

Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”
Научно-исследовательский институт ядерной физики
имени Д.В. Скобельцына

На правах рукописи

Платонова Мария Николаевна

**Проявление ненуклонных степеней свободы
в NN - и Nd -рассеянии
при промежуточных энергиях**

01.04.16 – Физика атомного ядра и элементарных частиц

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физ.-мат. наук, профессор
Кукулин В.И.

Москва – 2015

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Роль нуклонных и ненуклонных степеней свободы в упругом Nd-рассеянии под малыми и большими углами	17
1.1. Введение	17
1.2. Обобщенная дифракционная модель для упругого pd -рассеяния	20
1.3. Параметризация спиральных NN -амплитуд и дейтронных волновых функций	34
1.4. Результаты расчетов и обсуждение. Сравнение с точной трехчастичной теорией и экспериментальными данными	40
1.5. Качественное рассмотрение упругого Nd -рассеяния под большими углами. Связь с неупругим NN -рассеянием	50
1.6. Выводы к первой главе	55
Глава 2. Относительные вклады барионных и дибарионных резонансов в реакции однопионного рождения $NN \rightarrow d\pi$	58
2.1. Введение	58
2.2. Традиционное описание реакции $NN \rightarrow d\pi$: проблемы и решения	60
2.3. Включение промежуточных изовекторных дибарионных резонансов	74
2.4. Проверка модели в упругом NN - и πd -рассеянии	80
2.5. Выводы ко второй главе	85
Глава 3. Проявление промежуточных дибарионов в реакциях двухпионного рождения и новая интерпретация ABC-эффекта	87
3.1. Введение	87
3.2. Теоретическая модель для изоскалярной реакции $pn \rightarrow d(\pi\pi)_0$	91

3.3. Результаты расчетов	106
3.4. Параметры σ -мезона и восстановление киральной симметрии . .	113
3.5. Сигналы изовекторных дибарионов в реакциях 2π -рождения в pp -соударениях	116
3.6. Двухпионное рождение и спектроскопия дибарионов	121
3.7. Выводы к третьей главе	128
Заключение	131
Список литературы	135
Приложение А. Параметры спиральных NN-амплитуд и дейтронных волновых функций, использованные в расчетах	151

Введение

Актуальность темы исследования. Построение теории ядерных сил и адронных процессов на основе фундаментальной теории сильных взаимодействий — квантовой хромодинамики (КХД) — является одной из важнейших задач современной теоретической физики. В последние десятилетия значительный прогресс в этой области был достигнут в основном благодаря развитию техники расчетов КХД на решетке (см., например, обзор [1]). В частности, были получены реалистические предсказания для ряда наблюдаемых величин в адронной физике, а также воспроизведены некоторые черты нуклон-нуклонного взаимодействия. Тем не менее, реализация расчетов на решетке является чрезвычайно трудоемкой и сталкивается с различными трудностями, как технического, так и фундаментального характера. В частности, сложность расчетов возрастает многократно по мере приближения параметров теории (токовых масс кварков и др.) к физическим значениям. В настоящее время, данная техника не позволяет производить реалистические расчеты адронных и ядерных процессов, требующиеся для описания многочисленных экспериментальных данных. Более того, расчеты на решетке не дают понимания основных механизмов адронных взаимодействий на коротких расстояниях и их связи с базовой динамикой кварков и глюонов. Другими словами, остается неясным, каким образом осуществляется переход от кварковых к адронным степеням свободы, от глюонного обмена между кварками к нуклон-нуклонному взаимодействию, определяющему ядерные силы, или, в общем случае, к взаимодействию между адронами в непертурбативной области. В связи с этим остается необходимость в построении эффективных теорий и моделей адронных взаимодействий, учитывающих основные свойства КХД, такие, как конфайнмент и нарушение/восстановление киральной симметрии, и позволяющих хотя бы качественно понять природу вышеназванного перехода от КХД к адронной и ядерной физике.

Если говорить о КХД-мотивированных моделях ядерных сил, то наилучшей

областью для тестирования таких моделей представляются процессы рассеяния в малонуклонных системах, прежде всего, при больших переданных импульсах, т.е. в области малых межнуклонных расстояний. Следует подчеркнуть, что многочисленные экспериментальные данные последних лет по рассеянию в малонуклонных системах выявили ряд значительных эффектов, которые не объясняются традиционными теоретическими подходами, учитывающими лишь нуклонные степени свободы, а также их усовершенствованными версиями, включающими пионы и нуклонные изобары.

В качестве яркого примера здесь можно привести рассеяние нуклонов на ядрах дейтерия (Nd -рассеяние) при промежуточных энергиях $200 \text{ МэВ} < E_N < 2 \text{ ГэВ}$. В то время как рассеяние под малыми углами довольно хорошо описывается стандартными подходами [2], основанными на решении точных трехчастичных уравнений Фаддеева с учетом реалистических нуклон-нуклонных (NN) взаимодействий, в рассеянии под большими углами наблюдаются существенные расхождения между теоретическими расчетами и экспериментальными данными [3, 4]. Эти расхождения увеличиваются с ростом энергии соударения, т.е. по мере продвижения в область все более коротких межнуклонных расстояний [3, 5]. Этот факт содержит указание на проявление кварковой структуры нуклонов в этой области. При этом наиболее сильные расхождения наблюдаются в области практически полного перекрытия нуклонов, т.е. здесь, по всей видимости, речь идет уже об образовании единого шестикваркового ($6q$) мешка, свойства которого и определяют короткодействующее NN -взаимодействие.

Образование таких компактных шестикварковых объектов — *дибарионов* — было впервые предсказано теоретически на основе $SU(6)$ -симметрии еще в 1964 г. в пионерской работе Дайсона и Ксуонга [6], опубликованной спустя всего несколько месяцев после первой работы Гелл-Манна по кварковой модели адронов [7]. В конце 1970-х гг. также появились первые предсказания узких дибарионных резонансов [8–10], повлекшие за собой целую волну исследований в этой области. В то же самое время были найдены экспериментальные указания на

существование ряда дибарионных состояний (см. обзоры [11, 12]). В частности, в упругом $\vec{p}+\vec{p}$ -рассеянии были обнаружены сигналы целой серии изовекторных дибарионов в каналах 1D_2 , 3F_3 , 1G_4 , и т.д.¹ [14, 15]. Также в измерениях поляризации вылетающих протонов в реакции фоторасщепления дейтрона $\gamma d \rightarrow pn$ при энергиях $E_\gamma \simeq 500$ МэВ были найдены, хотя и косвенные, но довольно убедительные указания на существование изоскалярного дибариона с квантовыми числами $I(J^P) = 0(3^+)$ [16, 17] (см. также работу [18] и ссылки в ней). Впоследствии для этих дибарионов были предложены кварковые теоретические модели [19–22].

В то же время, появился ряд теоретических работ, учитывающих дибарионные степени свободы в адронных процессах [23–25]. При этом параметры дибарионов подгонялись под наблюдаемые исследуемого частного процесса, т.е. *ad hoc*, без явной связи как с микроскопическими исследованиями в рамках кварковых моделей, так и с другими типами адронных процессов, в которых должны проявляться те же дибарионные резонансы. С другой стороны, в ряде работ [26–29] было показано, что основные черты некоторых адронных процессов, таких, как $\pi d \rightarrow \pi d$, $NN \leftrightarrow \pi d$ и др., в которых вклад дибарионов ожидался весьма существенным, могут быть описаны также в рамках стандартных мезон-обменных механизмов вообще без привлечения дибарионных степеней свободы. В итоге, сделать надежные выводы о существовании дибарионных резонансов и их роли в адронных процессах оказалось весьма затруднительно. Ситуация усугублялась тем, что, несмотря на активные поиски, в то время (в 80–90-е гг. прошлого века) так и не было получено достаточно убедительных экспериментальных доказательств существования дибарионов, и в итоге интерес к проблеме постепенно угас.

Однако недавно ситуация в дибарионной физике начала стремительно ме-

¹ Важно отметить, что самые первые экспериментальные указания на рождение изовекторного 1D_2 -дибариона в реакции $\pi^+ d \rightarrow pp$ были получены еще в 1950-е гг. в ОИЯИ [13], однако в то время эти результаты не получили широкого распространения.

няться. Был получен ряд новых результатов, которые привели к возобновлению интереса к дибарионной тематике. В частности, важным событием стало предсказание странного H -дибариона в расчетах КХД на решетке [30, 31] и последовавший за этим запуск большой экспериментальной программы [32] по поиску H -дибариона на установке JPARC в Японии. Напомним, что безуспешные попытки экспериментального обнаружения этого дибариона, впервые предсказанного в работах Джаффе [8], стали одной из основных причин скепсиса в отношении всей дибарионной физики [33].

Вторым не менее значимым событием в области уже нестранных дибарионов стало недавнее экспериментальное обнаружение изоскалярного дибарионного резонанса $\mathcal{D}_{03}(2380)$ с $I(J^P) = 0(3^+)$, впервые предсказанного Дайсоном и Ксуонгом [6], в реакциях двухпионного рождения $pn \rightarrow d\pi\pi$, $dd \rightarrow {}^4\text{He}\pi\pi$ и $pd \rightarrow {}^3\text{He}\pi\pi$ [34–37] и явной связи этого резонанса с хорошо известным АВС-эффектом [38, 39] (аномальным усилением сечения указанных реакций вблизи 2π -порога). Важно отметить, что рождение этого дибариона в реакциях 2π -рождения и его связь с АВС-эффектом были предсказаны еще в старой работе [17], однако надежные экспериментальные данные, подтвердившие это предсказание, появились лишь 30 лет спустя. Это стало возможным в основном благодаря значительному усовершенствованию техники эксперимента (переходу к одновременной регистрации трех и большего числа частиц в режиме совпадений, измерений в условиях полной 4π -геометрии и т.д.). Отличительной особенностью резонанса \mathcal{D}_{03} является то, что его масса лежит существенно (на 80 МэВ) ниже порога одновременного возбуждения двух Δ -изобар, и при этом он имеет довольно узкую ширину $\Gamma_{\mathcal{D}_{03}} \simeq 70$ МэВ, что позволяет практически однозначно выделить его сигнал на уровне фона, определяемого стандартными мезон-обменными процессами. При этом наиболее ярко резонансный пик проявляется именно в реакциях с большой передачей импульса, где вклад стандартных механизмов сравнительно мал. Этим объясняется успешность экспериментальных поисков этого резонанса именно в реакции $pn \rightarrow d\pi\pi$. В настоящее время

активно ведутся поиски [40] и других дибарионов, предсказанных в работе [6], в том числе, с изоспинами $I = 2$ и 3 . Однако больший интерес представляет не столько обнаружение отдельных дибарионных резонансов в частных процессах, сколько выявление связи между различными дибарионами и исследование их роли в NN -взаимодействии на малых расстояниях, определяющем короткодействующие ядерные силы.

Модель ядерных сил, учитывающая образование промежуточного одетого дибариона ($6q$ -мешка, окруженного мезонными полями) на коротких межнуклонных расстояниях и построенная на основе фундаментальных кварковых симметрий, была предложена группой ученых из НИИЯФ МГУ имени М.В. Ломоносова совместно с коллегами из Университета г. Тюбингена (Германия) в начале 2000-х гг. [41–43]. Согласно этой модели, основным механизмом, ответственным за NN -притяжение, является сильная связь NN -канала с дибарионным каналом, в котором два начальных нуклона сливаются в единый $6q$ -мешок, одетый сильным скалярным полем σ -мезонов. Скалярное поле излучается в результате перехода $6q$ -мешка из возбужденного состояния с кварковой конфигурацией s^4p^2 (доминирующей в NN -системе) в основное состояние s^6 . Т.е. фактически традиционный t -канальный σ -обмен между нуклонами заменяется s -канальным механизмом рождения одетого дибариона. При этом отталкивающий кор на малых NN -расстояниях эффективно заменяется узлом волновой функции относительного движения нуклонов (на том же расстоянии $r_c \sim 0.5$ Фм), обусловленным ортогональностью нуклонного и дибарионного каналов.

В рамках дибарионной модели были описаны эмпирические фазовые сдвиги упругого NN -рассеяния вплоть до энергий 1 ГэВ, а также успешно воспроизведены свойства легчайших ядер. Отметим, что предсказания дибарионной модели согласуются с экспериментальными данными не хуже, а в ряде случаев даже лучше, чем предсказания традиционных мезон-обменных моделей. При этом дибарионная концепция свободна от многих недостатков стандартной картины мезонного обмена; в частности, она позволяет ввести единые физиче-

ские константы в мезон-нуклонных вершинах для $2N$ - и $3N$ -сил, а также разрешить фундаментальное противоречие между наличием отталкивающего кора в NN -системе и существованием теснокоррелированных NN -пар в ядрах [44]. Важно также отметить, что в дибарионной модели используются всего 3–4 базовых параметра, что на порядок меньше числа параметров, используемых в общепринятых, так называемых реалистических моделях NN -сил (например, Боннской [45, 46], Аргоннской [47] и др.), основанных на традиционной картине мезонного обмена между изолированными нуклонами. Кроме того, дибарионная модель позволила предсказать ряд новых эффектов, некоторые из которых уже подтвердились экспериментально (например, рождение дибарионов в NN -соударениях [34, 35], структура Роперовского резонанса [48, 49] и др.).

Однако наблюдаемые упругого NN -рассеяния и статические свойства ядер, описанные ранее в рамках дибарионной модели, содержат лишь весьма небольшие проявления кварковых степеней свободы и также могут быть довольно хорошо описаны в рамках традиционных мезон-обменных моделей. В связи с этим, представляет интерес применение формализма дибарионной модели для описания процессов с большими передачами импульса (таких, как неупругое NN -рассеяние, упругое Nd -рассеяние под большими углами и др.), традиционное описание которых сталкивается со значительными трудностями.

В рамках настоящей диссертации были выполнены расчеты ряда процессов NN - и Nd -рассеяния при промежуточных энергиях с учетом как нуклонных, так и ненуклонных (изобарных, дибарионных) степеней свободы. При этом особое внимание было уделено исследованию относительной роли традиционных мезон-обменных механизмов NN -взаимодействия, в том числе, с возбуждением нуклонных изобар, и механизмов рождения дибарионных резонансов в исследуемых процессах.

Основной мотивацией данного исследования была общая идея о том, что процессы с большой передачей импульса, типа $NN \rightarrow d\pi$, $NN \rightarrow d\pi\pi$ и др., идут с большей вероятностью через образование промежуточных резонансов

типа изобар и дибарионов, благодаря их большому (относительно прямого нерезонансного процесса) времени жизни. Поскольку общий эффект взаимодействия определяется интегралом от оператора взаимодействия по времени, то в резонансном процессе намного легче осуществить передачу большого импульса, чем в прямом процессе с очень коротким временем задержки.

С другой стороны, процессы, сопровождающиеся большими переданными импульсами, должны быть весьма чувствительны к короткодействующим компонентам NN -сил. Совершенно ясно, что последовательное описание этих компонент сил тесно связано с кварковой структурой нуклонов, поскольку речь идет об области межнуклонных расстояний $r_{NN} \lesssim 1$ Фм, где кварковые остовы двух взаимодействующих нуклонов тесно перекрываются. В этой области естественно рассматривать два нуклона как единую bq -систему, тогда как образование изолированных нуклонных резонансов посредством периферического мезонного обмена должно быть сильно подавлено. В таком случае возникает вопрос о методах описания КХД-механизмов NN -взаимодействия, приводящих к образованию промежуточной bq -системы. Ясно, что явный учет кварковых и глюонных переменных при описании адронных процессов типа $pp \rightarrow d\pi^+$, $pn \rightarrow d\pi^+\pi^-$ и др. приведет к огромным усложнениям всей картины. С другой стороны, в работах [42, 43] было найдено, что основные эффекты кварковой структуры в описании NN -сил могут быть вполне адекватно описаны в терминах дибарионных, а не кварковых степеней свободы. В этом подходе, в t -матрице NN -взаимодействия появляется несколько резонансных членов вида $|\phi_a\rangle\langle\phi_a|/(E - M_D^{(a)} + i\Gamma_D^{(a)}/2)$, где $M_D^{(a)}$ и $\Gamma_D^{(a)}$ — масса и ширина дибариона a -го сорта, т.е. с конкретным набором квантовых чисел, а $|\phi_a\rangle$ — формфактор дибариона, который представляет собой вершинную функцию для распада a -го дибариона в каналы NN , $NN\pi$ или $NN\pi\pi$. Такое описание уже не требует явного присутствия кварк-глюонных степеней свободы и непосредственно связано с переменными соответствующего адронного канала. Как уже было сказано выше, весьма сильные указания на существование многих дибарионных резо-

нансов были найдены разными экспериментальными группами в целом ряде работ (см. обзоры [11, 12], а также недавние работы [34, 35]). И хотя до сих пор идут споры о природе этих дибарионных резонансов [50], их использование для эффективного описания кварковых степеней свободы на малых межнуклонных расстояниях является вполне обоснованным.

Цели и задачи диссертационной работы: Целью диссертации является выяснение роли ненуклонных степеней свободы в процессах упругого и неупругого рассеяния нуклонов промежуточных энергий ~ 1 ГэВ на нуклонах и ядрах дейтерия, включая процессы рождения мезонов. В частности, необходимо прояснить вопрос о вкладе промежуточных дибарионных резонансов в процессы одно- и двухпионного рождения в NN -соударениях. При этом особое внимание должно быть уделено исследованию соотношения между вкладами традиционных механизмов, учитывающих нуклонные (и изобарные) степени свободы, и механизмов возбуждения промежуточных дибарионных резонансов.

Для достижения поставленных целей были решены следующие задачи:

- Разработана обобщенная дифракционная модель для рассеяния быстрых нуклонов на легчайших ядрах, позволяющая адекватно учесть нуклонные степени свободы в таких процессах. Исследованы точность и пределы применимости модели в задаче упругого pd -рассеяния. Продемонстрирована важность учета ненуклонных степеней свободы в процессах рассеяния под большими углами.
- Исследованы относительные вклады механизмов рождения промежуточных барионных и дибарионных резонансов в сечения процессов однопионного рождения типа $pp \rightarrow d\pi^+$.
- Построена дибарионная модель для реакций двухпионного рождения в NN -соударениях, включающая новую интерпретацию знаменитого ABC-эффекта.

Научная новизна. Все результаты, представленные в диссертации, являются новыми и оригинальными. В частности, обобщение дифракционной модели Глаубера–Ситенко для задачи Nd -рассеяния с учетом полной спиновой структуры NN -амплитуд и дейтронной волновой функции, а также процесса двойной перезарядки было сделано впервые. Кроме того, впервые выполнено детальное сравнение предсказаний дифракционной модели с точными расчетами по уравнениям Фаддеева для реалистического NN -взаимодействия. Также впервые получено согласованное описание процессов одно- и двухпионного рождения в NN -соударениях на основе механизмов возбуждения промежуточных дибарионных резонансов. Наконец, предложена принципиально новая количественная интерпретация околопорогового усиления (АВС-эффекта) в реакциях двухпионного рождения, основанная на излучении скалярного σ -мезона из возбужденного дибариона в условиях частичного восстановления киральной симметрии.

Теоретическая и практическая значимость. Предложенная в диссертации интерпретация АВС-эффекта в реакциях двухпионного рождения открывает новые возможности исследования фундаментального явления восстановления киральной симметрии и рождения относительно стабильных легких скалярных мезонов в NN - и Nd -соударениях при промежуточных энергиях порядка 1 ГэВ. (До сих пор эти явления теоретически рассматривались только в ядерной материи высокой плотности и/или температуры.)

