoons N\Delta$ . В параметризации, использованной в [57], [13], вклад  $\rho$ -мезона минимален, так как  $\Lambda_\rho \sim m_\rho$ .\* Вследствие этого интерференция  $M_\Delta^{\pi+\rho} + \text{OH}$  носит конструктивный характер и суммарный вклад механизма  $\text{OH}+\Delta+\text{OP}$  в области  $T_p = 0,4 \div 0,8$  ГэВ в этом случае оказывается выше вклада чистого  $\Delta$ -механизма и находится существенно ближе к данным, чем в [8].

\*При попытке увеличить вклад  $\rho$ -мезона (при одновременном изменении параметров  $\pi$ -обмена) в (30) не удается описать данные о реакции  $pp \rightarrow pn\pi^+$  при  $T_p = 800$  МэВ.

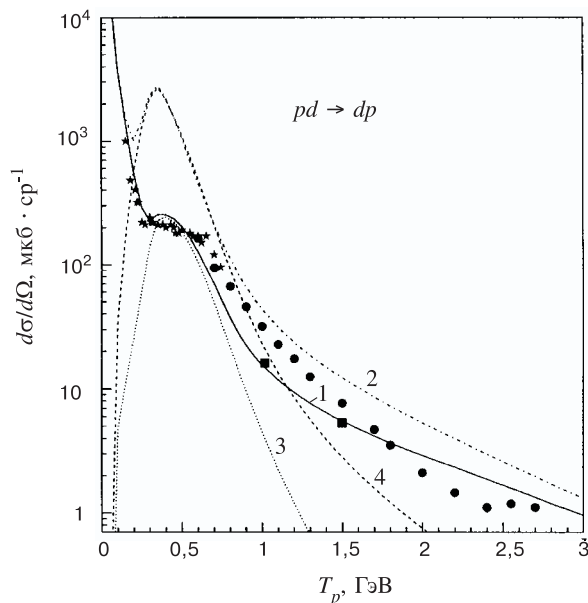


Рис. 7. Дифференциальное сечение упругого  $pd$ -рассеяния назад в зависимости от начальной энергии в рамках модели  $OH+\Delta+OP$  с параметрами формфакторов:  $\Lambda_\pi = 0,53$  ГэВ/с,  $\Lambda_\rho = 0,7$  ГэВ/с (сплошная кривая 1),  $\Lambda_\pi = 1,3$  ГэВ/с,  $\Lambda_\rho = 1,4$  ГэВ/с (штрихпунктир 2); чистый вклад  $\Delta$ -механизма для этих же двух наборов параметров  $\Lambda_\pi$  и  $\Lambda_\rho$  показан точечной (3) и пунктирной (4) линиями соответственно. Экспериментальные данные: (\*) – [20], (●) – [18], (■) – [17]

В-третьих,  $\Delta$ -механизм процесса  $pd \rightarrow dp$  очень чувствителен к параметрам формфакторов в вершинах  $\pi NN$ ,  $\pi N\Delta$ ,  $\rho NN$ ,  $\rho N\Delta$ . Как показывают наши расчеты, при использовании значений параметров обрезания  $\Lambda_\pi = 1,3$  ГэВ/с,  $\Lambda_\rho = 1,4$  ГэВ/с, которые приводятся в работе [72], дифференциальное сечение в модели  $\Delta + OH + OP$  оказывается на порядок выше экспериментальных данных в области  $0,5 \div 1,0$  ГэВ (см. рис.7).

В-четвертых, в области выхода  $\Delta$ -изобары на массовую поверхность ( $T_p \sim 0,7$  ГэВ) параметры модели  $OH+\Delta+OP$  являются наиболее обоснованными. Однако, как видно из рис.6, именно при этой энергии модель недооценивает абсолютную величину экспериментального сечения на фактор  $\sim 2$ . Это расхождение не удается устранить путем замены одной реалистической волновой функции дейтрона на другую вследствие слабой чувствительности  $\Delta$ -механизма к поведению волновой функции на малых расстояниях между нуклонами. Это свойство  $\Delta$ -механизма – слабая чувствительность к деталям поведения волновой функции дейтрона на малых  $NN$ -расстояниях – иллю-

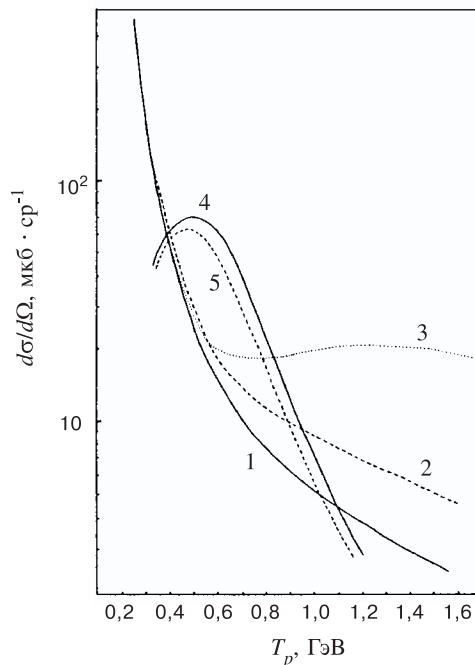


Рис. 8. Результаты расчета вкладов ОН и  $\Delta$ -механизмов в сечение упругого  $pd$ -рассеяния назад с разными волновыми функциями дейтрона: 1 – ОН с парижской функцией; 2 – ОН с функцией Рейда с мягким кором; 3 – ОН с волновой функцией МГУ [75]; 4 –  $\Delta$ -механизм с парижской функцией; 5 –  $\Delta$ -механизм с функцией Рейда с мягким кором

стрируется на рис.8, на котором представлены результаты расчета вкладов  $\Delta$ - и ОН-механизмов для различных волновых функций дейтрона, а именно парижской функции [73], RSC [74] и функции Московского университета [75]. В парижской функции высокоимпульсная компонента представлена несколько слабее, чем в функции RSC. Поэтому для механизма ОН, который наиболее чувствителен к высокоимпульсным компонентам волновой функции  $\psi_d(\mathbf{q})$ , сечение с парижской функцией оказывается меньше по величине, чем с функцией RSC (и существенно меньше, чем с функцией [75]). Для  $\Delta$ -механизма, напротив, сечение с парижской функцией несколько больше, чем с RSC. Это сопоставление явно показывает, что  $\Delta$ -механизм осуществляется не на малых расстояниях между нуклонами в дейтроне, а, скорее, на средних и больших расстояниях. ОН-механизм доминирует при  $T_p = 0,1 \div 0,3$  ГэВ, что следует из описания сечения и тензорной поляризации дейтрона. При энергиях  $T_p = 0,6 \div 1,0$  ГэВ относительный

вклад ОН-механизма мал, но при  $T_p \geq 1,0$  ГэВ его роль снова значительна.

Вопрос о тензорной поляризации  $T_{20}$  является более сложным. В области доминирования механизма ОН ( $T_p \leq 0,2$  ГэВ) значения  $T_{20}$  для механизма ОН согласуются с экспериментом (см. рис.9). При  $T_p \geq 0,25$  ГэВ предсказываемое чистым ОН-механизмом значение  $T_{20}$  расходится с экспериментальными данными. Расчеты в рамках механизма ОН, выполненные недавно на основе полностью ковариантного формализма Бете–Солпитера с использованием потенциала однобозонного обмена в лестничном приближении [35], не улучшают согласия с экспериментом по  $T_{20}$ . Учет вклада  $\Delta$ -механизма восстанавливает согласие в области довольно низких энергий  $T_p = 0,25 \div 0,4$  ГэВ. Однако при более высоких энергиях  $T_p \geq 0,4$  ГэВ предсказываемое моделью ОН +  $\Delta$  + ОР значение  $T_{20} = -0,2 \div +0,2$  резко противоречит данным. При этом, как и в работе [8], значения  $T_{20}$  положительны для  $\Delta$ -механизма. В работе [12] при использовании такой же спиновой структуры амплитуды  $NN \rightleftharpoons N\Delta$ , как и в использованном здесь выражении (30), приводится значение  $T_{20} \sim -0,5$ , что существенно ближе к эксперименту. Однако при вычислении  $\Delta$ - амплитуды в работе [12] про-

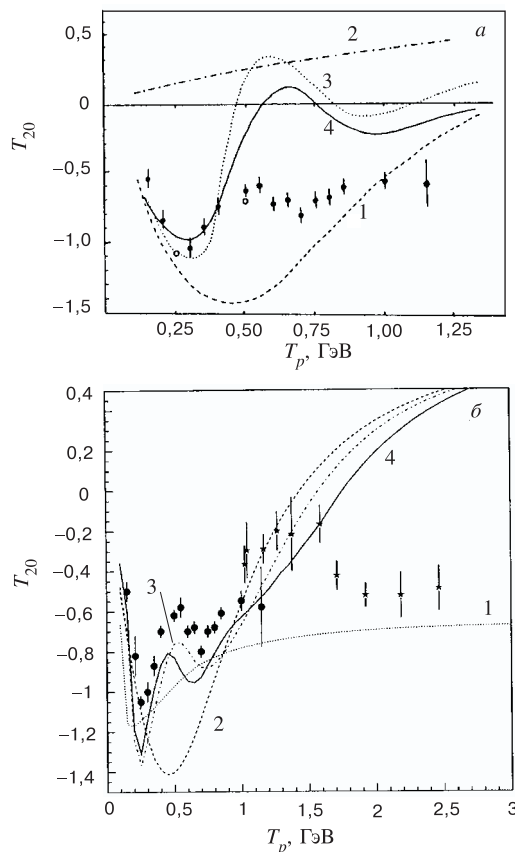


Рис. 9. Тензорная поляризация дейтрона  $T_{20}$  в процессе упругого  $pd$ -рассеяния назад как функция начальной энергии для различных механизмов. а) 1 – ОН; 2 –  $\Delta$ ; 3 – ОН+ $\Delta$ +ОР, 4 – ОН+ОР+ $\Delta$ +ТБР. б) Кривые получены с заменой знака  $D$ -волны ( $w(r) \rightarrow -w(r)$ ) для  $\Delta$ -амплитуды: 1 – вклад  $\Delta$ -механизма, 2 – ОНО, 3 –  $\Delta$ +ОНО, 4 –  $\Delta$ +ОНО+ОР. Экспериментальные данные взяты из работ [19] (●) и [23] (★)

пагатор  $\Delta$ -изобары был вынесен из-под знака интеграла по импульсам промежуточных нуклонов. Согласно оценкам [76], проведенным для  $S$ -волны дейтрона, такое приближение занижает вклад  $\Delta$ -механизма в сечение процесса  $pd \rightarrow dp$  в 2–3 раза. Эта недооценка затем искусственно компенсируется в [12] специальным выбором параметров амплитуды  $NN \rightleftharpoons N\Delta$  в противоречии с экспериментальными данными о сечении реакции  $pp \rightarrow pn\pi^+$  (см. выше п.4.4). Как показывает наш анализ, при исключении вклада  $D$ -волны дейтрона из  $\Delta$ -амплитуды работы [8] величина  $T_{20}$  становится отрицательной, а при изменении знака  $w(r) \rightarrow -w(r)$  в формуле (38) достигается качественное согласие с экспериментальными данными (см. рис.9,а) \*. В этой связи заметим, что, при учете  $D$ -волны дейтрона в рамках приближений, использованных в [12], возникает иная спиновая структура амплитуды  $M^{(\Delta)}$  по сравнению с расчетом [8,76], что, возможно, и приводит к удовлетворительному описанию  $T_{20}$  в  $\Delta$ -резонансной области. Таким образом, величина сечения и поведение  $T_{20}$ , видимо, определяются существенно разными свойствами амплитуды процесса  $pd \rightarrow dp$ : используя разные приближения для одной и той же амплитуды  $OH+\Delta$ , можно описать либо абсолютную величину сечения (не получив согласия с экспериментом по  $T_{20}$ ), либо описать  $T_{20}$  (существенно недооценив сечение). Для получения более определенного вывода о величине  $T_{20}$  в рамках модели  $OH+\Delta+OP$  важно выйти за рамки импульсного приближения в амплитуде  $\Delta$ -резонансного механизма, т.е. оставить под знаком интеграла не только пропагатор  $\Delta$ -изобары, но и вершинные функции  $\pi NN$ ,  $\pi N\Delta$ . В настоящее время эта сложная в техническом отношении работа еще не выполнена. Кроме того, важным может оказаться учет обмена  $\sigma$ - и  $\omega$ -мезонами в амплитуде  $NN \rightarrow N\Delta$ , поскольку в рамках  $\pi+\rho$ -обмена не удастся описать поляризационные характеристики реакции  $pp \rightarrow pn\pi^+$  [60].