Резонансный (дибарионный) механизм для реакций одно- и двухпионного рождения в NN -соударениях, развитый в диссертации, дает новую теоретическую основу для описания процессов рождения мезонов. (Базовые механизмы таких процессов, предложенные ранее в литературе, включали в себя только псевдорезонансы, обусловленные возбуждением отдельных барионов.) Предложенный дибарионный механизм может быть в дальнейшем включен в расчеты более сложных процессов типа упругого и неупругого рассеяния нуклонов на ядрах при больших передачах импульса.

Формализм обобщенной дифракционной модели может быть использован

для расчетов поляризационных характеристик в реакциях рассеяния адронов промежуточных и высоких энергий на ядрах. В настоящее время обобщенная дифракционная модель активно используется учеными из ОИЯИ (Дубна) и Исследовательского центра Юлиха в Германии для расчетов спиновых наблюдаемых рассеяния антипротонов на дейтерии. Эти расчеты очень важны для новой экспериментальной программы FAIR (Дармштадт), предполагающей использование поляризованных антипротонных пучков.

В целом, результаты, изложенные в диссертации, могут быть использованы для дальнейших расчетов адронных и ядерных процессов при промежуточных энергиях, а также для интерпретации существующих и предсказания новых экспериментальных данных.

Результаты и положения, выносимые на защиту:

1. Впервые выполнено обобщение дифракционной модели Глаубера–Ситенко для рассеяния быстрых нуклонов на ядрах дейтерия с учетом спиновой структуры нуклон-нуклонных амплитуд и волновой функции ядра-мишени, а также процесса двойной перезарядки. Получены явные аналитические формулы связи инвариантных Nd - и NN -амплитуд. В рамках построенной модели рассчитаны сечения и поляризационные наблюдаемые упругого pd -рассеяния и выполнено детальное сравнение предсказаний дифракционной модели с результатами точных трехчастичных расчетов и экспериментальными данными. Показано, что проведенное обобщение позволяет существенно расширить область применимости дифракционной модели и улучшить описание данных в широком интервале энергий.
2. Предложен новый механизм Nd -рассеяния под большими углами, включающий трехчастичное взаимодействие с рождением промежуточного дибарионного резонанса. Установлена связь этого механизма с процессами неупругого NN -рассеяния ($NN \rightarrow d\pi$, $NN \rightarrow d\pi\pi$ и т.д.) и возможность его исследования в таких процессах.

3. Исследована относительная роль стандартных мезон-обменных механизмов, в том числе, с возбуждением промежуточной Δ -изобары, и механизмов возбуждения изовекторных дибарионных резонансов в реакции однопионного рождения $NN \rightarrow d\pi$. Показано, что учет механизмов рождения промежуточных дибарионов позволяет значительно улучшить описание данных для рассматриваемой реакции при условии согласованной параметризации мезон-обменных вершин в одно- и двухнуклонном секторе. Также впервые указана возможность исследования изовекторных дибарионных резонансов в реакциях двухпионного рождения в pp -соударениях.
4. На основе дибарионной модели NN -взаимодействия предложена новая количественная интерпретация околопорогового усиления (АВС-эффекта) в реакциях двухпионного рождения $np \rightarrow d\pi\pi$, $pd \rightarrow {}^3\text{He}\pi\pi$ и др., открытого экспериментально более 50 лет назад и до сих пор не получившего признанного теоретического объяснения. Впервые показано, что АВС-эффект можно рассматривать как прямое экспериментальное подтверждение восстановления киральной симметрии в адронных соударениях при промежуточных энергиях.

Степень достоверности результатов работы. Достоверность результатов определяется использованием хорошо известных и проверенных расчетных методов. В частности, обобщенная дифракционная модель была разработана на основе известной модели Глаубера–Ситенко, имеющей ясное физическое обоснование и успешно применяющейся в расчетах сечений рассеяния быстрых адронов на ядрах уже более 50 лет. Модели реакций одно- и двухпионного рождения были построены на основе дибарионной модели ядерных сил, с использованием стандартной диаграммной техники для адронных процессов. Эффективность дибарионной модели для описания NN -рассеяния и свойств легчайших ядер была установлена в ряде предшествующих работ. Достоверность полученных результатов также подтверждается хорошим согласием с опубликованными экс-

периментальными данными по теме диссертации и с теоретическими предсказаниями других авторов в случаях, когда такое сравнение является обоснованным.

Апробация результатов.

Результаты, изложенные в диссертации, были опубликованы в ведущих российских и зарубежных журналах, доложены на научном семинаре по ядерной физике НИИЯФ МГУ и представлены на авторитетных международных конференциях. Основные результаты диссертации были доложены на следующих конференциях:

- LIX Международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра “ЯДРО 2009” (Чебоксары, Июнь 10–15, 2009).
- LX Международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра “ЯДРО 2010” (Санкт-Петербург, Июль 5–10, 2010).
- The Rutherford Centennial Conference on Nuclear Physics (Manchester, UK, August 8–12, 2011).
- LXII Международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра “ЯДРО 2012” (Воронеж, Июнь 25–30, 2012).
- Mini-workshop on two-pion production in the HADES and WASA experiments (IPN Orsay, France, April 2–4, 2013).
- The 22nd European Conference on Few-Body Problems in Physics “EFB 22” (Cracow, Poland, September 9–14, 2013).
- The 13th International Conference on Meson-Nucleon Physics and the Structure of the Nucleon “MENU 2013” (Rome, Italy, September 30 – October 4, 2013).
- XII Всероссийская Конференция “Молодые ученые России” (Москва, Апрель 14–15, 2014).

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 21 работе, из них 9 статей в рецензируемых научных журналах [51–59] и 12 тезисов докладов [60–71].

Личный вклад автора.

Все представленные в диссертации конкретные результаты были получены автором лично. В частности, разработаны теоретические модели исследуемых физических процессов, проведен выбор расчетных методов, выполнены аналитические и численные расчеты, выполнено детальное сравнение с экспериментальными данными. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, причем вклад диссертанта был определяющим.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 3 глав, заключения, библиографии и приложения. Общий объем диссертации 154 страницы, из них 134 страницы текста, включая 28 рисунков и 6 таблиц. Библиография включает 175 наименований на 16 страницах. Объем приложения 4 страницы, включая 4 таблицы.

Глава 1 посвящена исследованию поляризационных наблюдаемых в упругом pd -рассеянии на основе обобщенной дифракционной модели. Также в Главе 1 рассматриваются возможные механизмы Nd -рассеяния под большими углами, включающие ненуклонные степени свободы. В Главе 2 исследуются относительные вклады промежуточных барионных и дибарионных резонансов в реакции однопионного рождения $pp \rightarrow d\pi^+$. Рождение дибарионных резонансов в процессах двухпионного рождения в NN -соударениях и новая интерпретация знаменитого ABC-эффекта рассматриваются в Главе 3. В заключении приводятся основные результаты и выводы диссертационной работы.

Глава 1

Роль нуклонных и ненуклонных степеней свободы в упругом Nd -рассеянии под малыми и большими углами

1.1. Введение

В последние годы в связи с активным изучением трехчастичных сил и ненуклонных (кварковых, мезонных и др.) степеней свободы в ядрах сильно возрос интерес к простейшим ядерным реакциям и в особенности к их поляризационным характеристикам, поскольку такие процессы можно исследовать почти безмодельным образом, привлекая минимальное число свободных параметров. Примером служит упругое и неупругое $\vec{p} + \vec{d}$ -рассеяние, в котором может содержаться ценная информация о новых, еще не исследованных механизмах в адронных процессах. Ввиду хорошей осведомленности о дейтронных волновых функциях и NN -потенциалах (в рамках традиционных моделей), а также ввиду наличия богатого набора экспериментальных данных, вклад новых механизмов может быть сравнительно легко обнаружен и выделен именно в pd -рассеянии. Однако, для того чтобы исследовать роль новых нестандартных механизмов в этом процессе, включающих ненуклонные степени свободы и трехчастичные силы, необходимо иметь достаточно надежную теоретическую основу, учитывающую базовые механизмы pd -рассеяния, основанные на парном NN -взаимодействии. Тем не менее, даже в рамках лишь нуклонных степеней свободы к настоящему времени не создано количественной теории данного процесса при промежуточных и высоких энергиях.

Лишь в относительно недавнее время, в связи с интенсивным развитием вычислительной техники, стало возможным решать точные трехчастичные урав-

нения Фаддеева с реалистическими NN -потенциалами при энергиях падающей частицы в лаборатории $E_N \sim 100\text{--}200$ МэВ [2]. Однако продвижение в область более высоких энергий затруднено как по техническим, так и по физическим причинам, поскольку современные реалистические NN -потенциалы (CD-Bonn, AV18, Nijm-I,II и др.) не применимы для энергий $E_N > 350$ МэВ. Разработанная недавно техника прямого интегрирования уравнений Фаддеева без разложения по парциальным волнам [72] позволила выполнить расчеты сечений Nd -рассеяния до энергий $E_N = 2$ ГэВ, но пока только для трех скалярных частиц с модельным центральным взаимодействием. Однако, уже при энергиях $E_N \sim 100$ МэВ даже для дифференциального сечения были выявлены расхождения результатов реалистических трехнуклонных расчетов при использовании только парных NN -сил с экспериментальными данными для Nd -рассеяния при больших переданных импульсах (т.е. для больших углов рассеяния), причем эти расхождения увеличиваются с ростом энергии. Включение в расчет релятивистских эффектов и стандартных $3N$ -сил, большинство из которых основано на механизме 2π -обмена с возбуждением промежуточной Δ -изобары, привело лишь к частичному восстановлению согласия с экспериментом, и существенные расхождения между результатами точных трехнуклонных расчетов и экспериментальными данными все еще остаются [3, 4, 73].

Для полного понимания природы указанных расхождений необходимо иметь достаточно надежную теорию высокоэнергетического Nd -рассеяния. Классическим подходом в этой области является дифракционная модель Глаубера–Ситенко [74–78], основанная на эйкональном приближении в теории рассеяния. Однако, при том что большое внимание в литературе было уделено исследованию роли различных поправок к дифракционной модели [79, 80], уровень точности предсказаний исходной модели Глаубера–Ситенко до сих пор был плохо известен.

Многочисленные попытки усовершенствования исходной дифракционной модели, не учитывающей целый ряд вроде бы важных эффектов, объяснялись,

главным образом, стремлением расширить угловой интервал ее применимости. Однако теперь, имея в виду вышеуказанные расхождения точных трехчастичных расчетов с соответствующими экспериментальными данными, можно посмотреть на эту проблему с другой стороны. Дело в том, что при промежуточных и высоких энергиях упругое pd -рассеяние на большие углы в основном происходит на высокоимпульсных компонентах дейтронной волновой функции, и чтобы оно происходило с заметной вероятностью, соответствующие компоненты должны быть достаточно велики. Очевидно, что высокоимпульсные компоненты в дейтронных волновых функциях отвечают области весьма малых межнуклонных расстояний ($r_{NN} \lesssim 1$ Фм), где нуклоны уже заметно перекрываются и теряют свою индивидуальность. Поэтому фактически в таких случаях налетающая быстрая частица взаимодействует с дейтроном не как со слабо связанной системой двух нуклонов, а как с целым компактным объектом. Тот факт, что точные трехчастичные расчеты существенно недооценивают экспериментально измеренное дифференциальное сечение при больших переданных импульсах, начиная уже с энергий $E \sim 200$ МэВ, и что с ростом энергии это расхождение также растет, ясно свидетельствует о недооценке роли высокоимпульсных компонент дейтронной волновой функции в традиционных моделях NN -сил. Следовательно, для адекватного описания pd -рассеяния на большие углы требуется принципиально новый подход, и никакое уточнение модели Глаубера в рамках лишь нуклонных степеней свободы не позволит устранить расхождения теории и эксперимента. Поэтому целесообразно провести прямое сравнение предсказаний исходной дифракционной модели с результатами точных фаддеевских расчетов, учитывающих те же степени свободы и основанных на тех же исходных NN -амплитудах, в той области энергий, где применение обоих подходов является обоснованным. Такое сравнение, проведенное не только для сечений, но и для целого ряда поляризационных наблюдаемых, более чувствительных к различным механизмам и сделанным приближениям, и будет наиболее показательным тестом применимости дифракционной модели. Большая часть настоящей

главы посвящена именно детальному исследованию пределов применимости дифракционной модели, предварительно обобщенной для анализа поляризационных наблюдаемых в pd -рассеянии, путем сравнения с точными трехчастичными расчетами, а также с имеющимися экспериментальными данными.

1.2. Обобщенная дифракционная модель для упругого pd -рассеяния

Первые работы, в которых обсуждался дифракционный подход Глаубера для рассеяния быстрых нуклонов на ядрах, содержали лишь весьма схематичные вычисления, основанные на простейших моделях NN -взаимодействия. Отчасти это было обусловлено желанием получить простые аналитические выражения, основной же причиной было отсутствие в то время достаточного набора данных по NN -рассеянию. Неточность исходных данных естественно влекла за собой дополнительные не всегда обоснованные приближения и не позволяла в полной мере оценить ни применимость исходной модели, ни влияние различных поправок к ней. Позднее были предприняты попытки более точного описания NN -взаимодействия в рамках дифракционной модели. В частности, спиновые эффекты в NN -амплитудах и их влияние на дифференциальное сечение упругого pd -рассеяния были частично исследованы в работах [81–83]. Вклад процесса двойной перезарядки, обусловленного изоспиновой зависимостью NN -амплитуды, в амплитуду двукратного рассеяния был рассмотрен в работах [84, 85]. Наконец, в работах [86, 87] были проведены вычисления сечения pd -рассеяния с учетом D -волны дейтрона. Однако, в рамках дифракционной модели так и не было произведено расчетов, включающих полную спиновую и изоспиновую структуру NN -амплитуд вместе с D -волной дейтрона (позднее это было сделано уже в рамках более общей теории [88]). Такое обобщение необходимо для анализа различных поляризационных наблюдаемых, хорошо изученных в последние годы в целом ряде экспериментов. Помимо этого, важно уста-

новить количественную степень точности дифракционной модели именно для спин-зависящих наблюдаемых.

1.2.1. Определения амплитуд и наблюдаемых

Для описания процесса упругого столкновения протона с дейтроном необходимо определить амплитуду рассеяния и выразить через нее дифференциальные сечения и поляризационные наблюдаемые. Амплитуда в данном случае является оператором в спиновом пространстве налетающего протона и дейтрона, т.е. матрицей 6×6 . Из 36 матричных элементов различны только 12, причем различия между ними могут достигать порядка величины, поскольку для pd -рассеяния в области промежуточных энергий, так же, как и для NN -рассеяния, основная амплитуда, не зависящая от спинов, значительно превышает остальные (с однократным и двукратным переворотом спина). Поэтому поляризационные наблюдаемые, содержащие интерференцию больших и малых амплитуд в качестве основного вклада, гораздо более чувствительны к тонким эффектам и механизмам реакции, чем усредненное по поляризациям дифференциальное сечение, определяемое в основном квадратом модуля доминирующей амплитуды.

Дифференциальное сечение упругого pd -рассеяния связано с амплитудой следующим соотношением:

$$d\sigma/dt = \frac{1}{6} \text{Sp} (\mathcal{M}\mathcal{M}^\dagger), \quad (1.1)$$

где t — квадрат переданного 4-импульса. Чтобы не загромождать дальнейшие формулы дополнительными кинематическими факторами, мы включили стандартный Лоренц-инвариантный фактор

$$8\sqrt{\pi}I(s, m_p, m_d) \equiv 4\sqrt{\pi(s - (m_p + m_d)^2)(s - (m_p - m_d)^2)}$$

(где s — квадрат суммарного 4-импульса сталкивающихся частиц, а m_p и m_d — массы протона и дейтрона, соответственно) в нормировку амплитуды \mathcal{M} .

Приведем теперь выражения для основных поляризационных наблюдаемых, т.е. для анализирующих способностей. Протонные и дейтронные векторные (A_α^p и A_α^d), а также дейтронные тензорные ($A_{\alpha\beta}$) анализирующие способности определяются следующим образом:

$$A_\alpha^p = \text{Sp} (\mathcal{M}\sigma_\alpha\mathcal{M}^\dagger) / \text{Sp} (\mathcal{M}\mathcal{M}^\dagger), \quad A_\alpha^d = \text{Sp} (\mathcal{M}S_\alpha\mathcal{M}^\dagger) / \text{Sp} (\mathcal{M}\mathcal{M}^\dagger),$$

$$A_{\alpha\beta} = \text{Sp} (\mathcal{M}S_{\alpha\beta}\mathcal{M}^\dagger) / \text{Sp} (\mathcal{M}\mathcal{M}^\dagger), \quad (1.2)$$

где $\frac{1}{2}\sigma_\alpha$ и $S_\alpha = \frac{1}{2}(\sigma_{n\alpha} + \sigma_{p\alpha})$ — операторы спинов протона и дейтрона соответственно, $S_{\alpha\beta} = \frac{3}{2}(S_\alpha S_\beta + S_\beta S_\alpha) - 2\delta_{\alpha\beta}$ — квадрупольный оператор и $\alpha, \beta \in \{x, y, z\}$.

Амплитуда \mathcal{M} может быть разложена по спиновым матрицам σ_α и S_α . Поскольку нас интересует связь pd - и NN -амплитуд, удобно проводить все вычисления в одной системе координат, например, в лабораторной. При этом мы везде будем иметь в виду связь $t = -q^2$ (\mathbf{q} — переданный импульс), которая верна в системе центра инерции (с.ц.и.) и приблизительно верна в лабораторной системе при малых q . После учета требований инвариантности относительно пространственных вращений и пространственно-временной инверсии в разложении остается двенадцать независимых амплитуд:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(\mathbf{p}, \mathbf{q}; \boldsymbol{\sigma}, \mathbf{S}) = & (A_1 + A_2 (\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{n})) + (A_3 + A_4 (\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{n})) (\mathbf{S} \cdot \hat{q})^2 + \\ & + (A_5 + A_6 (\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{n})) (\mathbf{S} \cdot \hat{n})^2 + A_7 (\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{k}) (\mathbf{S} \cdot \hat{k}) + A_8 (\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{q}) \{ (\mathbf{S} \cdot \hat{q}), (\mathbf{S} \cdot \hat{n}) \} + \\ & + (A_9 + A_{10} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{n})) (\mathbf{S} \cdot \hat{n}) + A_{11} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{q}) (\mathbf{S} \cdot \hat{q}) + A_{12} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{k}) \{ (\mathbf{S} \cdot \hat{k}), (\mathbf{S} \cdot \hat{n}) \}, \end{aligned} \quad (1.3)$$

где единичные векторы $\hat{k} = \frac{\mathbf{p} + \mathbf{p}'}{|\mathbf{p} + \mathbf{p}'|}$, $\hat{q} = \frac{\mathbf{p} - \mathbf{p}'}{|\mathbf{p} - \mathbf{p}'|}$, $\hat{n} = \hat{k} \times \hat{q}$, а \mathbf{p} и \mathbf{p}' — импульсы налетающего и рассеянного протона в лабораторной системе.

Дифференциальное сечение и поляризационные наблюдаемые могут быть выражены через амплитуды A_1 – A_{12} . Выбрав направления координатных осей $\hat{e}_x = \hat{q}$, $\hat{e}_y = \hat{n}$, $\hat{e}_z = \hat{k}$ и применяя стандартную технику вычисления следов, получаем:

$$d\sigma/dt = |A_1|^2 + |A_2|^2 +$$

$$+ \frac{2}{3} \left(\sum_{i=3}^{12} |A_i|^2 + \text{Re} [2A_1^*(A_3 + A_5) + 2A_2^*(A_4 + A_6) + A_3^*A_5 + A_4^*A_6] \right), \quad (1.4)$$

$$A_y^p = 2 \text{Re} [2(A_1^* + A_3^* + A_5^*)(A_2 + A_4 + A_6) + A_1^*A_2 - A_3^*A_6 - A_4^*A_5 + 2A_9^*A_{10}] / (3 d\sigma/dt),$$

$$A_y^d = 2 \text{Re} [(2A_1^* + A_3^* + 2A_5^*)A_9 + (2A_2^* + A_4^* + 2A_6^*)A_{10} + A_7^*A_{12} + A_8^*A_{11}] / (3 d\sigma/dt),$$

$$A_{yy} = \left(2(|A_5|^2 + |A_6|^2 + |A_9|^2 + |A_{10}|^2) - (|A_3|^2 + |A_4|^2 + |A_7|^2 + |A_8|^2 + |A_{11}|^2 + |A_{12}|^2) + 2 \text{Re} [A_1^*(2A_5 - A_3) + A_2^*(2A_6 - A_4) + A_3^*A_5 + A_4^*A_6] \right) / (3 d\sigma/dt),$$

$$A_{xx} = \left(2(|A_3|^2 + |A_4|^2 + |A_{11}|^2 + |A_{12}|^2) - (|A_5|^2 + |A_6|^2 + |A_7|^2 + |A_8|^2 + |A_9|^2 + |A_{10}|^2) + 2 \text{Re} [A_1^*(2A_3 - A_5) + A_2^*(2A_4 - A_6) + A_3^*A_5 + A_4^*A_6] \right) / (3 d\sigma/dt),$$

$$A_{zz} = -A_{yy} - A_{xx},$$

$$A_{xz} = \text{Im} [A_3^*A_9 + A_4^*A_{10} - A_7^*A_{12} - A_8^*A_{11}] / (d\sigma/dt). \quad (1.5)$$

Остальные анализирующие способности обращаются в нуль.

Итак, наша цель состоит в явном выражении всех 12 независимых pd -амплитуд через инвариантные NN -амплитуды (и волновые функции дейтрона). Для NN -амплитуд снова выберем нормировку так, что для рассеяния протона на i -м нуклоне ($i = n, p$) выполнялось соотношение

$$d\sigma_i/dt = \frac{1}{4} \text{Sp} (\mathcal{M}_i \mathcal{M}_i^\dagger). \quad (1.6)$$

Разложение NN -амплитуды по спиновым матрицам налетающего протона и рассеивающего нуклона (σ и σ_i соответственно) с учетом PT -инвариантности имеет вид:

$$\mathcal{M}_i(\mathbf{p}, \mathbf{q}; \sigma, \sigma_i) = A_i + C_i \sigma \cdot \hat{n} + C'_i \sigma_i \cdot \hat{n} + B_i (\sigma \cdot \hat{k})(\sigma_i \cdot \hat{k}) +$$

$$+ (G_i + H_i)(\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{q})(\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \hat{q}) + (G_i - H_i)(\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{n})(\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \hat{n}), \quad (1.7)$$

т.е. каждая амплитуда \mathcal{M}_i содержит шесть независимых членов. Амплитуды C_i и C'_i совпадают только в с.ц.и. двух нуклонов (в силу зарядовой симметрии для $i = n$ и тождественности для $i = p$), в лабораторной системе их следует различать. Теперь, после определения всех необходимых величин, мы можем перейти к развитию формализма обобщенной дифракционной модели.

1.2.2. Учет спин-изоспиновой структуры NN -амплитуд в рамках дифракционной модели

Суть дифракционной модели Глаубера составляют три тесно связанных между собой положения, которые справедливы при достаточно высоких энергиях падающей частицы: 1) эйкональное приближение (предположение о прямолинейности классической траектории частицы и, соответственно, о малости передаваемого импульса); 2) импульсное приближение (пренебрежение взаимодействием нуклонов мишени в процессе пролета быстрой частицы); 3) приближение фиксированного рассеивателя (пренебрежение Ферми-движением нуклонов в ядре и эффектами отдачи).

Учет этих требований приводит к невозможности схода распространяющейся в ядре частицы с энергетической поверхности, а также к невозможности повторных перерассеяний на одном и том же нуклоне [89]. Таким образом, в ряде многократных столкновений остаются только два члена, отвечающие однократным и двукратным столкновениям падающего протона с нуклонами ядра. Диаграммы соответствующих процессов изображены на Рис. 1.1 (к ним должны быть добавлены две аналогичные диаграммы, в которых нейтрон и протон в дейтроне поменяны местами). Импульсное приближение соответствует тому, что во время столкновения падающей частицы с одним из нуклонов мишени другой нуклон рассматривается как зритель, поэтому пропагатор последнего берется на энергетической поверхности (на Рис. 1.1 соответствующие линии отмечены

крестиками).

В амплитуду упругого рассеяния также дает вклад процесс двойной перезарядки. Соответствующая диаграмма имеет тот же вид, что и для обычного двукратного рассеяния, за исключением того, что после каждого соударения протон превращается в нейтрон, и наоборот. Соответственно, в конечной дейтронной вершине протон и нейтрон меняются местами, и поскольку волновая функция дейтрона антисимметрична, амплитуда процесса двойной перезарядки противоположна по знаку амплитуде обычного двукратного рассеяния. Эту амплитуду можно найти в рамках изоспинового формализма, который также дает, что амплитуда однократной перезарядки, стоящая в вершинах взаимодействия, определяется разностью амплитуд рассеяния на нуклонах мишени, т.е. $\mathcal{M}_c = \mathcal{M}_n - \mathcal{M}_p$ [85].

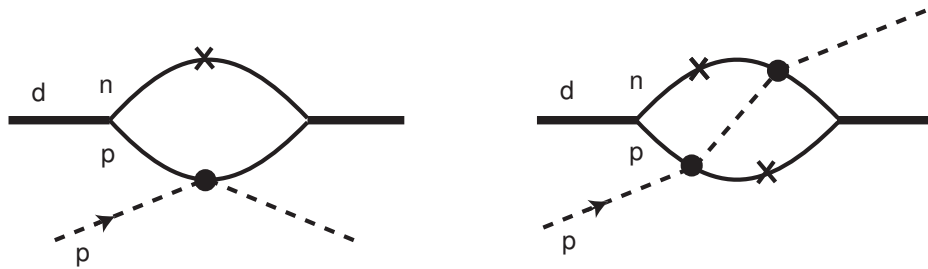


Рис. 1.1. Диаграммы, изображающие процессы однократных и двукратных столкновений падающего нуклона с нуклонами мишени. Линии, отмеченные крестиками, соответствуют пропагаторам на энергетической поверхности (в импульсном приближении).

Результирующую амплитуду \mathcal{M} упругого pd -рассеяния в дифракционной модели можно записать в общем виде

$$\mathcal{M}(\mathbf{q}) = \mathcal{M}^{(s)}(\mathbf{q}) + \mathcal{M}^{(d)}(\mathbf{q}), \quad (1.8)$$

где

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{(s)}(\mathbf{q}) &= \int d^3r e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}/2} \Psi_d(\mathbf{r}) O^{(s)}(\mathbf{q}) \Psi_d(\mathbf{r}), \\ \mathcal{M}^{(d)}(\mathbf{q}) &= \frac{i}{2\pi^{3/2}} \int d^2q' \int d^3r e^{i\mathbf{q}'\mathbf{r}} O^{(d)}(\mathbf{q}, \mathbf{q}') \Psi_d(\mathbf{r}) \Psi_d(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (1.9)$$

и

$$O^{(d)}(\mathbf{q}, \mathbf{q}') = O_+^{(d)}(\mathbf{q}, \mathbf{q}') + O_-^{(d)}(\mathbf{q}, \mathbf{q}') \cdot \epsilon(z) - O^{(c)}(\mathbf{q}, \mathbf{q}').$$

Член с $\epsilon(z) \equiv \text{sign}(z)$ в амплитуде двукратного рассеяния возникает вследствие естественного упорядочения двух последовательных соударений, необходимого для некоммутирующих NN -амплитуд [85] (здесь z — продольная составляющая вектора \mathbf{r} , соединяющего нуклоны в ядре). В свою очередь, операторы, которые мы обозначили через O , выражаются через NN -амплитуды:

$$\begin{aligned} O^{(s)} &= \mathcal{M}_n(\mathbf{q}) + \mathcal{M}_p(\mathbf{q}), \\ O_+^{(d)} &= \frac{1}{2}(\mathcal{M}_n(\mathbf{q}_2)\mathcal{M}_p(\mathbf{q}_1) + \mathcal{M}_p(\mathbf{q}_1)\mathcal{M}_n(\mathbf{q}_2)), \\ O_-^{(d)} &= \frac{1}{2}(\mathcal{M}_n(\mathbf{q}_2)\mathcal{M}_p(\mathbf{q}_1) - \mathcal{M}_p(\mathbf{q}_1)\mathcal{M}_n(\mathbf{q}_2)), \\ O^{(c)} &= \frac{1}{2}\mathcal{M}_c(\mathbf{q}_2)\mathcal{M}_c(\mathbf{q}_1) = \frac{1}{2}(\mathcal{M}_n(\mathbf{q}_2) - \mathcal{M}_p(\mathbf{q}_2))(\mathcal{M}_n(\mathbf{q}_1) - \mathcal{M}_p(\mathbf{q}_1)), \end{aligned} \quad (1.10)$$

где $\mathbf{q}_1 = \mathbf{q}/2 - \mathbf{q}'$, $\mathbf{q}_2 = \mathbf{q}/2 + \mathbf{q}'$, и в общем случае имеют спиновую структуру

$$O[\boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{\sigma}_n, \boldsymbol{\sigma}_p] = U[\boldsymbol{\sigma}] + \mathbf{V}_n[\boldsymbol{\sigma}] \cdot \boldsymbol{\sigma}_n + \mathbf{V}_p[\boldsymbol{\sigma}] \cdot \boldsymbol{\sigma}_p + W_{ij}[\boldsymbol{\sigma}] \cdot \sigma_{ni}\sigma_{pj}. \quad (1.11)$$

Используя формулу (1.11) и стандартное представление дейтронной волновой функции Ψ_d

$$\Psi_d(\mathbf{r}; \boldsymbol{\sigma}_n, \boldsymbol{\sigma}_p) = \frac{1}{\sqrt{4\pi r}}(u(r) + \frac{1}{2\sqrt{2}}w(r)S_{12}(\hat{r}; \boldsymbol{\sigma}_n, \boldsymbol{\sigma}_p)), \quad (1.12)$$

где u и w — радиальные S - и D -волновые функции дейтрона, соответственно, и $S_{12}(\hat{n}; \mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2) = 3(\mathbf{v}_1\hat{n})(\mathbf{v}_2\hat{n}) - (\mathbf{v}_1\mathbf{v}_2)$, мы получаем для величины $\Psi_d O \Psi_d$ (см. (1.9)) следующее общее выражение:

$$\begin{aligned} \Psi_d O \Psi_d &= u^2 [U + \mathbf{V}_n \boldsymbol{\sigma}_n + \mathbf{V}_p \boldsymbol{\sigma}_p + W_{ij} \sigma_{ni} \sigma_{pj}] \\ &+ \frac{1}{\sqrt{2}} u w [U(3(\boldsymbol{\sigma}_n \hat{r})(\boldsymbol{\sigma}_p \hat{r}) - 1) + \mathbf{V}_n(3(\boldsymbol{\sigma}_p \hat{r})\hat{r} - \boldsymbol{\sigma}_n) + \mathbf{V}_p(3(\boldsymbol{\sigma}_n \hat{r})\hat{r} - \boldsymbol{\sigma}_p) \\ &+ W_{ij}(3\hat{r}_i \hat{r}_j - \sigma_{ni} \sigma_{pj} - 3(\boldsymbol{\sigma}_n \times \hat{r})_i (\boldsymbol{\sigma}_p \times \hat{r})_j)] \\ &+ \frac{1}{4} w^2 [U(5 - 3(\boldsymbol{\sigma}_n \hat{r})(\boldsymbol{\sigma}_p \hat{r})) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \mathbf{V}_n (9(\boldsymbol{\sigma}_n \hat{r}) \hat{r} - 3(\boldsymbol{\sigma}_p \hat{r}) \hat{r} - 4\boldsymbol{\sigma}_n) + \mathbf{V}_p (9(\boldsymbol{\sigma}_p \hat{r}) \hat{r} - 3(\boldsymbol{\sigma}_n \hat{r}) \hat{r} - 4\boldsymbol{\sigma}_p) \\
& + W_{ij} (18(\boldsymbol{\sigma}_n \hat{r})(\boldsymbol{\sigma}_p \hat{r}) \hat{r}_i \hat{r}_j - 9(\boldsymbol{\sigma}_n \hat{r}) \hat{r}_i \sigma_{pj} - 9(\boldsymbol{\sigma}_p \hat{r}) \sigma_{ni} \hat{r}_j \\
& + 5\sigma_{ni} \sigma_{pj} - 3\hat{r}_i \hat{r}_j + 3(\boldsymbol{\sigma}_n \times \hat{r})_i (\boldsymbol{\sigma}_p \times \hat{r})_j) \Big]. \tag{1.13}
\end{aligned}$$

В формуле (1.13) можно выделить более и менее существенные вклады. Для этого обратимся к явному виду величин U , \mathbf{V}_n , \mathbf{V}_p , W_{ij} , входящих в операторы O . При этом замечаем, что для всех операторов выполняется соотношение $\mathbf{V}_p = \mathbf{V}_n|_{(n \rightarrow p)}$. Кроме того, из выражения (1.10) видно, что, при замене $\mathbf{q}_1 \leftrightarrow \mathbf{q}_2$ в одном из слагаемых в $O^{(c)}$ (что не меняет вклада соответствующего слагаемого в амплитуду $\mathcal{M}^{(d)}$), оператор $O^{(c)}$ принимает вид:

$$O^{(c)} = -O_+^{(d)} + O^{(c)'},$$

где

$$O^{(c)'} = \frac{1}{2} (\mathcal{M}_n(\mathbf{q}_2) \mathcal{M}_n(\mathbf{q}_1) + \mathcal{M}_p(\mathbf{q}_1) \mathcal{M}_p(\mathbf{q}_2)). \tag{1.14}$$

Для записи явного вида операторов удобно наряду с тройкой векторов $\hat{l} = \{\hat{k}, \hat{q}, \hat{n}\}$ ввести еще два набора ортонормированных векторов $\hat{l}_j = \{\hat{k}_j, \hat{q}_j, \hat{n}_j\}$ ($j = 1, 2$) для столкновений протона с отдельными нуклонами ядра. Три из спин-зависящих NN -амплитуд можно обозначить через B_i^l : $B_i^k \equiv B_i$, $B_i^q \equiv G_i + H_i$, $B_i^n \equiv G_i - H_i$ ($i = n, p$).

Итак, для оператора $O^{(s)}$ получаем (NN -амплитуды зависят от \mathbf{q}):

$$\begin{aligned}
U &= A_n + C_n(\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{n}) + (n \leftrightarrow p), \\
\mathbf{V}_n &= C'_n \hat{n} + \sum_l B_n^l (\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{l}) \hat{l}, \\
W_{ij} &= 0. \tag{1.15}
\end{aligned}$$

Далее подразумевается, что в произведениях NN -амплитуд первая зависит от \mathbf{q}_2 , а вторая от \mathbf{q}_1 . Для оператора $O_+^{(d)}$ имеем

$$U = \frac{1}{2} A_n A_p + A_n C_p (\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{n}_1) + \frac{1}{2} C_n C_p (\hat{n}_2 \cdot \hat{n}_1) + (n \leftrightarrow p),$$

$$\begin{aligned}
\mathbf{V}_n &= A_p C'_n \hat{n}_1 + A_p \sum_{l_1} B_n^{l_1} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{l}_1) \hat{l}_1 + C_p \sum_{l_1} B_n^{l_1} (\hat{n}_2 \cdot \hat{l}_1) \hat{l}_1 + C_p C'_n (\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{n}_2) \hat{n}_1, \\
W_{ij} &= \frac{1}{2} C'_n C'_p \hat{n}_{2i} \hat{n}_{1j} + \frac{1}{2} \sum_{l_2, l_1} B_n^{l_2} B_p^{l_1} (\hat{l}_2 \cdot \hat{l}_1) \hat{l}_{2i} \hat{l}_{1j} + C'_n \sum_{l_1} B_p^{l_1} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{l}_1) \hat{n}_{2i} \hat{l}_{1j} \\
&\quad + (n \leftrightarrow p, i \leftrightarrow j).
\end{aligned} \tag{1.16}$$

Выражение для $O_-^{(d)}$ нам пока не понадобится. И, наконец, для оператора $O^{(c)}$ получаем

$$\begin{aligned}
U &= \frac{1}{2} A_n A_n + \frac{1}{2} (C_n C_n + C'_n C'_n) (\hat{n}_2 \cdot \hat{n}_1) + \frac{1}{2} \sum_{l_2, l_1} B_n^{l_2} B_n^{l_1} (\hat{l}_2 \cdot \hat{l}_1)^2 \\
&\quad + A_n C_n (\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{n}_1) + \sum_{l_1} C'_n B_n^{l_1} (\hat{n}_2 \cdot \hat{l}_1) (\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{l}_1) + (n \leftrightarrow p), \\
\mathbf{V}_n &= A_n C'_n \hat{n}_1 + C_n \sum_{l_1} B_n^{l_1} (\hat{n}_2 \cdot \hat{l}_1) \hat{l}_1 + C_n C'_n (\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{n}_2) \hat{n}_1 \\
&\quad + A_n \sum_{l_1} B_n^{l_1} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{l}_1) \hat{l}_1 - \frac{1}{2} \sum_{l_2, l_1} B_n^{l_2} B_n^{l_1} (\boldsymbol{\sigma} \cdot (\hat{l}_2 \times \hat{l}_1)) (\hat{l}_2 \times \hat{l}_1), \\
W_{ij} &= 0.
\end{aligned} \tag{1.17}$$

Из приведенных выражений видно, что операторы U , $\mathbf{V}_{n,p}$, W_{ij} содержат величины 0-го, 1-го и 2-го порядков малости по параметру $\lambda = B/A$, где B — любая из инвариантных NN -амплитуд, зависящих от спинов, A — амплитуда, не зависящая от спинов (при высоких энергиях предполагается $\lambda \ll 1$ — см. Рис. 1.2 след. раздела), а именно:

$$\begin{aligned}
U &= U^{(0)} + U^{(1)} + U^{(2)}, \\
\mathbf{V}_{\mathbf{n},\mathbf{p}} &= \mathbf{V}_{n,p}^{(1)} + \mathbf{V}_{n,p}^{(2)}, \\
W_{ij} &= W_{ij}^{(2)}.
\end{aligned} \tag{1.18}$$

Произведения волновых функций дейтрона u^2 , uw , w^2 являются величинами соответственно 0-го, 1-го и 2-го порядков малости по параметру $\mu = w/u$. Если ограничиться величинами до 2-го порядка по малым параметрам λ и μ , т.е. оставить только члены вида $B^i w^j$ при $0 \leq i + j \leq 2$, формула (1.13) существенно упростится. В частности, в таком разложении член $O_-^{(d)} \cdot \epsilon(z)$ (см. (1.9)) даст

вклады только 3-го и 4-го порядков малости по параметрам λ и μ , поскольку оператор $O_-^{(d)}$ содержит величины только 2-го порядка по λ , а множитель $\epsilon(z)$ дает нуль при усреднении по S -состоянию дейтрона. Таким образом, ограничиваясь в выражении (1.13) величинами до 2-го порядка включительно по малым параметрам λ и μ , мы целиком учитываем вклады спиновой зависимости NN -амплитуд и D -волны дейтрона независимо друг от друга, а также дополнительный член ($i = j = 1$), содержащий их интерференцию.