Отметим, что расхождение между предсказаниями модели  $OH+\Delta+OP$  и экспериментом наступает одновременно как для усредненного по спинам сечения, так и для  $T_{20}$  при  $T_p \geq 0,4$  ГэВ. В разделе 6 обсуждается возможная связь этого расхождения с механизмом обмена  $N^*$ -изобарами, обусловленным примесью  $NN^*$ -компонент в дейтроне. Согласно оценкам [28], максимальный вклад  $N^*$ -обмена ожидается именно в области энергий  $T_p = 0,5 \div 1,0$  ГэВ. Как показано ниже, подключение вклада трехбарионных резонансов, не улучшает согласия с экспериментом по  $T_{20}$  даже при самых общих предположениях о спиновой структуре соответствующей амплитуды.

**5.5. О роли механизма трехбарионных резонансов.** Одна из возможностей преодолеть расхождение между моделью  $OH+\Delta+OP$  и усредненным по спинам сечением процесса  $pd \rightarrow dp$  состоит в том, чтобы включить в рассмо-

---

\*При этом, естественно, возникает противоречие между расчетным и экспериментально наблюдаемым значением квадрупольного момента дейтрона.

трение вклад механизма трехбарионных резонансов (ТБР). Идея о ТБР впервые была высказана в работе [8]. Как было показано позднее [77], эта идея не противоречит экспериментальным данным об отношении сечений реакций  $R = d\sigma(p, nd)/d\sigma(p, pd)$  на ядрах  ${}^{6,7}\text{Li}$  при энергии 670 МэВ. Возможность существования трехбарионных резонансов предсказывается в модели вытянутых вращающихся мешков со скрытым цветом [53]. Если предположить, что все разногласия между экспериментальными данными по усредненному по спинам сечению процесса  $pd \rightarrow dp$  и моделью  $\text{OH} + \Delta + \text{OP}$  обусловлены вкладом трехбарионных резонансов, то можно получить верхнее ограничение на вклад ТБР. Такая оценка была сделана в [8]. Этот результат необходимо пересмотреть, так как нами в [13] получен другой вклад для  $\Delta$ -механизма по сравнению с [8]. Кроме того, в [8] использовалась усредненная по спином протонов амплитуда ТБР. Мы учитываем спиновую структуру амплитуды ТБР в следующем виде [13]:

$$\begin{aligned}
 A_{\text{ТБР}} = & \langle \sigma'_p \lambda'_d | T | \sigma_p \lambda_d \rangle = \sum_{SLS'L'M} \frac{G^2}{E - M_0 + i\Gamma/2} (-1)^{L'} \times \\
 & \times \sqrt{(2L+1)(2L'+1)} (1\lambda_d \frac{1}{2} \sigma_p | SM_S)(L0SM_S | JM) \times \\
 & \times (1\lambda'_d \frac{1}{2} \sigma'_p | S'M'_S)(L'0S'M'_S | JM),
 \end{aligned} \quad (47)$$

где  $L(L')$  и  $S(S')$  – орбитальный угловой момент и спин канала  $p+d$  ( $p'+d'$ ) соответственно;  $J$  – полный угловой момент ТБР,  $\Gamma$  – его ширина,  $M_0$  – масса,  $G$  – константа связи в вершине  $p+d \rightleftharpoons 9q$ .

Расчеты выполнены в предположении  $L = L'$ ,  $S = S'$ . Как и в работе [8], здесь предполагается, что только три резонанса, распадающихся на  $pd$ -систему в  $D$ -,  $F$ - и  $G$ -состояниях, вносят наибольший вклад. Параметры резонансов найдены в результате фитирования экспериментальных данных:  $M \sim 3,1 \div 3,2$  ГэВ,  $\Gamma \sim 100 \div 200$  МэВ,  $G \sim 0,3 \div 0,7$ . Формула (47) сводится к выражению (11) из работы [52] только в пределе  $S_d \gg S_p$ . Исходя из выражения (47), можно найти для трех обсуждаемых амплитуд ТБР, что величина  $T_{20}$  находится в интервале  $T_{20}^{\text{ТБР}} = -0,4 \div +0,4$ , включая точку  $T_{20} = 0$ . Однако даже в наиболее благоприятном случае ( $T_{20}^{\text{ТБР}} = -0,4$ ) для суммарной амплитуды  $\text{OH} + \Delta + \text{OP} + \text{ТБР}$  расчетное значение  $T_{20}$  оказывается близким к нулю при  $T_p > 0,6$  ГэВ, т.е. намного выше экспериментальных точек.

Таким образом, можно сделать вывод, что роль ТБР в работах [8, 52] сильно завышена, особенно при интерпретации  $T_{20}$ . В то же время сейчас нет оснований полностью отбрасывать этот механизм. К вопросу о роли ТБР в  $T_{20}$  можно будет вернуться после выполнения более корректного расчета вклада  $\Delta$ -механизма и проведения полного поляризационного эксперимента [22].



## 6. ОБМЕН $N^*$ -ИЗОБАРАМИ И РОЛЬ ПЕРЕРАССЕЙНИЙ

**6.1. Механизм ОБО в релятивистской динамике.** В этом разделе приведены выражения для механизма обмена барионом, полученные ранее в работах [6, 8] при учете только  $p + n$ -компоненты дейтрона, и обобщенные в [28] на случай обмена нуклонными изобарами  $N^*$  в процессе  $pd \rightarrow dp$  и обмена нейтроном в процессе  $pd \rightarrow dN^*$  [78].

*Подход БКТ.* Основой нашего рассмотрения является работа Баккера, Кондратюка и Терентьева (БКТ) [36], в которой построены уравнения фаддеевского типа для задачи трех тел в релятивистской динамике. Достоинством этого подхода является точное выполнение коммутационных соотношений для генераторов группы Пуанкаре системы трех тел, в частности, выполнение углового условия. Не останавливаясь на технических подробностях подхода [36], выпишем окончательное выражение для амплитуды процесса  $p_i d \rightarrow dp_f$ , в рамках механизма ОБО (см. рис.1,б, е)

$$A_{\text{ОБО}}^{\text{БКТ}} = K \sum_{|N\rangle} \left\{ \Psi_{\lambda_f}^{\sigma_i \sigma_N}(\mathbf{q}_i) \right\}^+ \Psi_{\lambda_i}^{\sigma_f \sigma_N}(\mathbf{q}_f), \quad (48)$$

где

$$K = \binom{2}{1} 2 \sqrt{E_{d_i}(E_{p_i} + E_N) E_{d_f}(E_{p_f} + E_N)} \frac{\sqrt{s} - M_0}{E_N} \quad (49)$$

— кинематический фактор,  $\Psi_{\lambda_d}^{\sigma_p \sigma_N}(\mathbf{q})$  – волновая функция дейтрона в канале  $d \rightarrow p + N$  (собственная функция массового оператора системы  $p + N$ ), нормированная условием

$$\frac{1}{2J_d + 1} \sum_{\lambda_d, \sigma_p, \sigma_N} \int |\Psi_{\lambda_d}^{\sigma_p, \sigma_N}(\mathbf{q})|^2 \kappa_{pN}^{-1}(q) \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} = N_d^{pN}, \quad (50)$$

здесь

$$\kappa_{pN}(q) = \frac{2\varepsilon_p(q)\varepsilon_N(q)}{\varepsilon_p(q) + \varepsilon_N(q)}, \quad \varepsilon_j(\mathbf{q}) = \sqrt{m_j^2 + \mathbf{q}^2}; \quad (51)$$

$N_d^{pN}$  – эффективное число для соответствующей  $p + N$ -компоненты дейтрона, в которое включен квадрат изотопического коэффициента Клебша–Гордана,  $(1/2\tau_p 1/2\tau_N |00\rangle)^2 = \frac{1}{2}$ , так что, например, для  $p + n$ -компоненты дейтрона имеем  $N_d^{pn} = 0,5$ . В выражение (48) включен комбинаторный фактор  $\binom{2}{1} = 2$ , так как используемая здесь 6-кварковая функция дейтрона полностью антисимметрична по кваркам;  $\sigma_i(\sigma_f)$  и  $\sigma_N$  – проекция спина начального (конечного) нуклона и передаваемого бариона соответственно;  $\lambda_i(\lambda_f)$  – проекция спина начального (конечного) дейтрона. В выражениях (49) и

(51) использованы следующие обозначения:  $E_k(\mathbf{p}_k) = \sqrt{m_k^2 + \mathbf{p}_k^2}$  и  $\mathbf{p}_k$  – энергия и импульс  $k$ -й частицы ( $k = p_i, p_f, N, d_i, d_f$ ) в с.ц.м. трех тел  $p_i + d = p_f + d$ ;  $\varepsilon_j(\mathbf{q}) = \sqrt{m_j^2 + \mathbf{q}^2}$  и  $\mathbf{q}$  – энергия и импульс  $j$ -й частицы ( $j = p_i, p_f, N$ ) в с.ц.м. двух тел  $p_i + N$  или  $p_f + N$ ;  $\sqrt{s}$  – инвариантная масса системы  $p_i + d = p_f + d$ ,  $M_0 = E_N + E_{p_i} + E_{p_f}$  – масса промежуточного состояния. В формуле (48) проводится суммирование по внутренним состояниям передаваемого бариона  $N$  (нейтрона или нуклонного резонанса), включая проекцию его спина  $\sigma_N$ . Аргументы волновых функций начального и конечного дейтронов  $\mathbf{q}_f$  и  $\mathbf{q}_i$  выражаются через импульсы и энергии наблюдаемых частиц согласно формуле (2) следующим образом:

$$\mathbf{q}_i = \frac{(\varepsilon_N + E_N) \mathbf{p}_i - (\varepsilon_{p_i} + E_{p_i}) \mathbf{p}_N}{\varepsilon_N + E_N + \varepsilon_{p_i} + E_{p_i}}, \quad \varepsilon_N \equiv \varepsilon_N(\mathbf{q}_i), \quad \varepsilon_{p_i} \equiv \varepsilon_{p_i}(\mathbf{q}_i), \quad (52)$$

$$\mathbf{q}_f = \frac{(\varepsilon_N + E_N) \mathbf{p}_f - (\varepsilon_{p_f} + E_{p_f}) \mathbf{p}_N}{\varepsilon_N + E_N + \varepsilon_{p_f} + E_{p_f}}, \quad \varepsilon_N \equiv \varepsilon_N(\mathbf{q}_f), \quad \varepsilon_{p_f} \equiv \varepsilon_{p_f}(\mathbf{q}_f). \quad (53)$$