Для того чтобы теперь проинтегрировать (1.13) по d^3r , нам понадобится определение формфактора S дейтрона:

$$\begin{aligned} S(\mathbf{q}; \boldsymbol{\sigma}_n, \boldsymbol{\sigma}_p) &= \int d^3r e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} |\Psi_d(\mathbf{r}; \boldsymbol{\sigma}_n, \boldsymbol{\sigma}_p)|^2 = \\ &= S_0(q) - \frac{1}{\sqrt{2}} S_2(q) S_{12}(\hat{q}; \boldsymbol{\sigma}_n, \boldsymbol{\sigma}_p). \end{aligned} \quad (1.19)$$

В общем определении (1.19) мы ввели сферический и квадрупольный формфакторы дейтрона, в которых, в свою очередь, удобно выделить вклады, отвечающие разным степеням D -волны (соответственно, разным порядкам по параметру μ):

$$S_0(q) = S_0^{(0)}(q) + S_0^{(2)}(q), \quad S_2(q) = S_2^{(1)}(q) + S_2^{(2)}(q), \quad (1.20)$$

где

$$\begin{aligned} S_0^{(0)}(q) &= \int_0^\infty dr u^2(r) j_0(qr), & S_0^{(2)}(q) &= \int_0^\infty dr w^2(r) j_0(qr), \\ S_2^{(1)}(q) &= 2 \int_0^\infty dr u(r)w(r) j_2(qr), & S_2^{(2)}(q) &= -2^{-1/2} \int_0^\infty dr w^2(r) j_2(qr). \end{aligned} \quad (1.21)$$

В результате, интегрирование по d^3r выражения, полученного из (1.13) после учета наиболее существенных вкладов, дает:

$$\begin{aligned} \int d^3r e^{i\mathbf{Q}\mathbf{r}} \Psi_d O \Psi_d &= S_0^{(0)} U^0 + (S_0^{(2)} - 2^{-1/2} S_2 \cdot S_{12}[\hat{Q}; \mathbf{S}, \mathbf{S}]) U^{(0)} \\ &+ S_0^{(0)} (U^{(1)} + U^{(2)} + (\mathbf{V}_n + \mathbf{V}_p) \mathbf{S} + W_{ij} \{S_i, S_j\} - W_{ii}) \\ &- 2^{-1/2} S_2^1 (U^{(1)} \cdot S_{12}[\hat{Q}; \mathbf{S}, \mathbf{S}] + S_{12}[\hat{Q}; (\mathbf{V}_p^{(1)} + \mathbf{V}_n^{(1)}), \mathbf{S}]), \end{aligned} \quad (1.22)$$

где $\mathbf{Q} = \mathbf{q}/2$ или $\mathbf{Q} = \mathbf{q}'$ для амплитуд однократного или двукратного рассеяния, соответственно (см. (1.9)). При выводе формулы (1.22) была проведена симметризация по σ_n и σ_p и введен оператор спина дейтрона \mathbf{S} , поскольку при усреднении по состояниям дейтрона, имеющего спин 1, антисимметричные по σ_n и σ_p слагаемые вклада не дают. Теперь для извлечения двенадцати независимых pd -амплитуд, определенных формулой (1.3), нужно подставить в (1.22) явный вид величин $U, \mathbf{V}_{n,p}, W_{ij}$ для $O^{(s)}, O_+^{(d)}$ и $O^{(c)'}$ и затем представить полученные выражения в форме (1.3).

1.2.3. Явные формулы связи инвариантных pd - и NN -амплитуд

В итоге мы получаем явные выражения для 12 инвариантных pd -амплитуд в терминах 6 инвариантных NN -амплитуд и различных мультипольных составляющих дейтронного формфактора. Конечные формулы для pd -амплитуд имеют вид

$$A_j(q) = \left[A_j^{(s)}(q) + A_j^{(d)}(q) + A_j^{(c)}(q) \right] + [n \leftrightarrow p], \quad j = \overline{1, 12},$$

$$A_j^{(d)}(q) = \frac{i}{2\pi^{3/2}} \int d^2 q' \mathcal{A}_j^{(d)}(\mathbf{q}, \mathbf{q}'),$$

$$A_j^{(c)}(q) = \frac{i}{2\pi^{3/2}} \int d^2 q' (\mathcal{A}_j^{(d)}(\mathbf{q}, \mathbf{q}') - \mathcal{A}_j^{(c)}(\mathbf{q}, \mathbf{q}')), \quad (1.23)$$

где “+ [n ↔ p]” означает добавление аналогичного выражения (заключенного в квадратные скобки), в котором протонные и нейтронные индексы поменяны местами.

Явные выражения для величин $A_j^{(s)}, \mathcal{A}_j^{(d)}$ и $\mathcal{A}_j^{(c)}$, которым соответствуют операторы $O^{(s)}, O_+^{(d)}$ и $O^{(c)'}$, приведены в Табл. 1.1, 1.2 и 1.3, соответственно. Подразумевается, что в амплитудах однократного рассеяния $A_j^{(s)}$ формфакторы дейтрона зависят от $\mathbf{q}/2$, а NN -амплитуды зависят от \mathbf{q} . В членах $\mathcal{A}_j^{(d)}$ и $\mathcal{A}_j^{(c)}$ подынтегрального выражения в амплитудах двукратного рассеяния дейтронные формфакторы берутся в точке \mathbf{q}' , в произведениях NN -амплитуд первая зависит от \mathbf{q}_2 , а вторая — от \mathbf{q}_1 .

Таблица 1.1. Формулы для амплитуд однократного рассеяния $A_j^{(s)}$, $j = \overline{1, 12}$ (см. формулу (1.23)).

$A_1^{(s)}$	$= (S_0 + \sqrt{2}S_2)A_n$
$A_2^{(s)}$	$= (S_0^{(0)} + \sqrt{2}S_2^{(1)})C_n$
$A_3^{(s)}$	$= -\frac{3}{\sqrt{2}}S_2A_n$
$A_4^{(s)}$	$= -\frac{3}{\sqrt{2}}S_2^{(1)}C_n$
$A_5^{(s)}$	$= 0$
$A_6^{(s)}$	$= 0$
$A_7^{(s)}$	$= \left(S_0^{(0)} + \frac{1}{2\sqrt{2}}S_2^{(1)}\right)B_n$
$A_8^{(s)}$	$= 0$
$A_9^{(s)}$	$= \left(S_0^{(0)} + \frac{1}{2\sqrt{2}}S_2^{(1)}\right)C'_n$
$A_{10}^{(s)}$	$= \left(S_0^{(0)} + \frac{1}{2\sqrt{2}}S_2^{(1)}\right)(G_n - H_n)$
$A_{11}^{(s)}$	$= \left(S_0^{(0)} - \frac{1}{\sqrt{2}}S_2^{(1)}\right)(G_n + H_n)$
$A_{12}^{(s)}$	$= 0$

При выводе формул для величин $\mathcal{A}_i^{(d)}$ и $\mathcal{A}_i^{(c)}$ были использованы приближенные соотношения, справедливые в рамках эйконольного приближения:

$$\hat{k}_1 \approx \hat{k}_2 \approx \hat{k},$$

$$(\hat{n}_i \cdot \hat{q}_j) = (\hat{q}_i \times \hat{q}_j) \cdot \hat{k}, \quad (\hat{n}_i \cdot \hat{n}_j) = (\hat{q}_i \cdot \hat{q}_j).$$

Интегралы по d^2q' в формуле (1.23) могут быть взяты полностью аналитически при помощи специальной параметризации NN -амплитуд и дейтронных волновых функций, изложенной в следующем разделе.

Таблица 1.2. Формулы для подынтегральных выражений $\mathcal{A}_j^{(d)}$, входящих в амплитуды двукратного рассеяния $A_j^{(d)}$, $j = \overline{1, 12}$ (см. формулу (1.23)).

$\mathcal{A}_1^{(d)}$	$= \frac{1}{2}S_0^{(0)} \left(A_n A_p + 3B_n B_p + (C_n C_p - C'_n C'_p) \hat{q}_2 \hat{q}_1 - 2G_n G_p - 2H_n H_p ((\hat{q}_2 \hat{q}_1)^2 - (\hat{q}_2 \times \hat{q}_1)^2) \right) + \frac{1}{2}(S_0^{(2)} + \sqrt{2}S_2) A_n A_p$
$\mathcal{A}_2^{(d)}$	$= S_0^{(0)} \left(A_n C_p \hat{q} \hat{q}_1 - C'_n G_p \hat{q} \hat{q}_2 + C'_n H_p ((\hat{q}_2 \hat{q}_1)(\hat{q} \hat{q}_1) - (\hat{q}_2 \times \hat{q}_1)(\hat{q} \times \hat{q}_1)) \right) + \sqrt{2}S_2^{(1)} A_n C_p \hat{q} \hat{q}_1$
$\mathcal{A}_3^{(d)}$	$= S_0^{(0)} \left(C'_n C'_p (\hat{q} \times \hat{q}_2)(\hat{q} \times \hat{q}_1) - B_n B_p + G_n G_p + H_n H_p ((\hat{q}_2 \hat{q}_1)^2 - (\hat{q}_2 \times \hat{q}_1)^2) + 2G_n H_p ((\hat{q} \hat{q}_1)^2 - (\hat{q} \times \hat{q}_1)^2) \right) - \frac{3}{2\sqrt{2}}S_2 A_n A_p (\hat{q} \hat{q}')^2$
$\mathcal{A}_4^{(d)}$	$= -4S_0^{(0)} C'_n H_p (\hat{q} \times \hat{q}_2)(\hat{q} \times \hat{q}_1)(\hat{q} \hat{q}_1) - \frac{3}{\sqrt{2}}S_2^{(1)} A_n C_p \hat{q} \hat{q}_1 (\hat{q} \hat{q}')^2$
$\mathcal{A}_5^{(d)}$	$= S_0^{(0)} \left(C'_n C'_p (\hat{q} \hat{q}_2)(\hat{q} \hat{q}_1) - B_n B_p + G_n G_p + H_n H_p ((\hat{q}_2 \hat{q}_1)^2 - (\hat{q}_2 \times \hat{q}_1)^2) - 2G_n H_p ((\hat{q} \hat{q}_1)^2 - (\hat{q} \times \hat{q}_1)^2) \right) - \frac{3}{2\sqrt{2}}S_2 A_n A_p (\hat{q} \times \hat{q}')^2$
$\mathcal{A}_6^{(d)}$	$= 2S_0^{(0)} \left(C'_n G_p - C'_n H_p ((\hat{q} \hat{q}_1)^2 - (\hat{q} \times \hat{q}_1)^2) \right) \hat{q} \hat{q}_2 - \frac{3}{\sqrt{2}}S_2^{(1)} A_n C_p \hat{q} \hat{q}_1 (\hat{q} \times \hat{q}')^2$
$\mathcal{A}_7^{(d)}$	$= (S_0^{(0)} + \frac{1}{2\sqrt{2}}S_2^{(1)}) A_n B_p$
$\mathcal{A}_8^{(d)}$	$= S_0^{(0)} \left(C'_n G_p \hat{q} \hat{q}_2 + C'_n H_p (\hat{q} \hat{q}_2 ((\hat{q} \hat{q}_1)^2 - (\hat{q} \times \hat{q}_1)^2) - 2(\hat{q} \times \hat{q}_2)(\hat{q} \times \hat{q}_1)(\hat{q} \hat{q}_1)) \right) + \frac{3}{\sqrt{2}}S_2^{(1)} A_n C_p (\hat{q} \times \hat{q}_1)(\hat{q} \times \hat{q}')(\hat{q} \hat{q}')$
$\mathcal{A}_9^{(d)}$	$= S_0^{(0)} \left(A_n C'_p \hat{q} \hat{q}_1 + C_n G_p \hat{q} \hat{q}_2 - C_n H_p ((\hat{q}_2 \hat{q}_1)(\hat{q} \hat{q}_1) - (\hat{q}_2 \times \hat{q}_1)(\hat{q} \times \hat{q}_1)) \right) + \frac{1}{2\sqrt{2}}S_2^{(1)} A_n C'_p (\hat{q} \hat{q}_1 - 3(\hat{q}_1 \times \hat{q}')(\hat{q} \times \hat{q}'))$
$\mathcal{A}_{10}^{(d)}$	$= S_0^{(0)} \left(C_n C'_p (\hat{q} \hat{q}_2)(\hat{q} \hat{q}_1) + A_n G_p - A_n H_p ((\hat{q} \hat{q}_1)^2 - (\hat{q} \times \hat{q}_1)^2) \right) + \frac{1}{2\sqrt{2}}S_2^{(1)} \left(A_n G_p \times (1 - 3(\hat{q} \times \hat{q}')^2) - A_n H_p ((\hat{q} \hat{q}_1)^2 - (\hat{q} \times \hat{q}_1)^2 - 3(\hat{q} \times \hat{q}')((\hat{q} \hat{q}_1)(\hat{q}_1 \times \hat{q}') - (\hat{q} \times \hat{q}_1)(\hat{q}_1 \hat{q}')) \right)$
$\mathcal{A}_{11}^{(d)}$	$= S_0^{(0)} \left(C_n C'_p (\hat{q} \times \hat{q}_2)(\hat{q} \times \hat{q}_1) + A_n G_p + A_n H_p ((\hat{q} \hat{q}_1)^2 - (\hat{q} \times \hat{q}_1)^2) \right) + \frac{1}{2\sqrt{2}}S_2^{(1)} \left(A_n G_p \times (1 - 3(\hat{q} \hat{q}')^2) + A_n H_p ((\hat{q} \hat{q}_1)^2 - (\hat{q} \times \hat{q}_1)^2 - 3\hat{q} \hat{q}'((\hat{q} \hat{q}_1)(\hat{q}_1 \hat{q}') - (\hat{q} \times \hat{q}_1)(\hat{q}_1 \times \hat{q}')) \right)$
$\mathcal{A}_{12}^{(d)}$	$= S_0^{(0)} C'_n B_p \hat{q} \hat{q}_2$

Таблица 1.3. Формулы для величин $\mathcal{A}_j^{(c)}$, входящих в амплитуды двойной перезарядки $A_j^{(c)}$, $j = \overline{1, 12}$ (см. формулу (1.23)).

$\mathcal{A}_1^{(c)}$	$= \frac{1}{2}S_0^{(0)} \left(A_n A_n + B_n B_n + (C_n C_n + C'_n C'_n) \hat{q}_2 \hat{q}_1 + 2G_n G_n + 2H_n H_n ((\hat{q}_2 \hat{q}_1)^2 - (\hat{q}_2 \times \hat{q}_1)^2) \right) + \frac{1}{2}(S_0^{(2)} + \sqrt{2}S_2) A_n A_n$
$\mathcal{A}_2^{(c)}$	$= S_0^{(0)} \left(A_n C_n \hat{q} \hat{q}_1 + C'_n G_n \hat{q} \hat{q}_2 - C'_n H_n ((\hat{q}_2 \hat{q}_1)(\hat{q} \hat{q}_1) - (\hat{q}_2 \times \hat{q}_1)(\hat{q} \times \hat{q}_1)) \right) + \sqrt{2}S_2^{(1)} A_n C_n \hat{q} \hat{q}_1$
$\mathcal{A}_3^{(c)}$	$= -\frac{3}{2\sqrt{2}}S_2 A_n A_n (\hat{q} \hat{q}')^2$
$\mathcal{A}_4^{(c)}$	$= -\frac{3}{\sqrt{2}}S_2^{(1)} A_n C_n \hat{q} \hat{q}_1 (\hat{q} \hat{q}')^2$
$\mathcal{A}_5^{(c)}$	$= -\frac{3}{2\sqrt{2}}S_2 A_n A_n (\hat{q} \times \hat{q}')^2$
$\mathcal{A}_6^{(c)}$	$= -\frac{3}{\sqrt{2}}S_2^{(1)} A_n C_n \hat{q} \hat{q}_1 (\hat{q} \times \hat{q}')^2$
$\mathcal{A}_7^{(c)}$	$= S_0^{(0)} \left(A_n B_n - G_n G_n + H_n H_n ((\hat{q}_2 \hat{q}_1)^2 - (\hat{q}_2 \times \hat{q}_1)^2) \right) + \frac{1}{2\sqrt{2}}S_2^{(1)} A_n B_n$
$\mathcal{A}_8^{(c)}$	$= \frac{3}{\sqrt{2}}S_2^{(1)} A_n C_n (\hat{q} \times \hat{q}_1)(\hat{q} \times \hat{q}')(\hat{q} \hat{q}')$
$\mathcal{A}_9^{(c)}$	$= S_0^{(0)} \left(A_n C'_n \hat{q} \hat{q}_1 + C_n G_n \hat{q} \hat{q}_2 - C_n H_n ((\hat{q}_2 \hat{q}_1)(\hat{q} \hat{q}_1) - (\hat{q}_2 \times \hat{q}_1)(\hat{q} \times \hat{q}_1)) \right) + \frac{1}{2\sqrt{2}}S_2^{(1)} A_n C'_n (\hat{q} \hat{q}_1 - 3(\hat{q}_1 \times \hat{q}')(\hat{q} \times \hat{q}'))$
$\mathcal{A}_{10}^{(c)}$	$= S_0^{(0)} \left(C_n C'_n (\hat{q} \hat{q}_2)(\hat{q} \hat{q}_1) + (A_n - B_n)G_n - (A_n + B_n)H_n ((\hat{q} \hat{q}_1)^2 - (\hat{q} \times \hat{q}_1)^2) \right) + \frac{1}{2\sqrt{2}}S_2^{(1)} \left(A_n G_n (1 - 3(\hat{q} \times \hat{q}')^2) - A_n H_n ((\hat{q} \hat{q}_1)^2 - (\hat{q} \times \hat{q}_1)^2 - 3(\hat{q} \times \hat{q}')((\hat{q} \hat{q}_1)(\hat{q}_1 \times \hat{q}') - (\hat{q} \times \hat{q}_1)(\hat{q}_1 \hat{q}')) \right)$
$\mathcal{A}_{11}^{(c)}$	$= S_0^{(0)} \left(C_n C'_n (\hat{q} \times \hat{q}_2)(\hat{q} \times \hat{q}_1) + (A_n - B_n)G_n + (A_n + B_n)H_n ((\hat{q} \hat{q}_1)^2 - (\hat{q} \times \hat{q}_1)^2) \right) + \frac{1}{2\sqrt{2}}S_2^{(1)} \left(A_n G_n (1 - 3(\hat{q} \hat{q}')^2) + A_n H_n ((\hat{q} \hat{q}_1)^2 - (\hat{q} \times \hat{q}_1)^2 - 3\hat{q} \hat{q}'((\hat{q} \hat{q}_1)(\hat{q}_1 \hat{q}') - (\hat{q} \times \hat{q}_1)(\hat{q}_1 \times \hat{q}')) \right)$
$\mathcal{A}_{12}^{(c)}$	$= 0$

1.3. Параметризация спиральных NN -амплитуд и дейтронных волновых функций

1.3.1. Построение спиральных NN -амплитуд

В предыдущем разделе мы получили соотношения между инвариантными pd - и NN -амплитудами в лабораторной системе. Однако NN -амплитуды обычно параметризуются в с.ц.и. Нетрудно показать, что лабораторные амплитуды A , B , C , G , H при малых q выражаются через спиральные амплитуды N_0 , N_1 , N_2 , U_0 , U_2 (или ϕ_1 - ϕ_5) в с.ц.и. следующим образом [90]:

$$A \approx N_0 = (\phi_3 + \phi_1)/2, \quad B \approx -U_0 = (\phi_3 - \phi_1)/2,$$

$$C \approx iN_1 = i\phi_5,$$

$$G \approx (U_2 - N_2)/2 = \phi_2/2, \quad H \approx (U_2 + N_2)/2 = \phi_4/2. \quad (1.24)$$

Делая соответствующее приближение, мы не выходим за рамки дифракционной модели. В работе [90] было также показано, что амплитуда C' в высокоэнергетическом малоугловом приближении отличается от C релятивистской поправкой:

$$C' \approx i(N_1 + (q/2m)N_0).$$

Обе амплитуды C и C' при высоких энергиях малы в сравнении с другими амплитудами, и указанная поправка вряд ли играет заметную роль, но для последовательного описания ее все же следует учитывать.