3-импульс передаваемого нуклона  $N$  в выражениях (52), (53) связан с 3-импульсами начальных и конечных частиц в с.ц.м.  $p + d$  следующими соотношениями [36]:

$$\mathbf{p}_N = \mathbf{p}_{d_i} - \mathbf{p}_f = \mathbf{p}_{d_f} - \mathbf{p}_i. \quad (54)$$

Квадрат модуля амплитуды (48), усредненной по спинам начальных частиц и просуммированной по спинам конечных частиц, связан с дифференциальным сечением процесса  $pd \rightarrow pd$  в с.ц.м.  $p+d$  по формуле

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 s} |A_{\text{ОБО}}|^2. \quad (55)$$

*Нековариантная динамика светового фронта.* Рассмотрим амплитуду од-нонуклонного обмена процесса  $pd \rightarrow dp$  в рамках нековариантной динамики светового фронта (ДСФ) без тречастичного углового условия. Такой подход был использован в работах [5, 6, 11]. Соответствующие результаты, ввиду их довольно широкого применения (см. [79] и ссылки в ней), приводятся здесь только для сравнения с механизмом ОБО в подходе БКТ, в котором вращательная инвариантность не нарушена. Используя свойства свободных состояний нуклонов  $|\mathbf{p}_\perp, p^+\rangle$  и дейтрона  $|\mathbf{d}_\perp, d^+\rangle$  в ДСФ и учитывая сохранение  $p^+$  и  $\mathbf{p}_\perp$  компонент 4-импульсов в вершинах  $d \rightarrow p_f + N$ ,  $p_i + N \rightarrow d$ , для амплитуды ОБО в нековариантной форме ДСФ получаем следующее выражение:

$$A_{\text{ОБО}}^{\text{ДСФ}} = \binom{2}{1} \frac{1}{1 - \xi'} [m_d^2 - M_i^2(\mathbf{k}_\perp, \xi)] \sum_{\sigma_N} \left\{ \Psi_{\lambda_f}^{\sigma_i \sigma_N}(\mathbf{k}'_\perp, \xi') \right\}^+ \Psi_{\lambda_i}^{\sigma_f \sigma_N}(\mathbf{k}_\perp, \xi), \quad (56)$$

где  $\Psi_d(\mathbf{k}_\perp, \xi)$  – волновая дейтрона (т.е. собственная функция квадрата массового оператора  $\hat{M}^2$  с собственным значением  $m_d^2$ ), которая связана с волновой функцией в (48)  $\Psi_{\lambda_d}^{\sigma_p, \sigma_N}(\mathbf{q})$  преобразованием Меллоша [80].

В выражении (56) внутренние ДСФ-переменные  $\mathbf{k}_\perp, \xi, \mathbf{k}'_\perp, \xi'$  связаны с одночастичными внешними переменными соотношениями, выражающими сохранение  $p^+$  и  $\mathbf{p}_\perp$  компонент 4-импульсов в вершинах  $d \rightleftharpoons N + N$ . В нековариантном подходе ДСФ волновые функции  $\Psi_{d_i}$  и  $\Psi_{d_f}$  зависят только от квадрата модуля относительного импульса  $k^2$ , однозначно связанного с инвариантными массами  $M_f^2 = M^2(\mathbf{k}'_\perp, \xi')$ ,  $M_i^2 = M^2(\mathbf{k}_\perp, \xi)$  свободных пар  $p_i + N$  и  $p_f + N$  соответственно. Нарушение вращательной инвариантности в нековариантном ДСФ-подходе проявляется в зависимости аргументов  $k_i^2$ ,  $k_f^2$  волновых функций начального и конечного дейтрона от направления оси OZ. В работе [6] ось OZ была выбрана согласно условию  $OZ \uparrow \mathbf{p}_{p_i} + \mathbf{p}_{p_f}$ . При таком выборе оси OZ обеспечивается симметрия между начальным и конечным протонами (дейтронами):  $\xi = \xi'$ ,  $\mathbf{k}_\perp^2 = \mathbf{k}'_\perp{}^2$ . При обмене изобарой  $N^*$  эта симметрия сохраняется. Однако в случае реакции  $pd \rightarrow dN^*$  выбор какого-либо направления оси OZ трудно обосновать, исходя из требований симметрии или минимизации вклада многочастичных промежуточных состояний, как в работе [6]. Поэтому реакция  $pd \rightarrow dN^*$  рассматривается в [78] только в БКТ-подходе.

**6.2. Учет перерасеяний в начальном и конечном состояниях.** Повторяя аргументы работы [27], в которой исследовался механизм передачи двух нуклонов в процессе  $p + {}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{He} + p$ , для амплитуды обмена нуклоном в процессе  $pd \rightarrow dp$  с учетом перерасеяний (искажений) в начальном и конечном состояниях получаем следующее выражение:

$$\begin{aligned} T_{\text{ОН}}^{\text{ИСК}} = & T_B(\mathbf{d}_f, \mathbf{p}_f; \mathbf{d}_i, \mathbf{p}_i) + \\ & + \frac{i}{4\pi p_i} \int d^2 q F_{pd}(\mathbf{q}) T_B(\mathbf{d}_f, \mathbf{p}_f; \mathbf{d}_i + \mathbf{q}, \mathbf{p}_i - \mathbf{q}) + \\ & + \frac{i}{4\pi p_f} \int d^2 q' f_{pp}(\mathbf{q}') T_B(\mathbf{d}_f - \mathbf{q}', \mathbf{p}_f + \mathbf{q}'; \mathbf{d}_i, \mathbf{p}_i) - \\ & - \frac{1}{(4\pi)^2 p_f p_i} \iint d^2 q d^2 q' F_{pd}(\mathbf{q}) f_{pp}(\mathbf{q}') T_B(\mathbf{d}_f - \mathbf{q}', \mathbf{p}_f + \mathbf{q}; \mathbf{d}_i + \mathbf{q}, \mathbf{p}_i - \mathbf{q}). \end{aligned} \quad (57)$$

Здесь  $\mathbf{p}_i(\mathbf{d}_i)$  – импульс начального протона (дейтрона) в с.ц.м.  $p + d$ , а  $\mathbf{p}_f(\mathbf{d}_f)$  – импульс конечного протона (дейтрона); переменные интегрирования  $\mathbf{q}$  и  $\mathbf{q}'$  в (57) являются переданными в  $pd$ - и  $pp$ -перерасеяниях двумерными импульсами соответственно; амплитуда упругого  $pN$ -рассеяния  $f_{pN}$ , для которой здесь использовано бесспиновое приближение, параметризуется в стандартной для дифракционной теории форме [81]:

$$f_{pN}(q) = \frac{k \sigma_{pN}}{4\pi} (i + \alpha_{pN}) \exp\left(-\frac{1}{2} \beta_{pN} q^2\right), \quad (58)$$

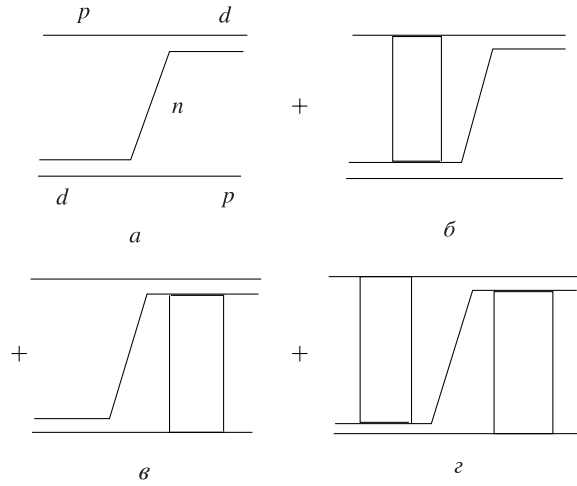


Рис. 10. Механизм однонуклонного обмена с перерассеяниями: а) обмен нейтроном в борновском приближении, б) обмен нейтроном с  $pd$ -перерассеянием, в) обмен нейтроном с  $pp$ -перерассеянием, г) обмен нейтроном с  $pp + pd$ -перерассеяниями

где  $q$  – переданный импульс,  $k$  – волновой вектор нуклона в с.ц.м.  $p + N$ ,  $\sigma_{pN}$  – полное сечение  $pN$ -рассеяния,  $\alpha_{pN}, \beta_{pN}$  – эмпирические параметры, соответствующие экспериментальным данным  $pN$ -рассеяния;  $F_{pd}(q)$  – амплитуда упругого  $pd$ -рассеяния вперед, которая вычисляется здесь на основе теории многократного рассеяния Глаубера–Ситенко [81]. Борновская амплитуда  $T_B$  связана с инвариантной амплитудой  $A$  в (48) соотношением

$$A_{\text{ОН}} = 4m_p m_d T_B. \quad (59)$$

Отметим, что при выводе амплитуды упругого  $pd$ -рассеяния вперед в рамках теории Глаубера–Ситенко интегрирование по переданному нуклонам двумерному импульсу проводится в плоскости, перпендикулярной эйкональной оси, направление которой выбирается вдоль вектора  $\mathbf{p}_i + \mathbf{p}_f$ , то есть по биссектрисе угла между импульсами начального и конечного протонов. Как известно (см., например, [82]), это приближение хорошо работает при рассеянии в переднюю полусферу. В соответствии с этим при интегрировании по  $d^2q$  и  $d^2q'$  в выражении (57) необходимо выбирать направление эйкональной оси вдоль вектора  $\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_f$ , что соответствует малым углам  $pp$ - и  $pd$ -перерассеяний  $\tilde{\theta} = \pi - \theta_{\text{ц.м.}}$ , где  $\theta_{\text{ц.м.}}$  – угол рассеяния в процессе  $pd \rightarrow dp$ , близкий к  $180^\circ$ . Очевидно, что если приближение Глаубера–Ситенко для амплитуды  $pd$ -рассеяния вперед  $F_{pd}$  хорошо работает в интервале малых углов

$0 \div \tilde{\theta}_{max}$ , то используемый здесь формализм учета перерасеяний в процессе  $pd \rightarrow dp$  должен работать в соответствующем интервале больших углов  $pd$ -рассеяния назад  $\theta_{ц.м.} = [\pi - \tilde{\theta}_{max}, \pi]$ .

Рассмотрим формулы для аргументов волновых функций дейтрона в выражении (57), графически представленном на рис.10, обозначая верхними индексами  $k = 2, 3$ , и 4 импульсы для второго, третьего и четвертого слагаемого соответственно:

$$\begin{aligned} T_B &\sim \psi_{d_i}(\mathbf{q}_i = \frac{1}{2}\mathbf{d}_f - \mathbf{p}_i) \psi_{d_f}^*(\mathbf{q}_f = \frac{1}{2}\mathbf{d}_i - \mathbf{p}_f); \\ T^{(2)} &\sim \int d^2q \psi_{d_i}(\mathbf{Q}_i^{(2)} = \mathbf{q}_i + \mathbf{q}) \psi_{d_f}^*(\mathbf{Q}_f^{(2)} = \mathbf{q}_f + \frac{1}{2}\mathbf{q}); \\ T^{(3)} &\sim \int d^2q' \psi_{d_i}(\mathbf{Q}_i^{(3)} = \mathbf{q}_i - \frac{1}{2}\mathbf{q}') \psi_{d_f}^*(\mathbf{Q}_f^{(3)} = \mathbf{q}_f - \mathbf{q}'); \\ T^{(4)} &\sim \iint d^2qd^2q' \psi_{d_i}(\mathbf{Q}_i^{(4)} = \mathbf{q}_i + \mathbf{q} - \frac{1}{2}\mathbf{q}') \psi_{d_f}^*(\mathbf{Q}_f^{(4)} = \mathbf{q}_f + \frac{1}{2}\mathbf{q} - \mathbf{q}'). \end{aligned} \quad (60)$$

Из этих выражений следует, что для угла рассеяния  $\theta_{ц.м.} = 180^\circ$  ( $\mathbf{q} \perp \mathbf{q}_i$ ,  $\mathbf{q} \perp \mathbf{q}_f$ ) передача импульсов в перерасеяниях увеличивает модули импульсов  $|\mathbf{Q}_i^{(k)}|$  и  $|\mathbf{Q}_f^{(k)}|$ ,  $k=2,3,4$ . Напротив, при  $\theta_{ц.м.} < 180^\circ$  для всех трех членов с перерасеяниями существует такая область значений аргументов  $\mathbf{q}$  и  $\mathbf{q}'$ , в которой модули импульсов  $|\mathbf{Q}_i^{(k)}|$  и  $|\mathbf{Q}_f^{(k)}|$  уменьшаются по сравнению со значениями  $|\mathbf{q}_i|$ ,  $|\mathbf{q}_f|$ , характерными для данного угла рассеяния  $\theta_{ц.м.}$  в борновском приближении. Эта область может дать основной вклад в интегралы по  $d^2q$  и  $d^2q'$ , так как волновая функция  $\psi_d(\mathbf{q})$  быстро возрастает с уменьшением ее аргумента. Уменьшение модулей импульсов  $|\mathbf{Q}_i^{(k)}|$  и  $|\mathbf{Q}_f^{(k)}|$  происходит за счет уменьшения их поперечных компонент  $|\mathbf{Q}_{i\perp}^{(k)}|$  и  $|\mathbf{Q}_{f\perp}^{(k)}|$ , лежащих в плоскости векторов  $\mathbf{q}$  и  $\mathbf{q}'$ . Вследствие перерасеяний замедляется убывание сечения  $d\sigma(\theta_{ц.м.})$  с отклонением угла  $\theta_{ц.м.}$  от  $180^\circ$ . Эффект замедления тем больше, чем быстрее убывает волновая функция  $\Psi_d(\mathbf{Q})$  с ростом относительного импульса  $Q$  и чем медленнее убывают амплитуды  $f_{pp}(q)$  и  $F_{pd}(q)$  с ростом переданного импульса  $q$ . Это можно наглядно продемонстрировать явными аналитическими выражениями для амплитуд ОН с перерасеяниями, если волновую функцию дейтрона выбрать в виде разложения по гауссианам  $\psi_S(q) = \sum_j A_j \exp(-\gamma_j q^2)$ . Например, в  $S$ -волновом приближении для волновой функции дейтрона (в реальных расчетах учитываются и  $S$ - и  $D$ - компоненты волновой функции) амплитуда ОН с  $pp$ -перерасеяниями в конечном состоянии имеет вид

$$T_S^{(3)}(\mathbf{q}_i, \mathbf{q}_f) = \frac{-i}{4\pi p_i} \sum_{j,k} a_{pp} A_k A_j \frac{\pi}{Y} \times$$

$$\times \exp[-(\gamma_k q_f^2 + \gamma_j q_i^2)] \exp\left[\frac{(2\gamma_k \mathbf{q}_{f\perp} + \gamma_j \mathbf{q}_{i\perp})^2}{Y}\right] \left[\varepsilon_d + \frac{q_i^2}{m_p} - \frac{1}{2m_p Y} (2\gamma_k \mathbf{q}_{f\perp} + \gamma_j \mathbf{q}_{i\perp}) \mathbf{q}_{i\perp} + \frac{1}{16m_p Y^2} (2\gamma_k \mathbf{q}_{f\perp} + \gamma_j \mathbf{q}_{i\perp})^2 + \frac{1}{4m_p Y}\right]. \quad (61)$$

Здесь  $\beta_{pp}$  и  $a_{pp} = \sigma_{pp}(i + \alpha_{pp})/4\pi$  — параметры амплитуды  $pp$ -рассеяния (58);  $Y = \beta_{pp} + \gamma_k + \frac{1}{4}\gamma_j$ ; поперечные компоненты импульсов  $\mathbf{q}_{i\perp}$  и  $\mathbf{q}_{j\perp}$  перпендикулярны направлению эйконоальной оси, направленной вдоль вектора  $(\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_f)$ . Первый экспоненциальный множитель с отрицательным показателем степени в выражении (61) приводит к "нормальному" убыванию амплитуды процесса с ростом "борновских" импульсов  $q_i$  и  $q_f$ . Вторая экспонента с положительным показателем степени в выражении (61) обеспечивает замедление спада угловой зависимости. Таким образом, члены с перерассеяниями при  $\theta_{ц.м.} < 180^\circ$  могут оказаться более существенными, чем первый борновский член.

**6.3. Спиновая структура амплитуды ОБО.  $p + n$ -компонента.** Для  $p + n$ -компоненты дейтрона с учетом  $S$ - и  $D$ -волн спиновая структура борновской амплитуды обмена нейтроном хорошо известна (см., например, [4, 8]).

**$p + N^*$ -компонента.** Согласно расчетам [1], основанным на модели Редже, и анализу [83], выполненному в рамках теории мезонных обменов, вклад  $NN^*$ -компонент оказался существенным для объяснения экспериментальных данных по сечению  $pd$ -рассеяния назад при энергиях  $\sim 1$  ГэВ. Однако применение модели Редже при энергиях порядка массы нуклона, так же, как значительные неопределенности в информации о вершинах мезон- $NN^*$ , делают эти оценки сомнительными. Развита в последнее десятилетие  $6$ -кварковая модель дейтрона [84–86] дает новый подход к расчету  $dNN^*$ -вершин. В этой модели структура дейтрона на малых  $NN$ -расстояниях  $r_{NN} \leq 1$  фм определяется суперпозицией невозбужденной  $s^6$  и возбужденной  $s^4 p^2 - s^5 2s$  кварковых оболочечных конфигураций. Согласно данной модели, наличие двухквантовых  $2\hbar\omega$ -возбуждений в конфигурации  $s^4 p^2 - s^5 2s$  является причиной феноменологического отталкивательного кора в потенциале  $NN$ -взаимодействия [84, 85]. Эта же возбужденная кварковая конфигурация приводит к примеси малых  $NN^*$ -компонент в волновой функции дейтрона. В рамках этого подхода вычислены эффективные числа и импульсные распределения для различных барион-барионных компонент в дейтроне [87], что позволило выполнить анализ роли  $NN^*$ -компонент в реакции  $dA \rightarrow p(0^\circ)X$  [24, 79].

Рассмотрим обмен нуклонными резонансами  $N^*$ , исходя из  $p + N^*$ -компоненты волновой функции дейтрона, построенной в работах [79, 87]. В кварковой модели волновая функция дейтрона в канале  $d \rightarrow N + B$ ,  $\Psi_\lambda^{\sigma_N \sigma_B}$ , входящая в выражения (48), (50), (56), определяется следующим интегралом перекрытия между  $6$ -кварковой волновой функцией дейтрона  $\Psi_{6q}$  и произ-

ведением внутренних волновых функций барионов  $\varphi_N$  и  $\varphi_B$ :

$$\Psi_{\lambda}^{\sigma_N \sigma_B} = \left( \frac{6!}{3!3!2} \right)^{\frac{1}{2}} < \varphi_N \varphi_B | \Psi_{6q} >. \quad (62)$$

Состояние бариона в кварковой модели выражается в виде разложения по базисным состояниям трансляционно-инвариантной модели оболочек. Используя формализм, развитый в работе [87] для интегралов перекрытия (62), получаем следующее выражение для амплитуды передачи  $N^*$ -резонанса в процессе  $pd \rightarrow dp$ :

$$A_{\text{ОБО}}^{\text{Борн}} = K \sqrt{\kappa_{pN}(q_i) \kappa_{pN}(q_f)} \sum_{\substack{M_{L_B} M_{S_B} \\ M'_{L_B} M'_{S_B} M_{J_B}}} (L_B M_{L_B} S_B M_{S_B} | J_B M_{J_B}) \times \\ \times (S_B M_{S_B} 1/2 \sigma_f | 1 \lambda_i) (L_B M'_{L_B} S_B M'_{S_B} | J_B M_{J_B}) (S_B M'_{S_B} 1/2 \sigma_i | 1 \lambda_f) \times \\ \times Y_{L_B M_{L_B}}(\hat{q}_f) Y_{L_B M'_{L_B}}^*(\hat{q}_i) 2 \Phi_{N_B L_B}^2(q_f). \quad (63)$$

Здесь  $L_B, S_B, J_B$  – орбитальный момент, спин и полный угловой момент изобары,  $M_{L_B}, M_{S_B}, M_{J_B}$  – соответствующие  $z$ -проекции этих моментов;  $\Phi_{N_B L_B}(q)$  – волновая функция относительного движения в канале  $d \rightarrow p + N^*$ , нормированная условием

$$\int_0^{\infty} \Phi_{N_B L_B}^2(q) q^2 \frac{dq}{(2\pi)^3} = N_d^{pN^*}, \quad (64)$$

где  $N_d^{pN^*}$  – эффективное число изобар  $N^*$  в дейтроне.

В работах [79, 87] использована схема связи угловых моментов ( $\mathbf{L}_B + \mathbf{S}_B = \mathbf{J}_B, \mathbf{S}_B + \mathbf{s}_p = \mathbf{J}_d$ ), при которой внутренний орбитальный момент бариона  $B$  является также орбитальным моментом относительного движения в канале  $d \rightarrow p + B$ . Выражение (63) получено именно при использовании этой схемы связи моментов. Однако в основном канале  $d \rightarrow p + n$ , который в [79, 87] не описывается кварковой моделью, имеет место иная схема связи моментов:  $\mathbf{s}_n + \mathbf{s}_p = \mathbf{S}, \mathbf{L} + \mathbf{S} = \mathbf{J}_d$ . Поэтому для согласования спиновой структуры  $pN^*$ -компоненты со спиновой структурой  $pn$ -компоненты необходимо в канале  $d \rightarrow p + B$  использовать следующую схему связи угловых моментов:

$$\mathbf{L}_B + \mathbf{S}_B = \mathbf{J}_B, \mathbf{J}_B + \mathbf{s}_p = \mathbf{S}, \mathbf{L} + \mathbf{S} = \mathbf{J}_d, \quad (65)$$

где угловой момент  $L$  имеет ту же четность, что и  $L_B$ , и полагается здесь равным  $L_B$ .