На Рис. 1.2 представлены все спиральные pp - и pn -амплитуды при энергии падающего протона $T_p = 1$ ГэВ (в лабораторной системе), построенные по данным фазового анализа [91, 92] с помощью специальной программы [93]. Как и следовало ожидать, амплитуда N_0 значительно превышает остальные. Видно также существенное различие между соответствующими pp и pn -амплитудами, в то время как в ранних работах по дифракционному приближению они часто для простоты брались одинаковыми. На Рис. 1.3 показано отношение действительной и мнимой частей амплитуды N_0 и его среднее значение в нуле. Из-за

недостатка экспериментальных данных в предыдущие годы последнее значение часто использовалось для аппроксимации отношения $\text{Re}N_0/\text{Im}N_0$ при всех переданных импульсах. Из Рис. 1.3 видно, что это очень грубое приближение.

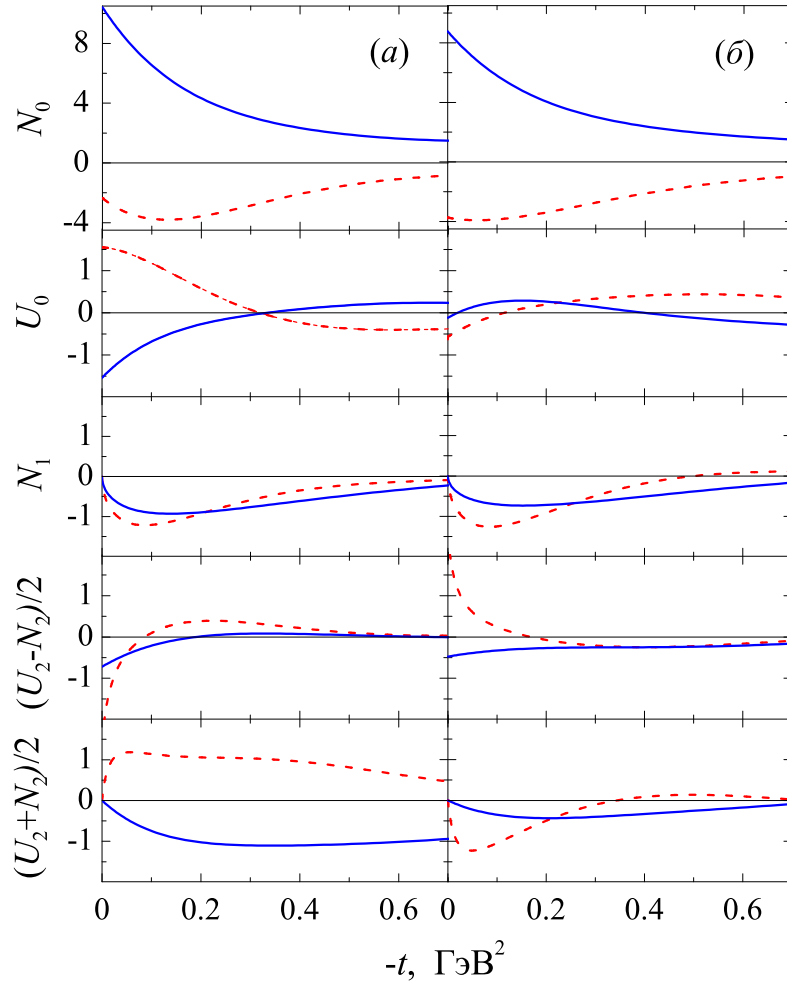


Рис. 1.2. Спиральные NN -амплитуды ($\text{мбн}^{1/2}/\text{ГэВ}$) при энергии $T_p = 1 \text{ ГэВ}$: (а) pp -амплитуды; (б) pn -амплитуды. Штриховыми кривыми показаны действительные части, сплошными — мнимые части амплитуд.

Для параметризации спиральных NN -амплитуд мы выбрали удобное представление в виде суммы гауссоид, умноженной на степенной фактор q^n , учитывающий поведение амплитуд вблизи $q = 0$:

$$N_0(q) = \sum_{j=1}^n C_{a,j} \exp(-A_{a,j} q^2), \quad U_0(q) = \sum_{j=1}^n C_{b,j} \exp(-A_{b,j} q^2),$$

$$N_1(q) = q \sum_{j=1}^n C_{c,j} \exp(-A_{c,j} q^2),$$

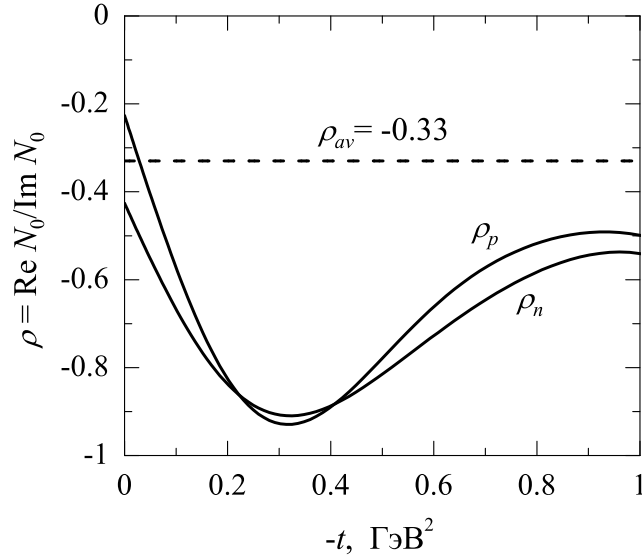


Рис. 1.3. Отношение действительной и мнимой частей амплитуды N_0 : ρ_p для pp - и ρ_n для pn -рассеяния. Также штриховой кривой показано среднее значение в нуле $\rho_{av} = (\rho_p + \rho_n)/2$.

$$\begin{aligned} (U_2(q) - N_2(q))/2 &= \sum_{j=1}^n C_{g,j} \exp(-A_{g,j} q^2), \\ (U_2(q) + N_2(q))/2 &= q^2 \sum_{j=1}^n C_{h,j} \exp(-A_{h,j} q^2). \end{aligned} \quad (1.25)$$

Здесь первые индексы параметров C, A соответствуют лабораторным инвариантным амплитудам (см. (1.24)). Гауссовское представление удобно тем, что оно хорошо воспроизводит дифракционные пики в направлении вперед, проявляющиеся в NN -рассеянии при высоких и промежуточных энергиях. Несколько гауссоид вполне достаточно для хорошей аппроксимации NN -амплитуд вплоть до углов $\theta = 80\text{--}90^\circ$ в с.ц.и. В частности, для настоящих расчетов было взято пять гауссоид ($n = 5$). Амплитуды при энергии $T_p = 1$ ГэВ фитировались на отрезке $q = 0\text{--}0.9$ ГэВ¹ с шагом 0.01 ГэВ. Значения всех параметров, а также среднеквадратичные отклонения при энергии $T_p = 1$ ГэВ приведены в Табл. А.1 (для pp -амплитуд) и А.2 (для pn -амплитуд) Приложения А.

На Рис. 1.4 приводятся точные дифференциальные сечения упругого NN -

¹ В настоящей диссертации мы для удобства используем энергетические единицы ($c = 1$) для измерения импульсов и масс частиц.

рассеяния при энергии $T_p = 1$ ГэВ и их приближенные формы, построенные на основе приведенной выше гауссовской параметризации спиральных амплитуд. Видно, что при $|t| \leq 0.7$ ГэВ², что соответствует углам $\theta \leq 80^\circ$ в с.ц.и., приближенные сечения так же, как и соответствующие амплитуды, очень близки к точным. При бóльших углах приближенные амплитуды убывают до нуля (что соответствует приближению дифракционной модели), тогда как точные возрастают по абсолютной величине вследствие процесса перезарядки (для np -амплитуд) и тождественности протонов (для pp -амплитуд). Поэтому при необходимости это поведение при больших углах можно описать, используя построенные представления NN -амплитуд в передней полусфере углов. Так, pp -амплитуды при $\theta > 90^\circ$ можно получить с помощью антисимметризации, тогда как np -амплитуды могут быть найдены из разности соответствующих pp - и pn -амплитуд под малыми углами $\theta' = 180^\circ - \theta$. Построенное аналитическое представление NN -амплитуд представляет самостоятельную ценность для различных приложений.

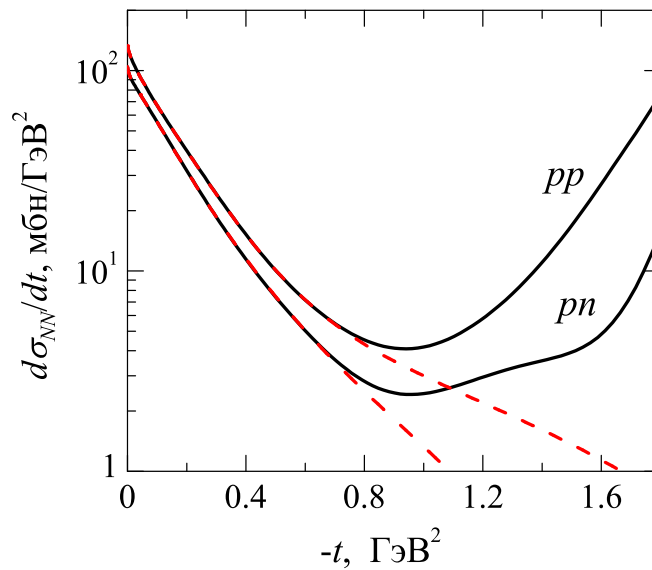


Рис. 1.4. Дифференциальные сечения NN -рассеяния при энергии $T_p = 1$ ГэВ. Сплошными кривыми показаны точные сечения, построенные по данным фазового анализа SAID, штриховыми кривыми изображены приближенные сечения, соответствующие гауссовскому представлению спиральных амплитуд.

1.3.2. Выбор и параметризация дейтронных волновых функций

Для тестирования развитого формализма были использованы две альтернативные модели дейтронных волновых функций (далее — д.в.ф.), которые изображены на Рис. 1.5 (а). Для обеих функций амплитуда D -волны нигде не превышает 25% от амплитуды S -волны. Рассматриваемые модели отличаются, в основном, поведением на малых межнуклонных расстояниях. Волновая функция, построенная на основе NN -потенциала CD-Bonn [46], имеет стандартное поведение, т.е. проходит через максимум при $r \approx 1.7$ Фм и монотонно убывает до нуля с уменьшением NN -расстояния (в области отталкивающего кора). Напротив, волновая функция дибарионной модели (DBM) [43], основанной на рассмотрении кварковых симметрий в $6q$ -системе, имеет узел при $r \approx 0.6$ Фм. (Приведенные числа относятся к S -волне, поведение D -волны в сущности аналогичное.) Наличие узла обусловлено ортогональностью нуклон-нуклонной и дибарионной компонент д.в.ф. Естественно ожидать, что в дифракционной модели, основанной, в частности, на предположении о слабой связи нуклонов в ядре и о малости переданных при столкновениях импульсов, различия двух описанных волновых функций в высокоимпульсной области будут мало заметны в сечениях и спиновых наблюдаемых pd -рассеяния.

На Рис. 1.5 (б) показаны формфакторы, соответствующие волновым функциям CD-Bonn и DBM, в зависимости от квадрата относительного импульса нуклонов в дейтроне. Квадрупольные формфакторы S_2 близки практически всюду, в то время как монопольные S_0 в области $|t| > 0.15$ ГэВ² существенно различаются. Общим фактом является преобладание квадрупольного формфактора над монопольным (по абсолютной величине) при $0.1 < |t| < 0.6$ ГэВ². Основной вклад в квадрупольный формфактор дается интерференцией S - и D -состояний, и, поскольку плотность D -волны смещена влево по r (соответственно, вправо по $|t|$) относительно S -волны, мы наблюдаем соответствующее поведение формфакторов. Именно этот эффект приводит к сглаживанию минимума в дифферен-

циальном сечении pd -рассеяния при $|t| \simeq 0.35$ ГэВ².

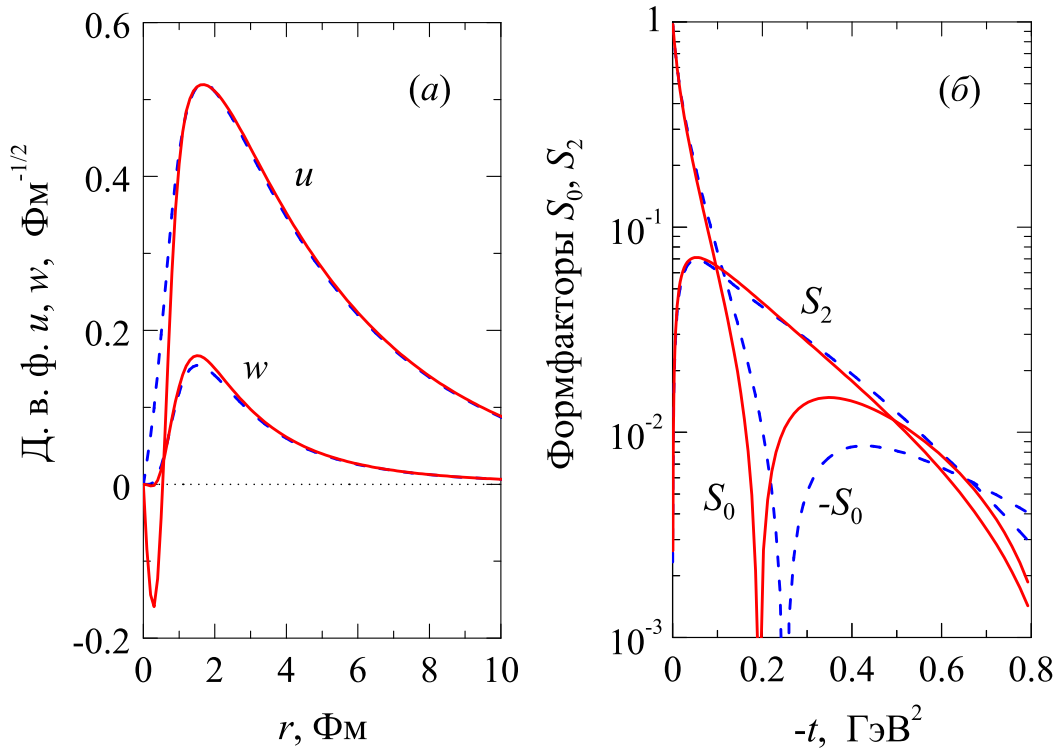


Рис. 1.5. (а) Дейтронные волновые функции $u(r)$ (S -волна) и $w(r)$ (D -волна); (б) Монопольный (S_0) и квадрупольный (S_2) формфакторы дейтрона. Штриховые кривые соответствуют модели CD-Bonn, сплошные — дибарионной модели.

Для параметризации обеих исследуемых волновых функций мы использовали такое же представление, как и для NN -амплитуд, т.е. в виде суммы гауссоид с дополнительным фактором, учитывающим поведение вблизи $r = 0$:

$$u(r) = r \sum_{j=1}^m C0_j \exp(-A0_j r^2), \quad w(r) = r^3 \sum_{j=1}^m C2_j \exp(-A2_j r^2). \quad (1.26)$$

Для расчетов было взято пять гауссоид ($m = 5$). Функции фитировались на отрезке 0–20 ФМ с шагом 0.1 ФМ . Параметры и среднеквадратичные отклонения приведены в Табл. А.3 (DBM) и А.4 (CD-Bonn) Приложения А.

1.4. Результаты расчетов и обсуждение. Сравнение с точной трехчастичной теорией и экспериментальными данными

1.4.1. Результаты при энергиях 250, 440 и 1000 МэВ

Одним из ключевых моментов данного исследования является сравнение результатов расчетов сечений и поляризационных наблюдаемых упругого pd -рассеяния, полученных в рамках обобщенной дифракционной модели, с результатами [5, 94, 95], найденными в рамках точной трехчастичной теории, основанной на решении уравнений Фаддеева. Последние включают в себя весь ряд многократных столкновений, эффекты отклонения от эйконала, Ферми-движения нуклонов в дейтроне, схода частиц с энергетической поверхности и др. Дифракционная модель всего этого не учитывает, однако она значительно проще в применении, а при энергиях $T_p \approx 1$ ГэВ, для которых ни один из существующих стандартных NN -потенциалов уже неприменим, остается пока единственной надежной основой для расчетов. При промежуточных энергиях ($T_p \simeq 200$ – 400 МэВ) оба подхода могут быть применены одновременно.

Следует отметить, что сравнение предсказаний точной трехчастичной теории и стандартной глауберовской модели для полных и дифференциальных сечений Nd -рассеяния в широком интервале энергий ($T_p \simeq 0.1$ – 2 ГэВ) было представлено в работе [96]. Для дифференциальных сечений было найдено существенное расхождение предсказаний двух подходов при всех углах рассеяния, лежащих вне узкого конуса в направлении вперед. Такой результат вполне закономерен, поскольку модельный NN -потенциал, использованный в расчетах [96], не описывает реальную дифракционную картину NN -рассеяния при промежуточных и высоких энергиях. В частности, мнимые части NN -амплитуд, соответствующих чисто действительному потенциалу, быстро падают с ростом энергии, что приводит к сглаживанию дифракционных пиков в NN -сечениях и, следовательно, к значительному снижению относительного вклада двукрат-

ных столкновений в Nd -сечения. В такой ситуации глауберовская модель оказывается неприменимой, поскольку нарушаются ее основные положения. Поэтому интересно сравнить предсказания развитой в настоящей главе обобщенной дифракционной модели с результатами точных расчетов для *реалистического* NN -взаимодействия, как для сечений, так и, в особенности, для спиновых наблюдаемых.

На Рис. 1.6 и 1.7 показаны результаты расчетов для дифференциального сечения и протонной анализирующей способности в упругом pd -рассеянии при энергиях падающего протона $T_p = 250$ и 440 МэВ.