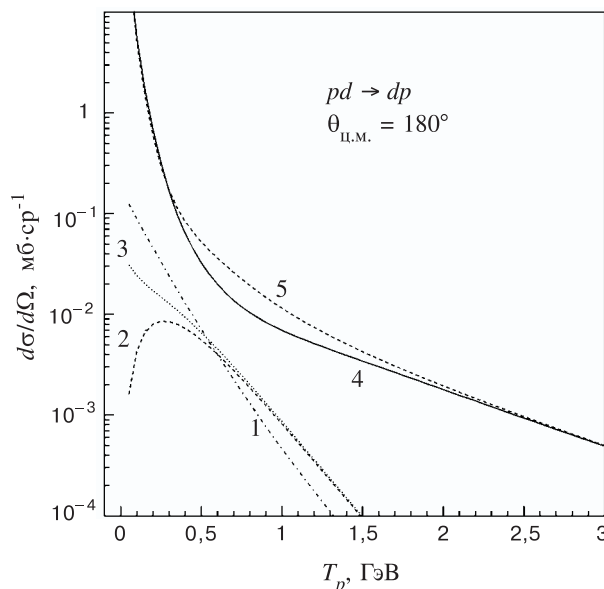


Рис. 11. Результаты расчета сечения процесса  $pd \rightarrow dp$  при  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$  в зависимости от кинетической энергии начального протона в лаб. системе  $T_p$  на основе ОБО-механизмов: вклад обмена  $N^*$ -изобарами положительной (1) и отрицательной (2) четности, полный вклад  $N^*$ -обменов (3), обмен нейтроном (сплошная кривая, 4), когерентная сумма  $n$  и  $N^*$  обменов (5)

**6.4. Численные результаты. Обмен нуклонными резонансами.** При вычислении вклада обмена нуклонными резонансами в процесс  $pd \rightarrow dp$  здесь учтены десять состояний трансляционно-инвариантной модели оболочек, приведенных в табл.2 работы [79], для которых эффективные числа не меньше, чем  $10^{-5}$ . При этом в наших расчетах масса состояния отождествлялась с массой того резонанса, в волновой функции которого рассматриваемое состояние трансляционно-инвариантной модели оболочек имеет наибольший вес. Например, состоянию  $|2(20)[21]0\frac{1}{2}\frac{1}{2}\rangle$  приписывается масса 1710 МэВ. Результаты расчетов с учетом обмена нуклонными резонансами представлены на рис.11–13. Расчеты показывают, что вклад обмена  $N^*$ -резонансами сильно зависит от используемой формы релятивистской динамики. Так, при переходе от БКТ к нековариантному подходу ДСФ вклад обмена  $N^*$ -изобарой уменьшается, что происходит вследствие увеличения относительного импульса в вершине  $d \rightarrow NN^*$ . С ростом массы передаваемого резонанса его вклад в процесс  $pd \rightarrow dp$  тоже уменьшается, так как относительный импульс в вершине  $d \rightarrow NN^*$  увеличивается. Из рис.11 видно, что суммарный вклад



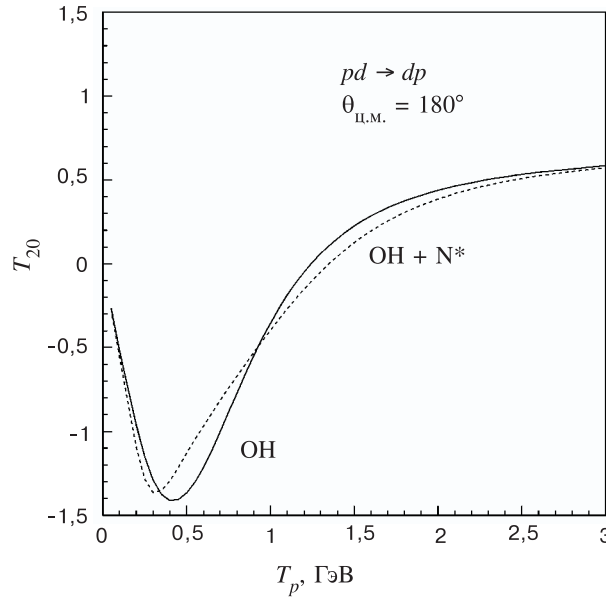


Рис. 12. Результаты расчета тензорной поляризации дейтрона в процессе  $pd \rightarrow dp$  при  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$  в зависимости от кинетической энергии начального протона в лаб. системе  $T_p$  на основе ОБО-механизмов: сплошная кривая – ОН, штриховая – когерентная сумма  $n$  и  $N^*$  обменов

состояний отрицательной четности, то есть  $p$ -состояний относительного движения в канале  $d \rightarrow p + N^*$ , является максимальным в области начальных энергий протонов в лаб. системе  $\sim 0,3$  ГэВ. Максимальный относительный вклад резонансов положительной четности, т.е.  $s$ -состояний относительного  $p - N^*$ -движения в канале  $d \rightarrow p + N^*$ , приходится на область начальных энергий протонов в лаб. системе  $T_p \sim 0,2 \div 0,4$  ГэВ. Как показано в [28], суммарная амплитуда обмена  $N^*$ -изобарами положительной четности деструктивно интерферирует с суммарной амплитудой обмена состояниями отрицательной четности. В целом полный вклад обмена  $N^*$ -состояниями в  $pd \rightarrow dp$  в модели [79], согласно [28], пренебрежимо мал как в сечении, так и в тензорной поляризации и практически не меняет численных результатов. Отметим, что согласно работе [79] в инклюзивной реакции  $d + A \rightarrow p(0^\circ) + X$  в рамках механизма ОН интерференция  $s$ - и  $p$ -вкладов отсутствует, и это, видимо, является одной из причин более существенного влияния  $N^*$ -обменов, чем в процессе  $pd \rightarrow dp$ .

Однако при переходе к более обоснованной схеме связи угловых моментов (65) получается иной результат [29]: интерференция  $s$ - и  $p$ -состояний не

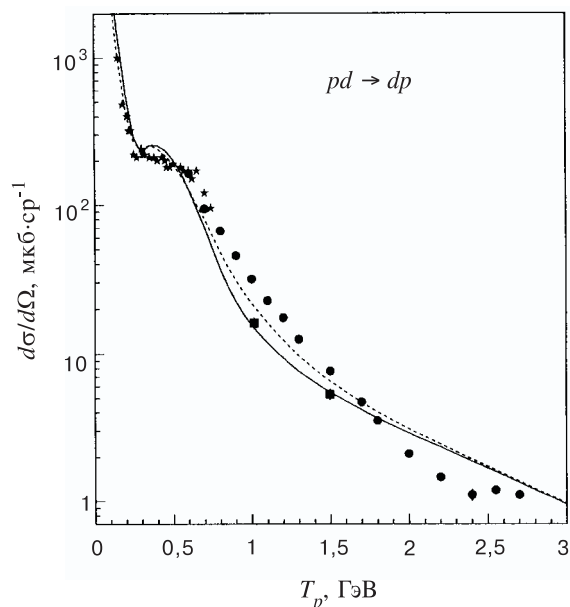


Рис. 13. Результаты расчета сечения процесса  $pd \rightarrow dp$  при  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$  в зависимости от кинетической энергии начального протона в лаб. системе  $T_p$  на основе механизмов  $ON + \Delta + OP$  (сплошная кривая) и  $ON + \Delta + OP + N^*$ -обмены (штриховая). Экспериментальные данные: (\*) – [20], (●) – [18], (■) – [17]

является более деструктивной. В результате суммарное сечение  $n + N^*$  обмена оказывается примерно в два раза выше, чем дает чистый обмен нейтроном в интервале  $0,7 \div 1,2$  ГэВ (см. рис.11). Как раз в этой области было обнаружено расхождение между предсказаниями модели  $ON + \Delta + OP$  и экспериментом. Проведенные нами расчеты [29] в расширенной модели  $ON + \Delta + OP + ОБО$ , как видно из рис. 13, значительно лучше согласуются с экспериментальными данными в интервале энергий  $0,7 \div 1,5$  ГэВ. Однако расхождение с экспериментом по  $T_{20}$  не устраняется и при подключении амплитуды ОБО (рис.12). Это может быть связано, как уже отмечалось в предыдущем разделе, с приближениями, сделанными при вычислении амплитуды  $\Delta$ -резонансного механизма\*.

\*Необходимо подчеркнуть, что в расчетах [28,29] использовался вариант с наибольшим значением осцилляторного параметра  $b = 0,8$  фм, который определяет размер нуклона в кварковой модели и входит в ядро МРГ [79]. Более реалистичным значением является  $b = 0,5 \div 0,6$  фм, при котором эффективные числа нуклонных изобар в  $\sim 3$  раза меньше [79]. Поэтому обсуждаемые результаты расчетов следует рассматривать как верхнюю оценку вклада  $N^*$ -обменами.