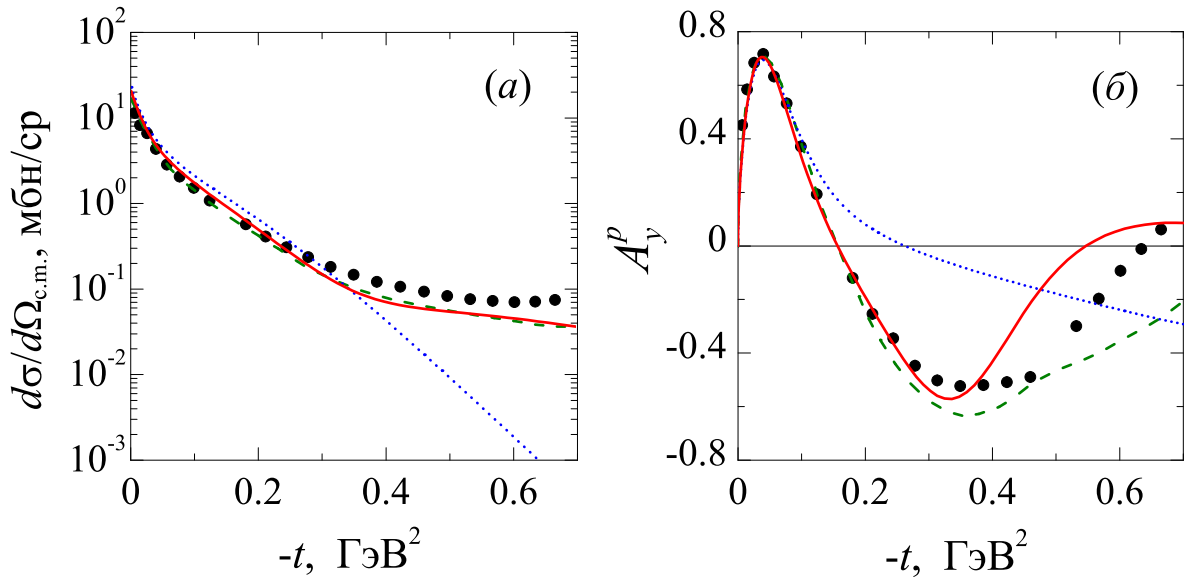


Рис. 1.6. Дифференциальное сечение (а) и протонная анализирующая способность (б) в упругом pd -рассеянии при энергии падающего протона $T_p = 250$ МэВ. Штриховыми кривыми показаны результаты расчетов по уравнениям Фаддеева с потенциалом CD-Bonn, сплошные кривые соответствуют предсказаниям обобщенной дифракционной модели (с д.в.ф. CD-Bonn). Точечные кривые показывают вклад однократного рассеяния. Экспериментальные данные (точки) и результаты фаддеевских расчетов взяты из работы [94].

Из Рис. 1.6 и 1.7 видно, что пик в дифференциальном сечении в направлении вперед, обусловленный однократным рассеянием, одинаково хорошо описывается в обоих подходах. В то же время ясно видно, что и при бóльших переданных импульсах, где уже доминируют процессы двукратного рассеяния,

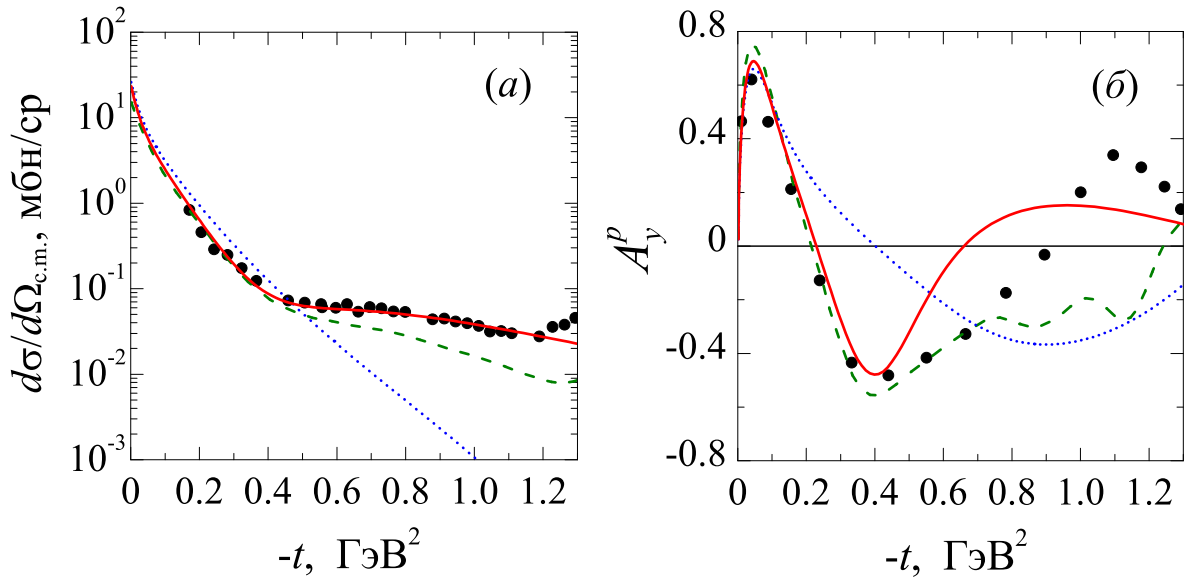


Рис. 1.7. То же, что на Рис. 1.6, но для энергии $T_p = 440$ МэВ. Кривые — см. Рис. 1.6. Экспериментальные данные (точки) и фаддеевские расчеты для сечения взяты из работ [97] (425 МэВ) и [5] (440 МэВ), соответственно, для анализирующей способности — из работы [95] (392 МэВ).

дифракционная модель описывает экспериментальные данные так же хорошо, как и точные фаддеевские уравнения (а при энергии 440 МэВ — даже лучше). Этот результат свидетельствует о практически полном взаимном сокращении всех вышеупомянутых поправок к дифракционному приближению. При этом, если результаты, найденные в дифракционном приближении, становятся более надежными с ростом энергии, то с точными фаддеевскими расчетами имеет место обратная ситуация (вследствие ненадежности используемых NN -потенциалов при энергиях более 350 МэВ).

Как и следовало ожидать, поляризационные наблюдаемые являются более чувствительными к деталям используемой теоретической модели. В частности, двукратное рассеяние в спиновых наблюдаемых играет более существенную роль, чем в усредненных дифференциальных сечениях. Мы видим, что в описании протонной анализирующей способности дифракционная модель и точная трехчастичная теория прекрасно согласуются друг с другом и с экспериментальными данными вплоть до переданных импульсов $|t| \approx 0.35 \text{ GeV}^2$, а далее расходятся как друг с другом, так и с экспериментом. Этот результат, по всей

видимости, указывает на проявление новых нестандартных механизмов в рассеянии под большими углами, которые не сводятся к парному взаимодействию нуклонов.

Далее, на Рис. 1.8 представлены результаты для дейтронных анализирующих способностей (векторной A_y^d и тензорных A_{yy}, A_{xx}) при энергии $T_p = 250$ МэВ. По причине отсутствия экспериментальных данных для дейтронных спиновых наблюдаемых при энергии 250 МэВ, мы сравнили результаты расчетов с данными при 200 МэВ [98] (для сечений и протонной анализирующей способности данные при этих двух энергиях практически неразличимы). Мы не приводим здесь результатов расчетов дейтронных анализирующих способностей при энергии 440 МэВ, поскольку при этой энергии фаддеевские расчеты уже не так надежны, а экспериментальные данные [5] имеются лишь для больших углов рассеяния (60–140° в с.ц.и.).

Из Рис. 1.8 видно, что обобщенная дифракционная модель адекватно описывает и более сложные наблюдаемые вплоть до $|t| \approx 0.35$ ГэВ², хотя качество описания немного хуже, чем для дифференциального сечения и протонной анализирующей способности. Однако это может быть связано не с недостатками самой дифракционной модели, а с приближенным учетом в нашем формализме NN -амплитуд с двойным переворотом спина, к которым дейтронные спиновые наблюдаемые очень чувствительны. Это обстоятельство не должно играть существенной роли при более высоких энергиях, где сделанное нами приближение является более обоснованным.

Теперь, убедившись в работоспособности и хорошей точности обобщенной дифракционной модели даже при относительно низких энергиях, перейдем к рассмотрению бóльших энергий, где дифракционная модель должна работать уже заведомо лучше. Мы выполнили расчеты дифференциального сечения и спиновых наблюдаемых (дейтронных векторных и тензорных анализирующих способностей) при энергии $T_p = 1$ ГэВ, традиционной для применения дифракционной модели. Соответствующие результаты в сравнении с эксперименталь-

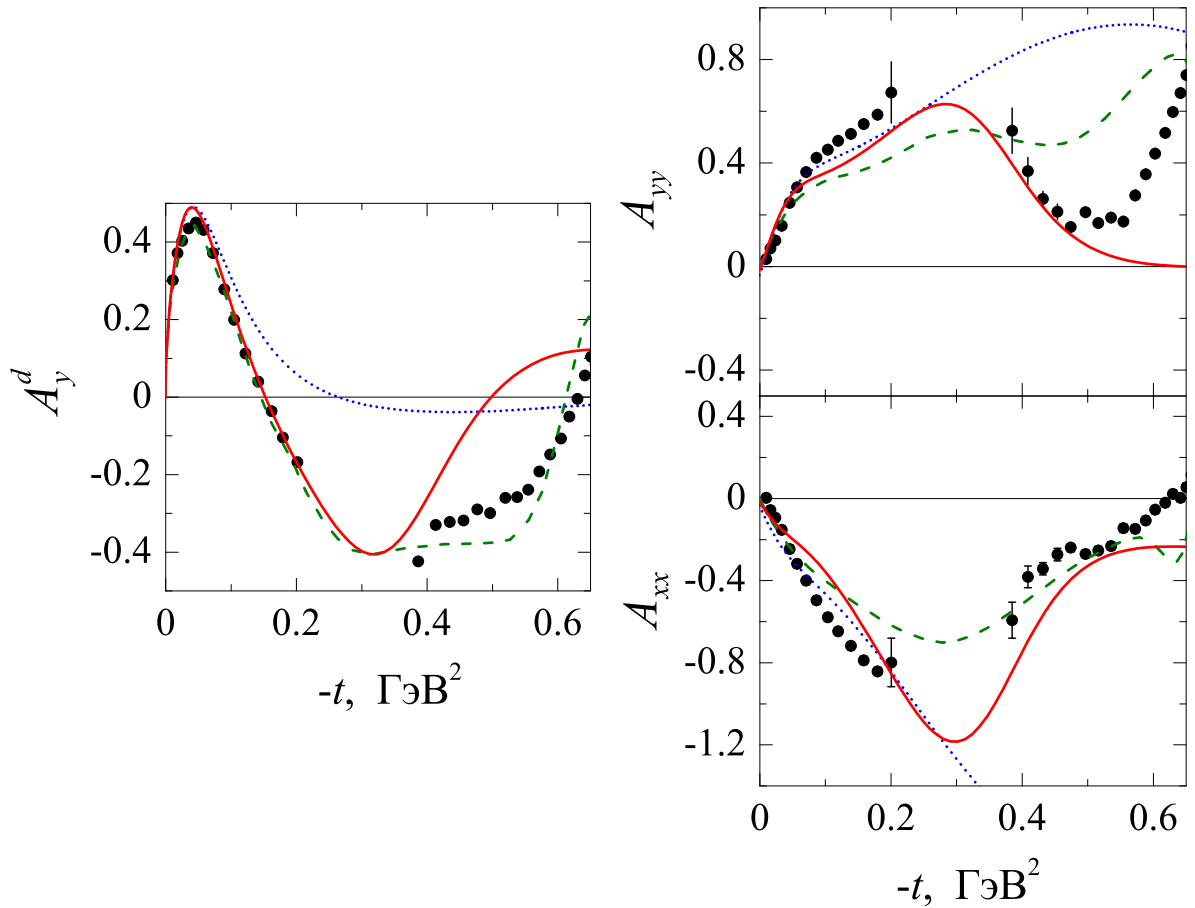


Рис. 1.8. Дейтронные анализирующие способности при энергии $T_p = 250$ МэВ. Кривые — см. Рис. 1.6. Экспериментальные данные (точки) и результаты фаддеевских расчетов взяты из работы [98] (200 МэВ).

ными данными приведены на Рис. 1.9 (здесь в расчетах была использована дибарионная д.в.ф.). Из Рис. 1.9 видно, что обобщенная дифракционная модель, построенная на основе точных эмпирических NN -амплитуд, правильно описывает все рассматриваемые наблюдаемые при энергии $T_p = 1$ ГэВ (при не очень больших переданных импульсах), в то время как реалистические NN -потенциалы и, следовательно, основанные на них решения уравнений Фаддеева уже неприменимы в этой области.

Таким образом, нам удалось построить надежную модель pd -рассеяния в области энергий $T_p \sim 1$ ГэВ, учитывающую нуклонные степени свободы. Эта модель может быть использована в дальнейшем в качестве основы для включения и тестирования механизмов, обусловленных влиянием ненуклонных степе-

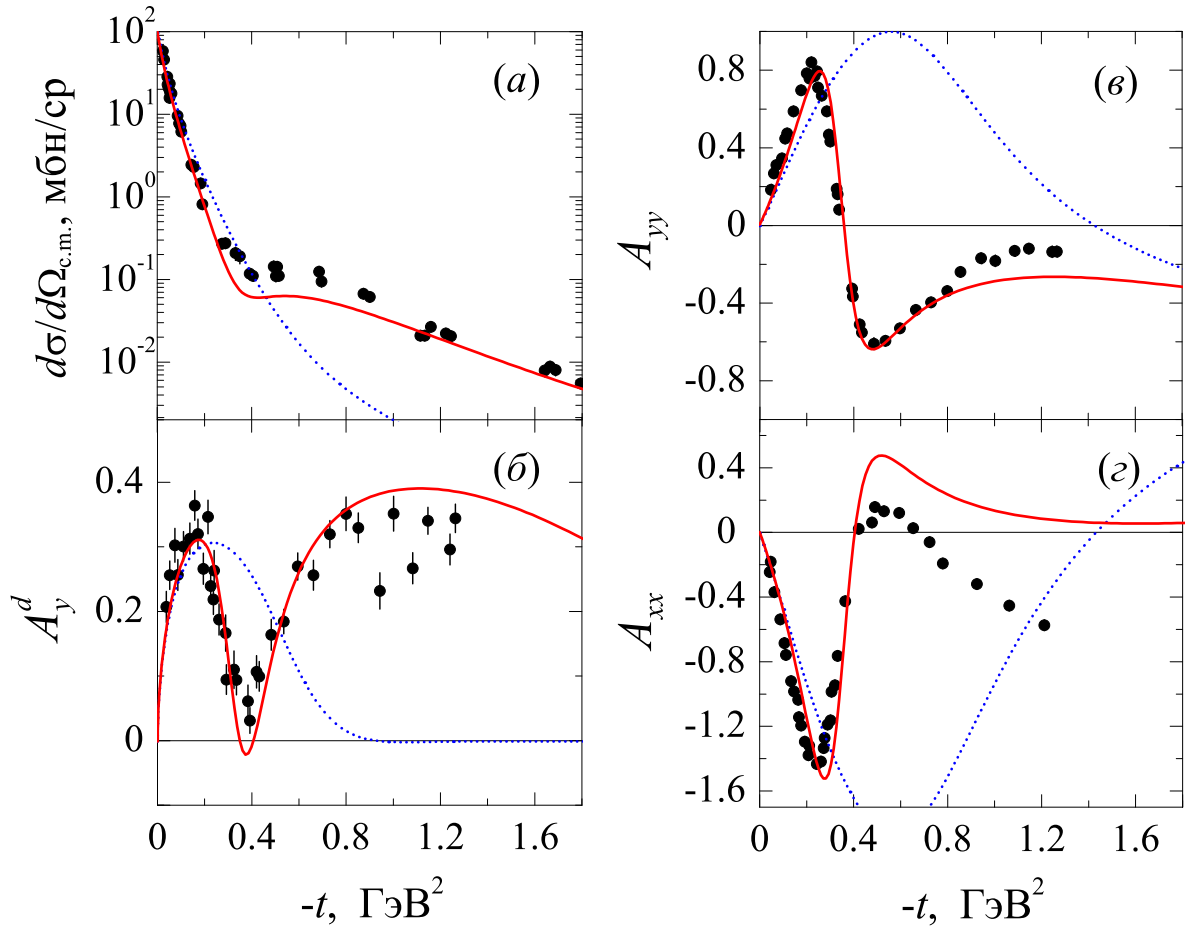


Рис. 1.9. Дифференциальное сечение (а) и дейтронные анализирующие способности (б, в, г) при энергии $T_p = 1$ ГэВ, рассчитанные на основе обобщенной дифракционной модели (сплошные кривые). Точечными кривыми показан вклад однократного рассеяния. Экспериментальные данные взяты из работ [99, 100].

ней свободы и связанных с ними трехчастичных сил. При этом особенно важно, что тестирование этих новых механизмов в сочетании с обобщенной дифракционной моделью можно проводить и в сложных наблюдаемых, зависящих от спинов.

Рассмотрим теперь более детально дифференциальные сечения pd -рассеяния и проанализируем вклады различных механизмов, включенных в обобщенную дифракционную модель.

1.4.2. Анализ различных вкладов в дифференциальные сечения

Результаты расчетов для дифференциальных сечений при трех энергиях падающего протона изображены на Рис. 1.10. При всех энергиях теоретические кривые и экспериментальные данные показаны вплоть до угла рассеяния $\theta_{c.m.} = 120^\circ$ в с.ц.и., где дифференциальное сечение имеет минимум (до значений квадрата переданного импульса $|t| = 0.62, 1.12$ и 2.6 ГэВ^2 для энергий 250, 440 и 1000 МэВ, соответственно). Из сравнения с экспериментом видно, что до точки минимума, т.е. уже при довольно больших переданных импульсах, сечение хорошо описывается дифракционной моделью при всех рассматриваемых энергиях. В области доминирования однократного рассеяния ($|t| \lesssim 0.35 \text{ ГэВ}^2$) наблюдается практически идеальное согласие. В переходной области и далее, где основной вклад дает двукратное рассеяние, ситуация не столь однозначная. Наилучшее согласие с экспериментом достигается для средней энергии, 440 МэВ, для большей и меньшей энергий теоретическая кривая идет ниже экспериментальной, хотя и имеет правильное поведение. Можно предположить, что при $T_p = 250 \text{ МэВ}$ мы подходим к нижней границе применимости дифракционного приближения по энергии (в частности, дифференциальные сечения NN -рассеяния уже не имеют ярко выраженного пика в направлении вперед), а при $T_p = 1 \text{ ГэВ}$ могут существенно сказываться релятивистские эффекты.