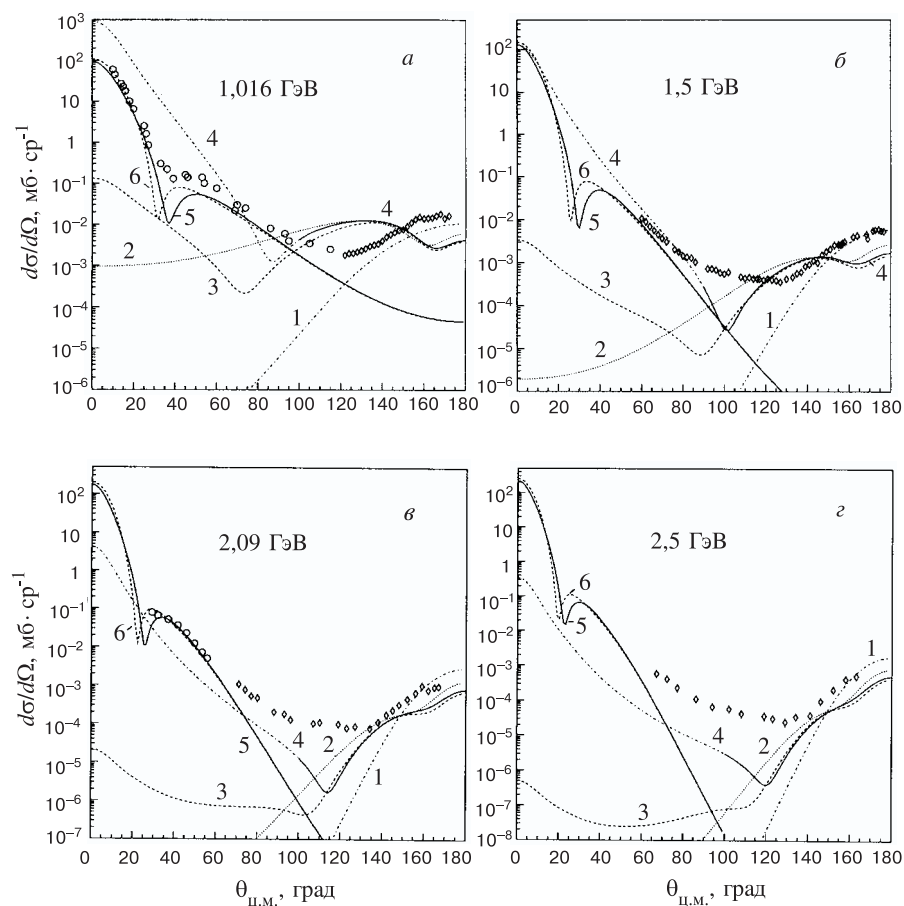


Рис. 14. Угловая зависимость сечения упругого  $pd$ -рассеяния в с.ц.м. при различных начальных энергиях протона: а) 1,016 ГэВ, б) 1,5 ГэВ, в) 2,09 ГэВ, г) 2,5 ГэВ. Кривые – результаты расчетов с использованием различных механизмов: 1 – механизм ОН на рис.10, а; 2 – сумма диаграмм б и в на рис.10; 3 – сумма диаграмм б, в и г на рис.10; 4 – сумма диаграмм б, в, г и д на рис.10; 5 – дифракционная теория Глаубера–Ситенко с ядерной плотностью, соответствующей  $S$ -волне дейтрона в потенциале RSC; 6 – то же, что 5, но с гауссовской плотностью из работы [89]. Экспериментальные данные: (○) – [16], (◇) – [17]

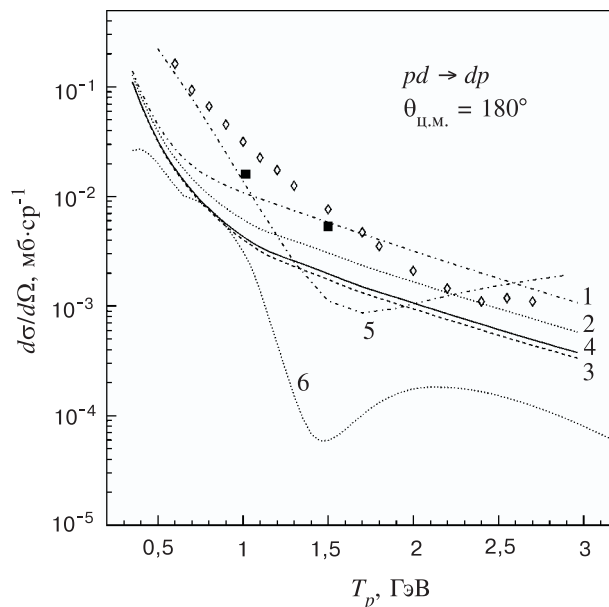


Рис. 15. Зависимость сечения  $pd$ -рассеяния от энергии налетающего протона при  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$ . Кривые 1–4 имеют тот же смысл, что и на рис.14; 5 – вклад треугольной диаграммы однопионного обмена, 6 – однократное  $pN$ -рассеяние. Экспериментальные данные: ( $\diamond$ ) – работа [18], ( $\blacksquare$ ) – [17]

*Обмен нейтроном и вклад перерассеяний.* Численные расчеты для механизма обмена нейтроном выполнены с использованием волновой функции дейтрона в форме Рейда с мягким кором (RSC), параметризованной в [74]. Параметры амплитуд упругого  $pp$ - и  $pn$ -рассеяния взяты из работы [88]. На рис.14,а – г показана угловая зависимость сечения упругого  $pd$ -рассеяния в интервале  $0 \leq \theta_{\text{ц.м.}} \leq 180^\circ$  при энергиях налетающих протонов в лаб. системе  $T_p = 1,016, 1,5, 2,09$  и  $2,5$  ГэВ. Теоретические кривые получены в рамках теории Глаубера–Ситенко в передней полусфере  $\theta_{\text{ц.м.}} \leq 60^\circ$  и на основе механизма ОН с перерассеяниями – в задней,  $\theta_{\text{ц.м.}} \geq 120^\circ$ . Из рис.14 видно, что при  $T_p = 1 \div 2,5$  ГэВ и  $\theta_{\text{ц.м.}} = 150 \div 180^\circ$  борновское приближение для механизма ОН по форме и абсолютной величине удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными. Однако при учете  $pp$ - и  $pd$ -перерассеяний это качественное соответствие разрушается. При углах  $150^\circ \leq \theta_{\text{ц.м.}} < 180^\circ$  наблюдается замедление убывания сечения  $d\sigma/d\Omega(\theta)$  при уменьшении угла  $\theta$  в соответствии с качественными аргументами, приведенными в разд.3. Аналогичный эффект сыграл важную роль при описании угловой зависимости

упругого  $p^3\text{He}$ -рассеяния на большие углы в рамках механизма обмена  $np$ -парой [27] \*.

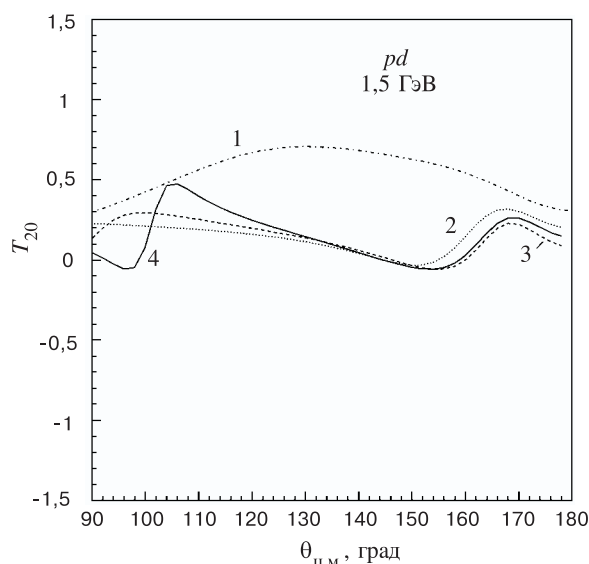


Рис. 16. Тензорная поляризация дейтрона в упругом  $pd$ -рассеянии как функция угла рассеяния при энергии начального протона  $T_p = 1,5$  ГэВ. Кривые 1–4 имеют тот же смысл, что и на рис.14

Абсолютная величина сечения под углом  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$  уменьшается в  $\sim 2 - 3$  раза в интервале энергий  $T_p = 1 \div 3$  ГэВ при учете искажений (см.рис.15). Как видно из рис.15, вклад механизма ОН с учетом перерассеяний оказывается значительно ниже экспериментальных точек для сечения  $pd$ -рассеяния на угол  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$  во всей рассматриваемой области энергий

\*Отметим, что при уменьшении угла рассеяния  $\theta_{\text{ц.м.}}$  от  $100^\circ$  до  $0^\circ$  вклад механизма ОН с учетом перерассеяний резко возрастает особенно при одновременном учете  $pp$ - и  $pd$ -перерассеяний, и приближается к значению, предсказываемому теорией Глаубера–Ситенко. Как было показано в разд.3, это происходит за счет уменьшения аргументов волновых функций  $\phi_{d_i}(\mathbf{Q}_i)$  и  $\phi_{d_f}(\mathbf{Q}_f)$  до нулевых значений, так как при углах  $\theta_{\text{ц.м.}} \sim 0^\circ$  переданные в перерассеяниях импульсы  $\mathbf{q}$  и  $\mathbf{q}'$  параллельны относительным импульсам нейтрона и протона в дейтроне  $\mathbf{Q}_i$  и  $\mathbf{Q}_f$ , соответствующим борновскому приближению однонуклонного обмена. Однако на основании этих расчетов нельзя сделать привлекательный, на первый взгляд, вывод, что механизм ОН вносит значительный вклад в упругое  $pd$ -рассеяние вперед, так как используемый здесь метод учета искажений скорее всего неприменим в области углов рассеяния  $\theta_{\text{ц.м.}} \sim 0^\circ$ , так же, как теория многократного рассеяния Глаубера–Ситенко неприменима в области углов  $\sim 180^\circ$ .

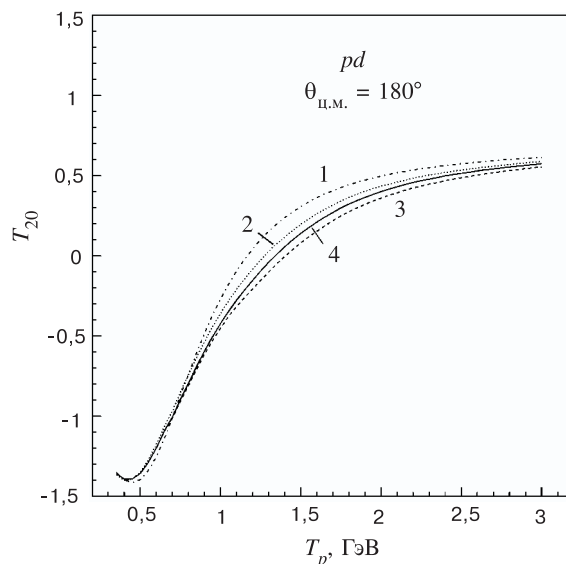


Рис. 17. Тензорная поляризация дейтрона в упругом  $pd$ -рассеянии на угол  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$  как функция энергии начального протона. Кривые 1–4 имеют тот же смысл, что и на рис.14

0,5 ÷ 3 ГэВ. Минимальное отклонение от эксперимента имеет место при энергиях  $T_p = 2,2 \div 2,4$  ГэВ, но даже в этом случае расхождение характеризуется фактором  $\sim 2$ . Следует подчеркнуть, что для парижской волновой функции дейтрона вклад механизма ОН еще меньше, чем для используемой здесь функции RSC (см., например, [13]). Таким образом, выполненные нами расчеты качественно согласуются с выводом работы [4] о роли искажений и недостаточности механизма ОН для описания абсолютной величины сечения процесса  $pd \rightarrow dp$  под углом  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$ . В то же время следует отметить, что депрессивная роль искажений оказалась на порядок слабее, чем в случае процесса  $p^3\text{He} \rightarrow ^3\text{He}p$  [27].

Тензорная поляризация  $T_{20}(\theta_{\text{ц.м.}})$  как функция угла рассеяния значительно изменяется при учете перерассеяний (рис.16). Однако под углом  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$  влияние перерассеяний на  $T_{20}$  пренебрежимо мало (см. рис.17). Таким образом, вопреки предположениям, следующим из результатов работы [24], известное противоречие (см., например, [26]) между предсказанием механизма ОН для  $T_{20}(\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ)$  и экспериментальными данными сохраняется и после учета перерассеяний.

На рис.15 для сравнения приведены результаты наших расчетов в рамках механизма однократного рассеяния и ОПО. Для механизма ОПО здесь был

использован формализм из работы [90] с параметризацией экспериментальных данных о реакции  $pp \rightarrow d\pi^+$  из работы [91]. Вклад механизма однократного рассеяния вычислен в импульсном приближении в рамках формализма работы [13] с использованием волновой функции дейтрона в форме RSC. Из рис.15 видно, что вклад этого механизма на порядок ниже экспериментальных данных во всей рассматриваемой области энергий. Учет двукратного рассеяния, согласно [7], приводит к дополнительному уменьшению сечения. Напротив, механизм ОПО в области  $\Delta$ -резонанса, соответствующей энергии протона  $T_p \sim 0,6$  ГэВ, а также при энергиях  $\sim 2,5$  ГэВ вносит более значительный вклад, который соизмерим с экспериментальными данными. Однако при энергиях  $\sim 1,5$  ГэВ вклад механизма ОПО почти на порядок ниже экспериментальных точек. Можно ожидать, что фактический вклад механизма ОПО еще меньше за счет абсорбтивного характера перерассеяний, не учитывавшихся в представленных расчетах. Таким образом, в области энергий  $1 \div 2$  ГэВ ни один из рассмотренных здесь механизмов существенно не дотягивает по абсолютной величине до экспериментального сечения. Причину этого расхождения, по-видимому, следует искать в других механизмах, в частности, в двукратном  $pN$ -рассеянии с возбуждением  $N^*$  резонансов, которое лишь частично учитывается механизмом ОПО.

### 7. ВКЛАД КВАЗИРЕЗОНАНСНОГО $\eta$ - $^3\text{He}$ -СОСТОЯНИЯ В УПРУГОЕ $pd$ -РАССЕЯНИЕ НАЗАД

Анализ данных о реакции  $pd \rightarrow ^3\text{He}\eta$  вблизи порога приводит к гипотезе о существовании квазисвязанных состояний  $B^*$  в системе  $\eta$ - $^3\text{He}$  [54, 55]. В работе [55] на основе фитирования экспериментальных данных в рамках двухступенчатой модели реакции  $pd \rightarrow ^3\text{He}\eta$  с учетом взаимодействия в конечном состоянии были получены параметры этих состояний — масса  $M_B$ , ширина  $\Gamma_B$  и формфактор перехода  $\eta$ - $^3\text{He} \rightarrow B^*$ . На основе этих результатов можно вычислить вклад состояний  $B^*$  в упругое  $pd$ -рассеяние назад.

Предполагая, что квазисвязанное состояние  $B^*$  образуется в результате взаимодействия  $\eta$ -мезона и ядра  $^3\text{He}$ , образовавшихся в процессе  $pd \rightarrow ^3\text{He}\eta$ , для амплитуды перехода  $pd \rightarrow B^*$  получаем выражение

$$(pd \rightarrow B^*) = \int \frac{dq^4}{(2\pi)^4} \frac{A_{^3\text{He}\eta \rightarrow B^*} M_a(pd \rightarrow ^3\text{He}\eta)}{2m_\eta(T_\eta - \mathbf{p}_\eta^2/2m_\eta + i\varepsilon) 2m_\tau(T_\tau - \mathbf{p}_\tau^2/2m_\tau + i\varepsilon)}; \quad (66)$$

где  $m_\tau$ ,  $m_\eta$  — массы  $\eta$ -мезона и ядра  $^3\text{He}$ ,  $q$  — относительный 4-импульс в системе  $\eta$ - $^3\text{He}$ ,  $T_i$ ,  $\mathbf{p}_i$  — кинетическая энергия и 3-импульс частицы (ядра)  $i$ ;  $M_a(pd \rightarrow ^3\text{He}\eta)$  — амплитуда реакции  $pd \rightarrow ^3\text{He}\eta$  в двухступенчатой модели в обозначениях работы [55],  $A_{^3\text{He}\eta \rightarrow B^*}$  — амплитуда виртуального процесса

${}^3\text{He}\eta \rightarrow B^*$ , для которой согласно [55] имеем следующее выражение:

$$A_{{}^3\text{He}\eta \rightarrow B^*} = \sqrt{8\pi s_{pd}} \frac{g_0 \beta^2}{q^2 + \beta^2}; \quad (67)$$

параметры  $g_0$ ,  $\beta$  найдены в [55]. Амплитуду упругого резонансного  $pd$ -рассеяния теперь можно записать в виде

$$A(pd \rightarrow dp) = \frac{A(pd \rightarrow B^*) A(B^* \rightarrow dp)}{2m_{B^*} [E_k - E_0 + i\Gamma_B/2]}, \quad (68)$$

где  $E_0 = -7$  МэВ – энергия состояния  $B^*$  по отношению к уровню  $m_\eta + m_\tau$ ;  $m_{B^*} = m_\eta + m_\tau + E_0$ ;  $E_k$  – энергия относительного движения в системе  $p+d$  с относительным импульсом  $k$ ;  $\Gamma_B \sim 20$  МэВ.

В максимуме ( $E_k = E_0$ ) сечение  $pd$ -рассеяния через промежуточное состояние  $B^*$  имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(pd \rightarrow dp) = \frac{4g_0^4 \beta^4}{64^2 \pi^2 s_{pd} \Gamma_B^2} \frac{1}{(2\pi)^2}. \quad (69)$$

Используя для амплитуды  $M_a(pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta)$  значения, полученные в работе [55], находим из (69)  $d\sigma/d\Omega \sim 0,03$  мкб/ср, в то время как механизм однонуклонного обмена с парижской волновой функцией дейтрона дает при этой же кинетической энергии начального протона  $T_p \sim 1$  ГэВ значительно большее значение 5 мкб/ср [13]. Таким образом, вклад обсуждаемого механизма  $pd$ -рассеяния назад через гипотетическое квазисвязанное  $\eta^3\text{He}$ -состояние пренебрежимо мал.

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как показывает проведенный анализ, в процессе  $pd \rightarrow dp$ , в отличие от упругого  $p^3\text{He}$ -рассеяния назад в области энергий  $1 \div 2$  ГэВ, ни один из рассмотренных здесь механизмов не является абсолютно доминирующим, а их сумма не приводит к достаточно ярким проявлениям структуры ядра. Поэтому теоретическая интерпретация процесса  $pd \rightarrow dp$  является менее выразительной по сравнению с результатами исследования динамики процесса  $p^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}p$  [92]. В значительной степени это связано с тем, что дейтрон — очень рыхлая система. Тем не менее можно сделать и конструктивные выводы в результате проведенного рассмотрения.

Вклад механизма двукратного  $pN$ -рассеяния с возбуждением  $\Delta$ -изобары значителен в интервале энергий  $0,5 \div 1,0$  ГэВ. При достаточно корректном определении параметров амплитуды  $NN \rightleftharpoons N\Delta$  сумма механизмов



ОН+Ор+ $\Delta$  дает качественное объяснение энергетической зависимости сечения рассеяния в интервале энергий  $0,5 \div 1,5$  ГэВ при  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$ . Таким образом, попытки описать экспериментальные данные в этой области энергий исключительно в рамках механизма однонуклонного обмена путем учета релятивистских экстракомпонент волновой функции дейтрона или модификации его обычной  $pn$ -компоненты, но без учета трехчастичных  $N - \Delta - N$ -сил совершенно не оправданы. В то же время модель ОН+Ор+ $\Delta$ , параметры которой наиболее обоснованы в окрестности точки выхода  $\Delta$ -изобары на массовую поверхность, недооценивает абсолютную величину сечения в этой области почти в два раза. С некоторой долей осторожности можно утверждать, что в рамках  $bq$ -модели дейтрона получены указания на заметный вклад обмена  $N^*$ -изобарами в сечение процесса  $pd \rightarrow dp$  в этой области энергий,  $T_p \sim 0,7 \div 1,2$  ГэВ. В настоящее время при этих же энергиях нельзя исключить вклад и других, более экзотических механизмов.

Роль перерассеяний в начальном и конечном состояниях существенна: вклад механизма ОН в сечение процесса  $pd \rightarrow dp$  при  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$  уменьшается в 2–3 раза за счет перерассеяний. Установлен качественный эффект — при отклонении угла рассеяния от значения  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$  относительная роль механизма обмена нуклоном в процессе  $p + d \rightarrow d' + p'$  возрастает за счет уменьшения характерных относительных импульсов в вершинах  $d \rightarrow p' + n$  и  $p + n \rightarrow d'$  вследствие перерассеяний.

Наиболее ярким свойством процесса  $pd \rightarrow dp$  является его высокая чувствительность к параметрам формфакторов в вершинах  $\pi(\rho)NN$ ,  $\pi(\rho)N\Delta$ . Даже при той неопределенности, которая в настоящее время имеется в отношении вклада обмена нейтроном (с учетом эффектов перерассеяния) и  $N^*$ -изобарами, представленные в данной работе расчеты дают все основания утверждать, что широко используемые в теории  $\pi NN$ -систем значения обрезаящих импульсов  $\Lambda_\pi \sim \Lambda_\rho \sim 1,3$  ГэВ/с резко противоречат имеющимся экспериментальным данным о сечении  $pd$ -рассеяния назад в области  $0,5 \div 1,0$  ГэВ.

В интервале энергий  $1 \div 2$  ГэВ ни один из рассмотренных механизмов с использованием реалистических волновых функций дейтрона недотягивает по абсолютной величине до экспериментального сечения. В рамках механизма ОН предсказания для  $T_{20}(\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ)$  резко противоречат экспериментальным данным как в нерелятивистском приближении, так и во всех релятивистских подходах, а учет перерассеяний не меняет этот вывод. В этой связи необходимо отметить, что согласно предварительным данным СЕ-ВАФ [93] тензорная поляризация  $T_{20}$  в упругом рассеянии электронов на дейтронах качественно согласуется с импульсным приближением и нерелятивистской структурой дейтрона до значений переданного импульса 1,35 ГэВ, что соответствует характерным относительным импульсам нуклонов в дейтроне  $\sim 0,6$  ГэВ/с. Это сопоставление показывает, что, вероятнее всего, в

процессе  $pd \rightarrow dp$  в области энергий  $1 \div 2$  ГэВ основную роль играют не эффекты структуры дейтрона, а механизмы с возбуждением  $N^*$ -изобар, аналогичные  $\Delta$ -механизму. Эти механизмы необходимо исследовать в теории по возможности так же тщательно, как и  $\Delta$ -резонансный механизм, хотя сделать это значительно труднее ввиду ограниченной информации о свойствах  $N^*$ -изобар. Как и  $\Delta$ -механизм, механизмы с  $N^*$ -изобарами должны быть довольно слабо чувствительны к высокоимпульсным компонентам волновой функции дейтрона, и поэтому они не вызывают особого интереса с точки зрения исследований релятивистской структуры дейтрона. Однако они могут дать независимую информацию об амплитудах  $NN \rightleftharpoons NN^*$ .