Тем не менее, как показал проведенный выше анализ поляризационных наблюдаемых, дифракционная модель уже не может считаться достаточно надежной в области $|t| > 0.35 \text{ ГэВ}^2$, несмотря на вполне хорошее описание сечений даже за пределами этой области. Интересно отметить, что значение квадрата переданного импульса $|t| \approx 0.35 \text{ ГэВ}^2$, где предсказания дифракционной модели начинают отклоняться от экспериментальных данных, является общим для всех трех рассматриваемых энергий. На самом деле, такая передача импульса в двукратном рассеянии означает, что передача импульса в каждом однократном NN -соударении составляет $q \approx 300 \text{ МэВ}$. При больших передачах импульса ста-

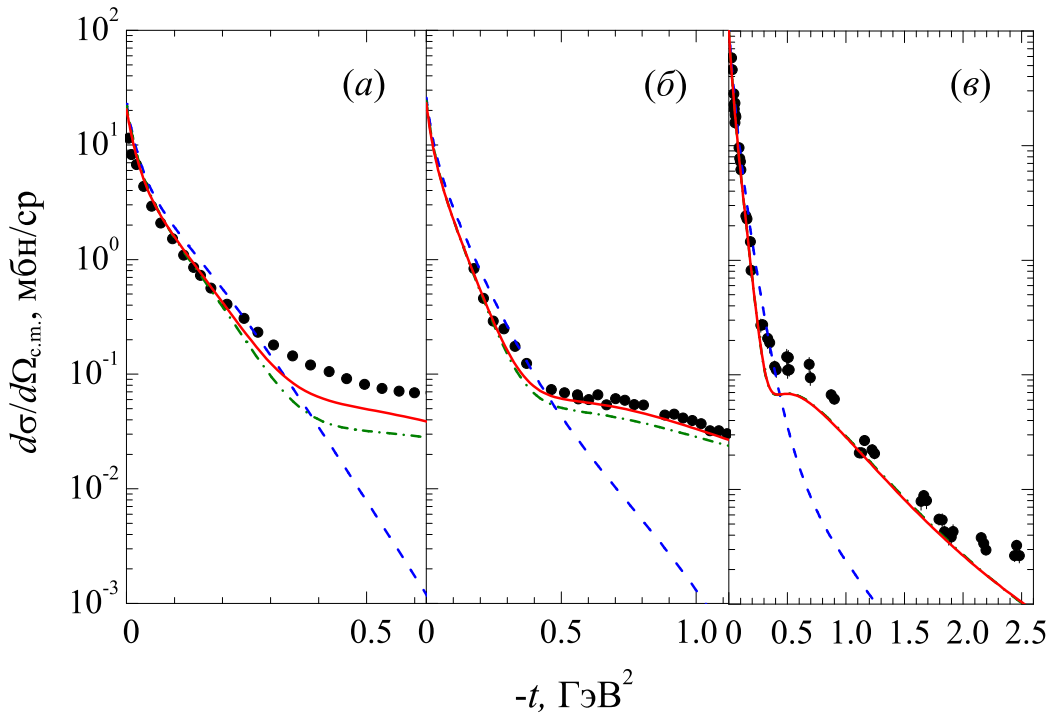


Рис. 1.10. Дифференциальные сечения упругого pd -рассеяния при трех энергиях падающего протона: $T_p = 250$ МэВ (а), 440 МэВ (б) и 1 ГэВ (в). Штриховыми кривыми показаны вклады однократного рассеяния. Результаты, изображенные штрих-пунктирными кривыми, получены без учета процесса двойной перезарядки. Сплошные кривые соответствуют полному расчету в рамках обобщенной дифракционной модели. Экспериментальные данные взяты из работ [94](250 МэВ), [97] (425 МэВ) и [99] (1 ГэВ).

новится важным учет процессов *неупругого* NN -рассеяния, в котором большую роль играет возбуждение барионных (а, возможно, и дибарионных) резонансов. Эти процессы должны давать существенный вклад в Nd -рассеяние под большими углами. В следующем разделе мы рассмотрим этот вопрос более подробно.

Обобщенная дифракционная модель позволяет по-новому оценить вклады в дифференциальное сечение рассеяния различных эффектов, таких, как спиновая зависимость NN -амплитуд, процессы перезарядки, D -волна дейтрона и др. Рассмотрим эти эффекты более подробно. На Рис. 1.10 показан вклад только однократного рассеяния. Пик в направлении вперед обусловлен именно однократным рассеянием, но для правильного описания сечения во всей передней полусфере углов, как хорошо видно из Рис. 1.10, необходим учет двукратного

рассеяния, вклад которого значителен при всех рассматриваемых энергиях. В свою очередь, вклад процесса перезарядки практически незаметен при энергии 1 ГэВ, но с уменьшением энергии его роль возрастает. Это связано с тем, что сечение перезарядки в pn -рассеянии также возрастает с уменьшением энергии.

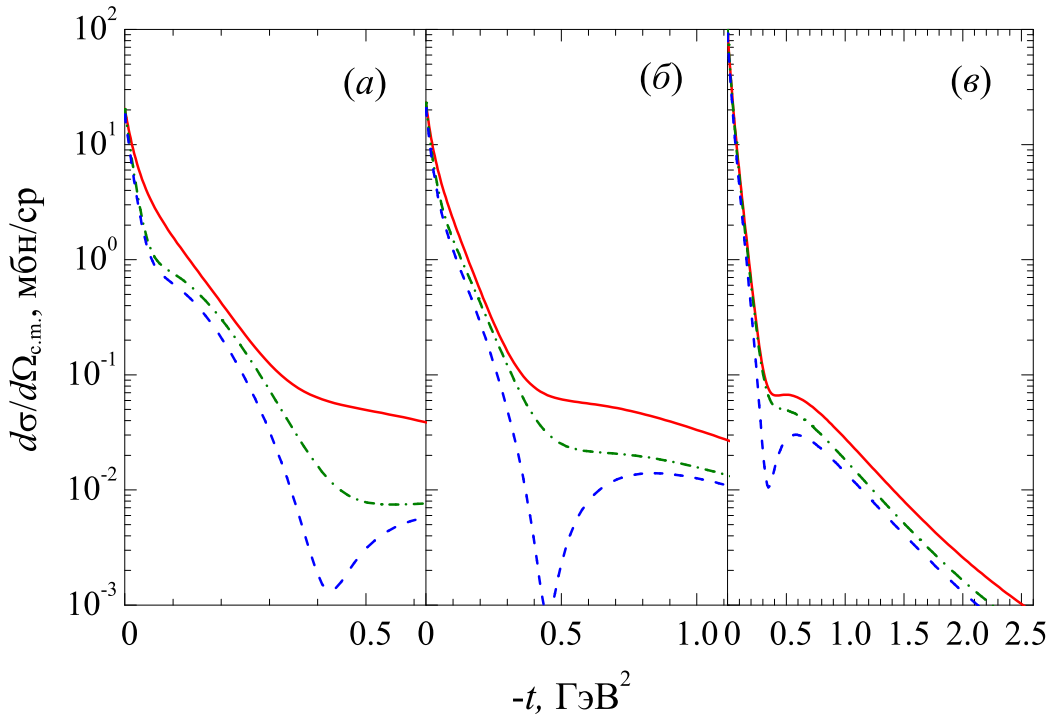


Рис. 1.11. Дифференциальные сечения упругого pd -рассеяния при трех энергиях падающего протона: $T_p = 250$ МэВ (а), 440 МэВ (б) и 1 ГэВ (в). Штриховыми кривыми показаны сечения, рассчитанные без учета D -волны дейтрона и спиновой зависимости NN -амплитуд. Сечения, изображенные штрих-пунктирными кривыми, получены с учетом только D -волны. Сплошные кривые соответствуют полному расчету в рамках обобщенной дифракционной модели.

На Рис. 1.11 показаны вклады D -волны дейтрона и спиновой зависимости NN -амплитуд. Влияние спиновой зависимости на сечение, как и следовало ожидать, растет с уменьшением энергии. Спиновые эффекты значительно увеличивают сечение в области доминирования двукратных столкновений, при этом не меняя его формы. При энергии 250 МэВ вклад заметен и в однократном рассеянии. В то же время, учет D -волны существенно меняет саму форму сечения при всех энергиях, заполняя резкий минимум в переходной области и превращая его в плоское плечо.

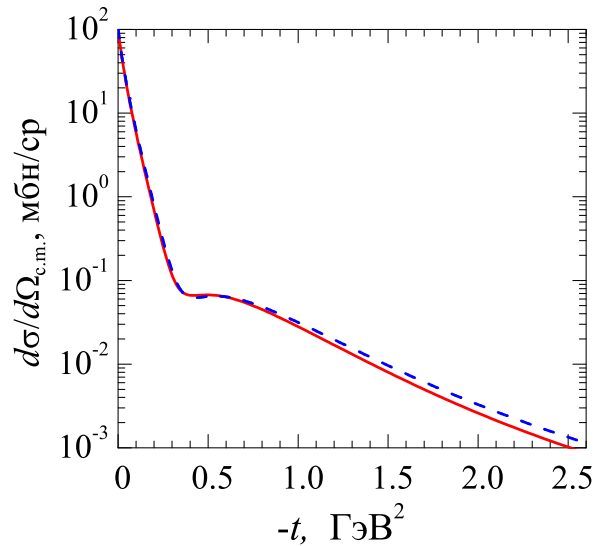


Рис. 1.12. Дифференциальные сечения pd -рассеяния при энергии $T_p = 1$ ГэВ, рассчитанные на основе обобщенной дифракционной модели с использованием двух альтернативных моделей дейтронных волновых функций: CD-Bonn (штриховая кривая) и дибарионной модели (сплошная кривая).

Наконец, на Рис. 1.12 изображены дифференциальные сечения рассеяния при энергии 1 ГэВ, вычисленные с использованием двух альтернативных моделей д.в.ф. Штриховая линия соответствует модели CD-Bonn, сплошная линия — дибарионной модели. Различия дейтронных формфакторов в этих двух моделях существенно сказываются на однократном рассеянии, но уже при тех переданных импульсах, где доминирует двукратное рассеяние. Поэтому на суммарной кривой эти различия почти не отражаются. Аналогичный результат был получен нами и для поляризационных наблюдаемых. Это подтверждает сделанное в предыдущем разделе предположение о том, что результаты, рассчитанные на основе дифракционной модели, малочувствительны к короткодействующим нуклон-нуклонным корреляциям.

В следующем разделе мы покажем, что Nd -рассеяние под большими углами, наоборот, является сильно чувствительным к короткодействующим NN -корреляциям и, в частности, к высокоимпульсным компонентам дейтронной волновой функции.

1.5. Качественное рассмотрение упругого Nd -рассеяния под большими углами. Связь с неупругим NN -рассеянием

В отличие от Nd -рассеяния под малыми углами, в котором основную роль играют прямые процессы одно- и двукратных NN -соударений, при которых начальный дейтрон сохраняется как целый объект, основной вклад в Nd -рассеяние под большими углами вносят процессы перестройки, т.е. такие, в которых конечный дейтрон формируется из падающего нуклона и одного из нуклонов начального дейтрона. Действительно, нетрудно показать, что вероятность вылета одного из нуклонов дейтронной мишени под углом, близким к 180° , к направлению движения падающего нуклона, гораздо больше, чем вероятность отклонения быстрого падающего нуклона на такой же угол. Простейшим механизмом упругого Nd -рассеяния под большими углами является процесс однонуклонного обмена (one-nucleon exchange — ONE), изображенный на Рис. 1.13.

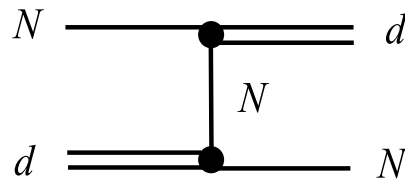


Рис. 1.13. Диаграмма, иллюстрирующая процесс однонуклонного обмена в упругом Nd -рассеянии.

Вклад такого процесса в сечение Nd -рассеяния (в нерелятивистском приближении) находится по формуле [101]:

$$d\sigma^{\text{ONE}}/d\Omega_{c.m.} = (2\pi)^4 \left(\frac{\bar{m}}{m_N} \right)^2 (\kappa_d^2 + \Delta^2)^2 n_d^2(\Delta), \quad (1.27)$$

где $\Delta = p_{c.m.}(5/4 + \cos\theta_{c.m.})^{1/2}$, κ_d^2/m_N — энергия связи дейтрона и \bar{m} — приведенная масса Nd -системы. Таким образом, сечение этого процесса пропорционально четвертой степени д.в.ф. или квадрату импульсного распределения нуклонов в дейтроне $n_d(\Delta)$.

Рассмотрим снова две модели д.в.ф. — традиционную мезон-обменную модель CD-Bonn и альтернативную дибарионную модель. Импульсные распределения нуклонов в дейтроне, соответствующие этим двум моделям, изображены на Рис. 1.14 (а). Мы видим, что высокоимпульсные компоненты д.в.ф. дибарионной модели сильно превышают соответствующие компоненты для модели CD-Bonn. На самом деле, в дибарионной модели д.в.ф. эффективно учитывается рождение промежуточного дибариона на малых межнуклонных расстояниях, т.е. эта модель д.в.ф., наряду со стандартными нуклонными и мезонными степенями свободы, неявно включает в себя дополнительные — дибарионные степени свободы. Именно рождение промежуточного дибариона приводит к эффективному увеличению высокоимпульсных компонент д.в.ф. в NN -канале.

На Рис. 1.14 (б) изображены дифференциальные сечения pd -рассеяния под большими углами, рассчитанные на основе механизма ONE с использованием двух вышеуказанных моделей д.в.ф. Из Рис. 1.14 (б) хорошо видно, что усиление высокоимпульсных компонент д.в.ф., следующее из дибарионной модели NN -сил, ясно проявляется в pd -рассеянии под большими углами при промежуточных энергиях.

Вместе с тем, как было показано во многих работах (см., например [101]), экспериментальное сечение pd -рассеяния под большими углами при энергиях $T_p = 0.3-1$ ГэВ в несколько раз превышает его теоретическое значение, найденное на основе механизма ONE. И хотя мы показали, что эта проблема может быть частично решена путем учета усиления высокоимпульсных компонент д.в.ф., возникающего вследствие рождения промежуточных дибарионов в NN -соударениях, однако этого явно недостаточно для устранения расхождения между теоретическим расчетом и экспериментальными данными.²

С другой стороны, ясно, что высокоимпульсные компоненты д.в.ф. в NN -

² Мы не касаемся здесь вопроса релятивистской трактовки д.в.ф., поскольку различные схемы релятивизации могут привести к различным результатам. Вместо этого, мы рассматриваем образование единого bq -мешка на малых NN -расстояниях, движение которого можно трактовать нерелятивистским образом.

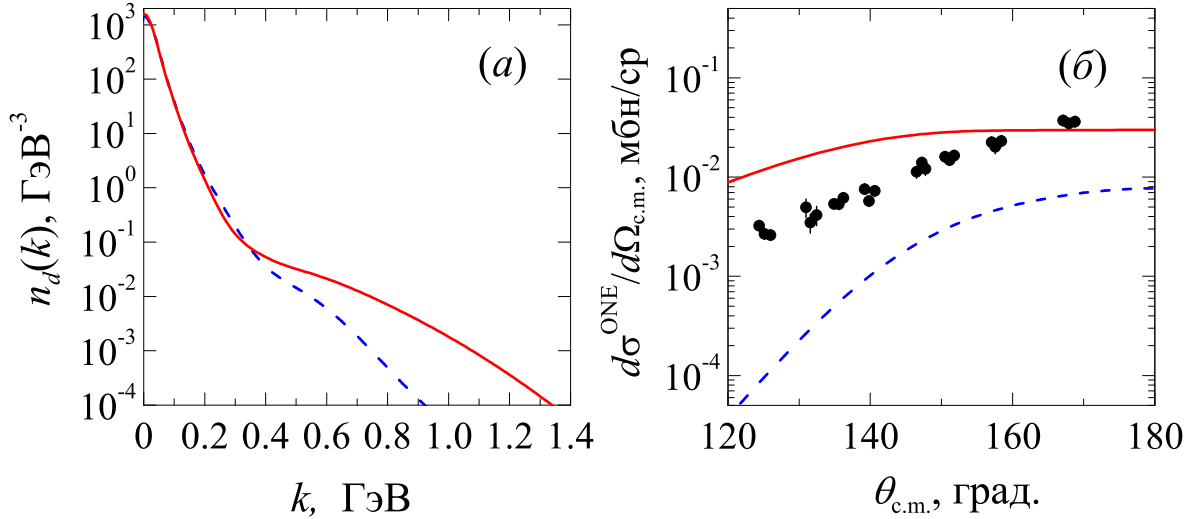


Рис. 1.14. (а) Импульсные распределения нуклонов в дейтроне, полученные для двух моделей д.в.ф. — CD-Bonn (штриховая кривая) и дибарионной (сплошная кривая). (б) Дифференциальные сечения pd -рассеяния под большими углами при энергии $T_p = 1$ ГэВ, рассчитанные на основе механизма ONE для тех же двух моделей д.в.ф. Вклады только S -волновых компонент д.в.ф. показаны точечной (CD-Bonn) и штрих-пунктирной (DBM) кривыми.

канале должны сильно интерферировать с кварковыми механизмами короткодействующего NN -взаимодействия. Так, в дибарионной модели NN -сил д.в.ф. имеет две взаимосвязанных компоненты в NN - и $6q$ -каналах. Поэтому для полного описания процессов с участием дейтрона в рамках дибарионной модели необходимо учитывать обе эти компоненты. В общем случае это может быть сделано путем построения и решения точных многоканальных уравнений [71], учитывающих нуклонные ($3N$) и дибарионные ($N + 6q$) каналы, а также трехчастичные силы, возникающие вследствие мезонного обмена между дибарионом и нуклоном. Ниже мы рассмотрим частные процессы, появляющиеся в низших итерациях таких уравнений и способные дать существенные вклады в процесс Nd -рассеяния под большими углами.

Поскольку уже давно было установлено (см., например, [102]), что обычные процессы одно- и тем более многократного рассеяния дают очень малый вклад в сечение Nd -рассеяния под большими углами, источник расхождений с экспериментальными данными в этой области следует искать в проявлении

ненуклонных степеней свободы и связанных с ними трехчастичных сил. Интуитивно ясно, что существенное усиление процессов рассеяния под большими углами могут дать механизмы возбуждения промежуточных резонансов, имеющие конечное время задержки по сравнению с прямыми процессами перераспределения. В этой связи, в литературе в первую очередь рассматривались механизмы возбуждения нуклонных резонансов и изобар в промежуточном состоянии [101, 102]. Кроме того, предпринимались попытки введения дополнительной bq -компоненты в д.в.ф. [103], однако параметры этой компоненты не были связаны с базовыми свойствами NN -взаимодействия, а подгонялись *ad hoc*.

В самом деле, вполне очевидно, что в рассматриваемой области энергий существенную роль должны играть процессы возбуждения промежуточной изобары $\Delta(1232)$. Пример такого процесса изображен на Рис. 1.15 (а). В работе [102] было показано, что процессы такого типа действительно могут дать заметный вклад в обратное pd -рассеяние при энергиях $T_p \simeq 0.3\text{--}0.6$ ГэВ, однако этот вклад сильно зависит от параметризации амплитуды $NN \rightarrow N\Delta$. Обобщая этот меха-

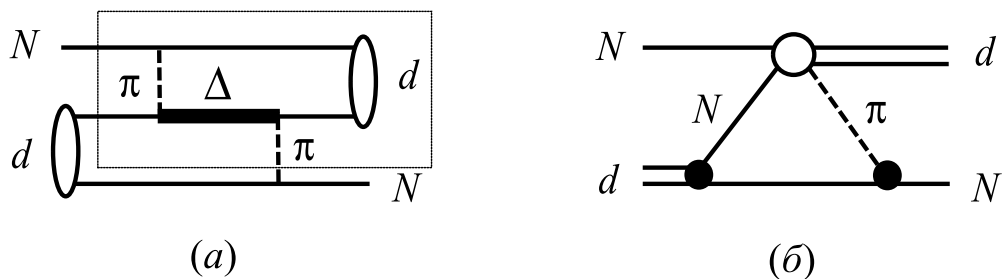


Рис. 1.15. (а) Диаграмма, иллюстрирующая Nd -рассеяние через возбуждение промежуточной Δ -изобары. (б) Треугольный механизм Nd -рассеяния.