Автор благодарен В.А.Карманову, А.П.Кобушкину, В.И.Комарову, Л.А.Кондратюку, В.И.Кукулину, Ф.М.Льву и В.Г.Неудачину за обсуждение работы.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант №96-02-17215).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Kerman A.K., Kisslinger L.S.** — Phys. Rev., 1969, v.180, p.1483.
2. **Craige N.S., Wilkin C.** — Nucl.Phys., 1969, v.B14, p.477.
3. **Kolybasov V.M., Smorodinskaya N.Ya.** — Phys.Lett., 1971, v.37B, p.272; ЯФ, 1973, т.17, с.1211; **Nakamura A., Satta L.** — Nucl. Phys., 1985, v.A445, p.706.
4. **Levitas M., Noble J.V.** — Nucl. Phys., 1975, v.A251, p.385.
5. **Кондратюк Л.А., Шевченко Л.В.** — ЯФ, 1979, т.29, с.792.
6. **Карманов В.А.** — ЯФ, 1979, т.29, с.1179; 1981, т.34, с.1020.
7. **Gurvitz S.A.** — Phys.Rev., 1980, v.C22, p.725.
8. **Кондратюк Л.А., Лев Ф.М., Шевченко Л.В.** — ЯФ, 1981, т.33, с.1208.
9. **Keister B.D., Tjon J.A.** — Phys. Rev., 1982, v.C26, p.578.
10. **Копелиович Б.З., Нидермайер Ф.** — ЖЭТФ, 1984, т.87, с.1121.
11. **Kobushkin A.P.** — J.Phys.G:Nucl.Phys., 1986, v.12, p.487.
12. **Boudard A., Dillig M.** — Phys.Rev., 1985, v.C31, p.302.
13. **Imambekov O., Uzikov Yu.N., Shevchenko L.V.** — Z. Phys., 1989, v.A332, p.349.
14. **Ситник И.М., Ладыгин В.П., Рекало М.П.** — ЯФ, 1994, т.57, с.2170.
15. **Rekalo M.P., Sitnik I.M.** — Phys.Lett., 1995, v.B356, p.434.
16. **Bennet G.W. et al.** — Phys.Rev.Lett., 1967, v.19, p.387.
17. **Dubal L. et al.** — Phys.Rev., 1974, v.D9, p.597.
18. **Berthet P. et al.** — J. Phys.G: Nucl.Phys, 1982, v.8, p.L111.
19. **Arvieux J. et al.** — Nucl.Phys., 1984, v.A431, p.613.
20. **Boudard A.** — These, CEA-N-2386, Saclay, 1984.
21. **Punjabi V. et al.** — Phys.Lett., 1995, v.B350, p.178.
22. **Rekalo M.P., Piskunov N.M., Sitnik I.M.** — Preprint JINR, E2-97-190, Dubna, 1997.
23. **Ажгирей Л.С. и др.** — Препринт ОИЯИ P1-97-174, Дубна, 1997.
24. **Kobushkin A.P.** — Phys.Lett., 1998, v.B421, p.53..
25. **Аблеев А.Г. и др.** — Письма в ЖЭТФ, 1988, т.47, с.558.
26. **Strokovsky E.A.** — Few-Body Syst.Suppl, 1995, v.8, p.186.
27. **Blokhintsev L.D., Lado A.V., Uzikov Yu.N.** — Nucl.Phys., 1996, v.A597, p.487.

28. Узиков Ю.Н. — ЯФ, 1997, т.60, с.1603.
29. Uzikov Yu.N. — In: Proc. DEUTERON-976 2–7 July, 1997, Dubna (in press).
30. Узиков Ю.Н. — ЯФ, 1992, т.55, с.2374.
31. Лыкасов Г.И. — ЭЧАЯ, 1993, т.24, с.140.
32. Карманов В.А. — ЭЧАЯ, 1988, т.19, с.525; Carbonell J., Desplanques B., Karmanov V.A., Mathiot J.-F. — Phys.Rep., 1998, v.300, p.215.
33. Доркин С.М., Капгарь Л.П., Семых С.С. — Препринт ОИЯИ, Р-96-407, Дубна, 1996.
34. Kartari L.P., Kämpfer B., Dorkin S.M., Semikh S.S. — Phys.Lett., 1997, v.B404, p.8.
35. Kartari L.P., Kämpfer B., Dorkin S.M., Semikh S.S. — Phys.Rev., 1998, v.C57, p.1097..
36. Bakker V.L.G., Kondratyuk L.A., Terentjev M.V. — Nucl.Phys., 1979, v.B158, p.497.
37. Лев Ф.М. — ЭЧАЯ, 1990, т.21, p.1251; Лев Ф.М. — Некоторые вопросы релятивистской квантовой механики систем с заданным числом степеней свободы. ОИЯИ, Дубна, 1988, с.104.
38. Chung P.L., Coester F., Keister B.D., Polyzou W.N. — Phys.Rev., 1988, v.C37, p.2000.
39. Coester F., Polyzou W.N. — Phys. Rev., 1982, v.D26, p.1348.
40. Соколов С.Н. — ТМФ, 1978, т.36, с.193.
41. Соколов С.Н., Шатный А.Н. — ТМФ, 1978, т.31, с.291.
42. Dirac P.A.M. — Rev. Mod. Phys., 1949, v.21, p.392.
43. Karmanov V.A., Smirnov A.V. — Nucl.Phys., 1994, v.A575, p.520.
44. Desplanques B., Karmanov V.A., Mathiot J.-F. — Nucl.Phys., 1995, v.A589, p.697..
45. Lev F.M. — Ann. Phys., 1995, v.237, No.2, p.355.
46. Браун М.А., Токарев М.В. — ЭЧАЯ, 1991, т.22, с.1237.
47. Ladygin V.P., Ladygina N.B. — Preprint JINR E2-96-322, Dubna, 1996.
48. Tokarev M.V. — In: Proc. of the XIth Seminar on High Energy Physics Problem, eds., A.M Baldin, V.V. Burov, Dubna 1994, p.456.
49. Лексин Г.А. — ЖЭТФ, 1957, т.32, с.445; Bennet G.W. et al. — Phys.Rev.Lett., 1967, v.19, p.387; Booth N.E. et al. — Phys.Rev., 1971, v.D4, p.1261; Bonner B.F. et al. — Phys.Rev.Lett., 1977, v.39, p.1253; Комаров В.И. и др. — ЯФ, 1972, т.16, с.234.
50. Barry G.W. — Ann.Phys. (N.Y.), 1972, v.73, p. 482; Vegh L. — Preprint JINR E2-12369, Dubna, 1979.
51. Kondratyuk L.A., Lev F.M., Shevchenko L.V. — Preprint ИТЕР-120, М., 1980; Кондратюк Л.А., Шевченко Л.В. — В кн.: Материалы XVI Зимней школы ЛИЯФ, Л., 1981, с.115.
52. Kondratyuk L.A., Shevchenko L.V. — Preprint ИТЕР-152, М., 1984.
53. Кондратюк Л.А. — В кн.: Нуклон-Нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях. Тр.симп. 23–25 апреля 1984 г. Л., с.402.
54. Wilkin C. — Phys.Rev., 1993, v.C47, p.R938.
55. Кондратюк Л.А., Ладое А.В., Узиков Ю.Н. — ЯФ, 1995, т.58, No.3, с.524.
56. Кондратюк Л.А., Лев Ф.М. — ЯФ, 1977, т.26, с.294.
57. Имамбеков О., Узиков Ю.Н. — ЯФ, 1988, т.47, с.1089.
58. Lee T.-S.H., Matsuyama A. — Phys.Rev., 1985, v.C32, p.516.
59. Lee T.-S.H. — Phys.Rev., 1984, v.C29, p.195.
60. Matsuyama A., Lee T.-S.H. — Phys.Rev., 1986, v.C34, p.1900.
61. Dubach J. et al. — Phys.Rev., 1986, v.C34, p.944; Lamot G.H. et al. — Phys.Rev., 1987, v.C35, p.239.
62. Hudomaly-Gabitzsch J. et al. — Phys. Rev., 1978, v.C18, p.2666.
63. Hancock A.D. et al. — Phys.Rev., 1983, v.C27, p.2742.
64. Verwest B.J. — Phys.Lett., 1979, v.B83, p.161.
65. Fernandez de Cordoba P., Oset E., Vicente-Vacas M.J. et al. — Nucl.Phys., 1995, v.A586, p.586.

66. Engel A. et al. — Nucl.Phys., 1996, v.A 603, p.387.
67. Gari M., Kauffuss U. — Phys. Lett., 1984, v.136B, p.139.
68. Cohen T.D. — Phys.Rev., 1986, v.D34, p.2187.
69. Dmitriev V., Sushkov O., Gaarde C. — Nucl.Phys., 1986, v.A459, p.503.
70. Имамбеков О., Узиков Ю.Н., Шевченко Л.В. — ЯФ, 1986, т.44, с.1459.
71. Имамбеков О., Узиков Ю.Н. — ЯФ, 1990, т.52, с.1361.
72. Tejedor J.A. — PHD, Valensia university, 1995.
73. Lacombe M., Loiseau B., Vinh Mau et al. — Phys.Lett., 1981, v.101B, p.139.
74. Alberi G., Rosa L.P., Tome Z.D. — Phys. Rev. Lett., 1975, v.34, p.503.
75. Krasnopolsky V.M., Kukulkin V.I., Pomerantsev V.N., Sazonov P.V. — Phys.Lett., 1985, v.B165, p.7.
76. Кондратюк Л.А., Лев Ф.М. — Препринт ИТЭФ-147, Москва, 1977.
77. Имамбеков О., Узиков Ю.Н. — Изв. АН СССР, сер.физ., 1987, т.51, с.947.
78. Узиков Ю.Н. — ЯФ, 1997, т.60, с.1771.
79. Кобушкин А.П., Сямтонов А.И., Глозман Л.Я. — ЯФ, 1996, т.59, с.833.
80. Melosh H. — Phys.Rev., 1974, v.D9, p.1095.
81. Ситенко А.Г. — ЭЧАЯ, 1973, т.4, с.547.
82. Алхазов Г.Д., Анисович В.В., Волковицкий П.Э. — Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами при высоких энергиях. Л.: Наука, 1991.
83. Sharma L.S., Bhasin Y.S., Mitra A.N. — Nucl.Phys., 1971, v.B35, p.466;  
Sharma J.S., Mitra A.N. — Phys.Rev., 1974, v.D9, p.2547.
84. Neudatchin V.G., Obukhovskiy I.T., Kukulkin V.I., Golovanova N.F. — Phys.Rev., 1975, v.C11, p.128.
85. Feassler A., Fernandez F., Lübek G., Shimizu K. — Nucl.Phys., 1983, v.A402, p.555.
86. Kusainov A.M., Neudatchin V.G., Obukhovskiy I.T. — Phys.Rev., 1991, v.C44, p.2343; Glozman L.Ya., Neudatchin V.G., Obukhovskiy I.T. — Phys.Rev., 1993, v.C48.
87. Glozman L.Ya., Kuchina E.I. — Phys.Rev., 1994, v.C49, p.1149.
88. Particle Data Group Report UCRL 20000 NN.1979.
89. Неудачин В.Г., Кукулин В.И., Сахарук А. — ЯФ, 1993, т.52, с.738.
90. Vegh L. — J.Phys.G: Nucl.Phys., 1979, v.8, p.L121.
91. Fäldt G., Wilkin C. — Phys.Lett., 1995, v.B354, p.20.
92. Узиков Ю.Н. — ЭЧАЯ, 1998, т.29, с.1010.
93. Koh S. — Talk on Int. Conf. "Electromagnetic Interactions of Nucleons and Nuclei" (21-26 October, 1997, Santorini, Crece).