низм, можно представить его в виде Рис. 1.15 (б). Такой механизм pd -рассеяния содержит в качестве подпроцесса неупругое NN -рассеяние с рождением мезонов, т.е. $NN \rightarrow d\pi$ и др., идущее через возбуждение промежуточной Δ -изобары. На самом деле, Рис. 1.15 (б) изображает не что иное, как хорошо известный треугольный механизм pd -рассеяния, впервые рассмотренный в работе [104]. В работе [104] было найдено, что треугольный механизм может объяснить основные

качественные черты pd -рассеяния под большими углами, хотя и недооценивает экспериментальное сечение pd -рассеяния примерно в три раза.

С другой стороны, в дибарионной модели [42, 105] появляются новые механизмы, способные обеспечить большую передачу импульса от начального нуклона к конечному. Основные из этих механизмов схематически изображены на Рис. 1.16. В частности, на Рис. 1.16 (а) показана трехчастичная сила, обусловленная мезонным обменом между нуклоном и дибарионом (дибарионной компонентой дейтрона). Вклад такого процесса в упругое pd -рассеяние был исследован нами в работе [55], где было показано, что механизм обмена скалярным σ -мезоном (OSE) может дать заметный вклад в pd -рассеяние даже при небольших передачах импульса. Однако впоследствии мы нашли, что введение обрезаящих формфакторов в вершины σNN и σDD даже с большим параметром обрезания $\Lambda = 1$ ГэВ сильно подавляет вклад механизма OSE в pd -рассеянии назад. В принципе, это не удивительно, поскольку механизм OSE является прямым процессом, т.е. идет без перестройки дейтрона. Поэтому естественно предположить, что более весомый вклад в pd -рассеяние под большими углами даст механизм, изображенный на Рис. 1.16 (б) и представляющий собой сочетание указанной трехчастичной силы и однонуклонного обмена. Вклад такого механизма может быть дополнительно усилен за счет образования промежуточного дибарионного резонанса D^* . Например, можно рассмотреть рождение изовекторного резонанса $D_{12}(2150)$, который лежит вблизи порога возбуждения системы $N + \Delta$. Легко увидеть, что амплитуда такого процесса также может быть выражена через амплитуду подпроцесса типа $NN \rightarrow d\pi$, но идущего через рождение промежуточного дибариона.

Таким образом, базовые короткодействующие механизмы упругого Nd -рассеяния под большими углами и неупругого NN -рассеяния типа $NN \rightarrow d\pi$ (или, при более высоких энергиях, $NN \rightarrow d\pi\pi$) оказываются тесно связанными между собой. При этом следует иметь в виду, что само включение амплитуды процесса типа $NN \rightarrow d\pi$ в теоретическую модель для Nd -рассеяния представляет со-

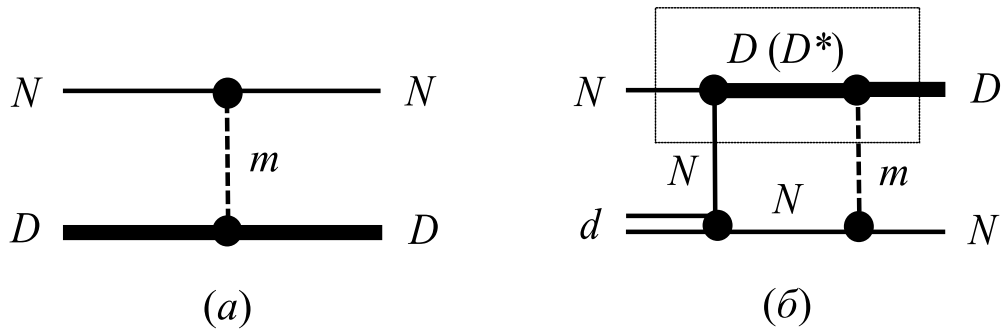


Рис. 1.16. Новые механизмы упругого Nd -рассеяния, возникающие в дибарионной модели NN -сил и включающие дибарионную компоненту дейтронной волновой функции (D): (а) специфическая трехчастичная сила, обусловленная мезонным (m) обменом между нуклоном и дибарионом; (б) перекрестный член, т.е. механизм (а), сопровождающийся однонуклонным обменом. В процессе (б) в промежуточном состоянии также может рождаться возбужденный дибарион (резонанс D^*).

бой нетривиальную задачу, прежде всего из-за проблемы двойного счета [104]. Поэтому исследование роли ненуклонных степеней свободы целесообразно проводить сначала в более простых процессах типа $NN \rightarrow d\pi$, $NN \rightarrow d\pi\pi$ и т.д. Такое базовое исследование, результаты которого изложены в двух следующих главах, поможет понять роль соответствующих механизмов и в более сложных процессах типа Nd -рассеяния.

1.6. Выводы к первой главе

В данной главе был развит формализм, обобщающий известную дифракционную модель Глаубера–Ситенко для упругого Nd -рассеяния, с учетом спиновой структуры NN -амплитуд и дейтронной волновой функции, а также процесса двойной перезарядки. В результате были получены явные аналитические выражения для всех двенадцати инвариантных Nd -амплитуд через инвариантные NN -амплитуды и различные мультипольные составляющие формфактора дейтрона. Эти формулы впоследствии могут быть использованы для решения важной обратной задачи — нахождения плохо известных спиральных pn -

и nn -амплитуд из экспериментальных данных по спиновым наблюдаемым $\vec{p}\vec{d}$ - и $\vec{n}\vec{d}$ -рассеяния, соответственно. Предварительное исследование этого вопроса было проведено нами в работе [54].

В рамках развитого формализма были выполнены расчеты сечений и анализирующих способностей при трех энергиях падающего протона в лабораторной системе: 250, 440 и 1000 МэВ. Хорошее согласие с экспериментальными данными при всех рассматриваемых энергиях в области переданных импульсов $q \lesssim 600$ МэВ, особенно для поляризационных наблюдаемых, свидетельствует о том, что область применимости дифракционной модели намного шире, чем можно было бы предположить из простых оценок.

Выполнение расчетов сечений и поляризационных наблюдаемых при относительно низких энергиях (250 и 440 МэВ) позволило сравнить полученные предсказания обобщенной дифракционной модели с результатами точных трехчастичных расчетов на основе уравнений Фаддеева. В итоге этого сравнения было выяснено, что результаты, полученные на основе двух столь различных подходов, очень хорошо согласуются друг с другом в той области ($q \lesssim 600$ МэВ), где оба подхода адекватно описывают экспериментальные данные. Этот факт свидетельствует о значительном взаимном сокращении поправок к дифракционному приближению и позволяет сделать вывод о том, что хорошее описание наблюдаемых рассеяния быстрых нуклонов на ядрах базируется не столько на точности используемого NN -потенциала, сколько на хорошей подгонке эмпирических NN -амплитуд.

С другой стороны, в области больших передач импульса, т.е. вблизи минимума дифференциального сечения, оба подхода (решение точных уравнений и дифракционная модель) дают картину, не согласующуюся с экспериментом. Этот факт явно указывает на проявление в этой области ненуклонных (изобарных, дибарионных) степеней свободы и связанных с ними трехчастичных сил. К настоящему моменту выяснено [4], что включение стандартных $3N$ -сил (типа 2π -обмена с возбуждением промежуточной Δ -изобары — см. Рис. 1.15

(a)) в фаддеевские расчеты лишь частично устраняет имеющиеся расхождения с экспериментом. Таким образом, особенно важным становится исследование новых нестандартных механизмов, учитывающих кварковые (или дибарионные) степени свободы. Мы показали, что в рамках дибарионной модели NN - и $3N$ -взаимодействия возникают новые механизмы, которые могут дать существенный вклад в Nd -рассеяние под большими углами.

В то же время, упругое Nd -рассеяние под большими углами тесно связано с неупругим NN -рассеянием, в частности, с процессами типа $NN \rightarrow d\pi$, $NN \rightarrow d\pi\pi$ и т.д., сопровождающимися большими передачами импульса. Поэтому исследование роли новых нестандартных механизмов короткодействующего NN -взаимодействия следует начинать именно с таких процессов. Следующие две главы будут как раз посвящены такому исследованию.

Глава 2

Относительные вклады барионных и дибарионных резонансов в реакции однопионного рождения

$$NN \rightarrow d\pi$$

2.1. Введение

Реакции $NN \rightarrow d\pi$ было посвящено очень большое число как экспериментальных, так и теоретических работ, начиная с 1950-х гг. [106]. Эта реакция рассматривалась в рамках феноменологических моделей [29, 107], с помощью метода связанных каналов [27], а также в рамках теории многократного рассеяния фаддеевского типа [28, 108]. При этом уже давно было установлено [106], что основные черты этого процесса могут быть объяснены возбуждением промежуточной системы $N\Delta$. Также важную роль играет интерференция этого механизма с процессом однонуклонного обмена, а вклад перерассеяний составляет не более 20% полного сечения и не меняет основных качественных характеристик реакции. Однако ряд более чувствительных поляризационных наблюдаемых не удастся удовлетворительно описать в рамках традиционных мезон-обменных моделей, в том числе, на основе последовательного фаддеевского подхода [108]. В то же время, в работе [23] был сделан вывод о необходимости учета возбуждения промежуточных дибарионных резонансов в данной реакции.

Как известно, в конце 1970-х гг. действительно были обнаружены сигналы целой серии изовекторных дибарионов, рождающихся в упругом pp -рассеянии в каналах 1D_2 , 3F_3 , 1G_4 и т.д. [14, 15]. Сильные указания на существование этих дибарионов были также получены на основе результатов нескольких независимых анализов парциально-волновых амплитуд (PWA) для процессов $pp \leftrightarrow pp$, $\pi^+d \leftrightarrow \pi^+d$ и $pp \leftrightarrow \pi^+d$ [109–115]. Однако, несмотря на все эти указания, изо-

векторные дибарионы пока не являются общепризнанными объектами (хотя в последнее время в этом направлении наметился существенный прогресс [116]). Дело в том, что дибарион $\mathcal{D}_{12}(2150)$ лежит вблизи $N\Delta$ -порога и имеет ширину $\Gamma_{\mathcal{D}_{12}} \simeq 120$ МэВ, близкую к ширине Δ -изобары. Другие изовекторные дибарионы, хотя и лежат существенно выше $N\Delta$ -порога, возбуждаются намного слабее и имеют еще бóльшие ширины. В итоге, даже в хорошо исследованной реакции $pp \leftrightarrow \pi^+d$, где большие передачи импульса подавляют вклад стандартных мезон-обменных механизмов, проявление дибарионных резонансов весьма трудно идентифицировать (см. [12, 117]). Однако можно получить дополнительную информацию об этих дибарионах из связи между различными адронными процессами, в которых они могут возбуждаться.

С другой стороны, поскольку процесс $NN \rightarrow d\pi$ сопровождается большими передачами импульса, вклад основного $N\Delta$ -механизма сильно зависит от параметров короткодействующего обрезания в вершинах πNN и $\pi N\Delta$ [107]. Поэтому выбор значений этих параметров имеет принципиальное значение для выяснения истинного вклада стандартных механизмов и возможной роли промежуточных дибарионных резонансов. Насколько известно автору, этой важной проблеме связи между вкладом промежуточных дибарионов и значениями параметров обрезания $\Lambda_{\pi NN}$ и $\Lambda_{\pi N\Delta}$ не было уделено достаточно внимания в литературе. Однако прояснение этого вопроса, как будет показано ниже, играет ключевую роль в настоящем исследовании. Поэтому в следующем разделе, после описания основного формализма реакции $NN \rightarrow d\pi$, этот вопрос будет подробно рассмотрен более подробно.

2.2. Традиционное описание реакции $NN \rightarrow d\pi$: проблемы и решения

2.2.1. Основной формализм

Два основных традиционных механизма реакции $NN \rightarrow d\pi$, т.е. однонуклонный обмен¹ и рождение промежуточной системы $N\Delta$ посредством t -канального мезонного обмена, изображены на Рис. 2.1 (а) и (б), соответственно. (Далее эти два механизма будут обозначаться как ONE и $N\Delta$.) При этом в механизме $N\Delta$ мы будем учитывать только пионный обмен. В литературе часто рассматривался также механизм возбуждения Δ -изобары через ρ -обмен, однако такой механизм дает значительный вклад только при выборе высоких значений параметров обрезания $\Lambda > 1$ ГэВ в вершинах рождения и поглощения мезонов. Здесь же будут использоваться весьма низкие значения параметров обрезания (обоснование этого дается ниже), для которых вклад ρ -обмена становится очень малым.

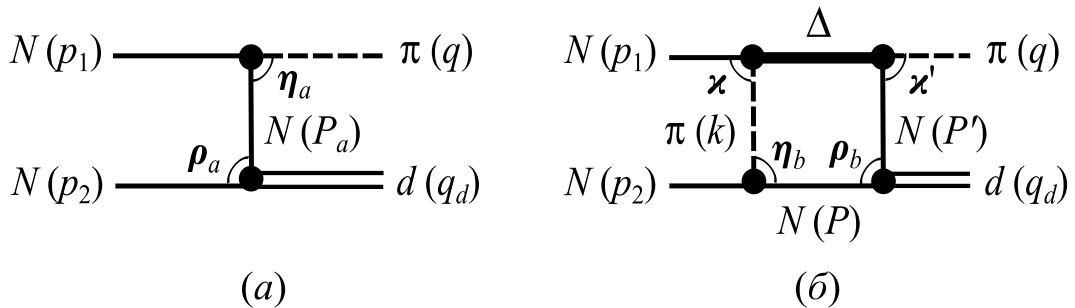


Рис. 2.1. Диаграммы, иллюстрирующие основные стандартные механизмы реакции $NN \rightarrow d\pi$: однонуклонный обмен (а) и t -канальное возбуждение промежуточной системы $N\Delta$ (б). На диаграммах отмечены 4-импульсы частиц (в скобках), а также 3-импульсы в с.ц.и. парных подсистем (жирным шрифтом).

Релятивистские спиральные амплитуды, соответствующие процессам, изоб-

¹ Механизм однонуклонного обмена в реакции $NN \rightarrow d\pi$ в литературе также называют импульсным приближением [107]. Однако здесь мы придерживаемся другого названия, а под импульсным приближением понимаем его стандартный смысл — однократное рассеяние в упругих процессах.

раженным на Рис. 2.1, можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\lambda_1, \lambda_2; \lambda_d}^{(\text{ONE})} &= I_a (2m)^2 \sum_{\lambda'} [\bar{v}(p_2, \lambda_2) G_{dNN}(\lambda_d) u(P', \lambda')] \times \\ &\times \frac{1}{P'^2 - m^2 + i0} [\bar{u}(P', \lambda') F_{\pi NN} \gamma^\mu q_\mu \gamma_5 u(p_1, \lambda_1)], \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\lambda_1, \lambda_2; \lambda_d}^{(N\Delta)} &= I_b (2m)^2 \int \frac{id^4 P}{(2\pi)^4} \sum_{\lambda, \lambda'} \frac{1}{k^2 - m_\pi^2 + i0} [\bar{v}(p_2, \lambda_2) F_{\pi NN} \gamma^\mu k_\mu \gamma_5 v(P, \lambda)] \times \\ &\times \frac{1}{P^2 - m^2 + i0} [\bar{v}(P, \lambda) G_{dNN}(\lambda_d) u(P', \lambda')] \frac{1}{P'^2 - m^2 + i0} \mathcal{M}_{\lambda', \lambda_1}^{(\pi N)}, \end{aligned} \quad (2.2)$$

где $\mathcal{M}^{(\pi N)}$ — амплитуда πN -рассеяния через промежуточную Δ -изобару:

$$\mathcal{M}_{\lambda', \lambda_1}^{(\pi N)} = -4m M_\Delta \bar{u}(P', \lambda') \frac{F'_{\pi N \Delta} q^\alpha \mathcal{P}_{\alpha\beta}^{(3/2)} k^\beta F_{\pi N \Delta}}{W_\Delta^2 - M_\Delta^2 + iW_\Delta \Gamma_\Delta(W_\Delta)} u(p_1, \lambda_1). \quad (2.3)$$

В формулах (2.1) и (2.2) G_{dNN} обозначает релятивистскую дейтронную вершину, $\mathcal{P}_{\alpha\beta}^{(3/2)}$ — проекционный оператор промежуточной Δ -изобары, а I_a и I_b — изоспиновые коэффициенты. Вершинные формфакторы $F_{\pi NN}$ и $F_{\pi N \Delta}$ будут определены ниже.

Поскольку не только полная амплитуда реакции, но и все входящие в нее элементарные амплитуды (заключенные в квадратные скобки в формулах (2.1) и (2.2) являются релятивистски-инвариантными, удобно вычислять каждую элементарную амплитуду в собственной системе центра инерции. Тогда соответствующим выражениям для амплитуд можно придать нерелятивистский вид, с точностью до некоторого энергетического множителя релятивистской природы. Явный вид этого множителя зависит от конкретной формы записи релятивистской вершины и часто не может быть выбран однозначным образом, поэтому мы полагаем его равным единице. Пренебрегая также малым эффектом релятивистских доворотов спинов промежуточных нуклонов, мы можем записать полную амплитуду в терминах нерелятивистских вершин, зависящих от относительного импульса двух частиц. Наконец, применяя стандартное приближение нуклона-спектатора [29]

$$\int \frac{id^4 P}{(2\pi)^4} \frac{2m}{P^2 - m^2 + i0} \Big|_{P_0 = \sqrt{\mathbf{P}^2 + m^2}} \rightarrow \int \frac{d^3 P}{(2\pi)^3} \quad (2.4)$$

и вводя волновую функцию дейтрона

$$\bar{v}(P)G_{dNN}u(P')\frac{\sqrt{2m}}{P'^2 - m^2 + i0} \rightarrow -\chi^\dagger i\sigma_2 \Psi_d^*(\boldsymbol{\rho})\chi, \quad (2.5)$$

получаем следующие выражения для амплитуд:

$$\mathcal{M}_{\lambda_1, \lambda_2; \lambda_d}^{(\text{ONE})} = -I_a (2m)^{3/2} \chi^\dagger(\lambda_2) i\sigma_2 \Psi_d^*(\boldsymbol{\rho}_a, \lambda_d) F_{\pi NN}(\eta_a) (\boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\eta}_a) \chi(\lambda_1), \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\lambda_1, \lambda_2; \lambda_d}^{(N\Delta)} &= -I_b (2m)^{1/2} \chi^\dagger(\lambda_2) i\sigma_2 \int \frac{d^3 P}{(2\pi)^3} \frac{F_{\pi NN}(\eta_b) (\boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\eta}_b)}{w_\pi^2 - m_\pi^2 + i0} \Psi_d^*(\boldsymbol{\rho}_b, \lambda_d) \times \\ &\times \frac{16\pi W_\Delta^2 \sqrt{\Gamma_\Delta(\boldsymbol{\varkappa}) \Gamma_\Delta(\boldsymbol{\varkappa}') / \boldsymbol{\varkappa}^3 \boldsymbol{\varkappa}'^3 (\boldsymbol{\varkappa} \boldsymbol{\varkappa}' + i\frac{\boldsymbol{\sigma}}{2} \boldsymbol{\varkappa} \times \boldsymbol{\varkappa}')}}{W_\Delta^2 - M_\Delta^2 + iW_\Delta \Gamma_\Delta(W_\Delta)} \chi(\lambda_1), \end{aligned} \quad (2.7)$$

где была использована связь ширины Δ -изобары с вершиной $F_{\pi N\Delta}$:

$$\Gamma_\Delta(\boldsymbol{\varkappa}) = \frac{\boldsymbol{\varkappa}^3 m}{6\pi W_\Delta} F_{\pi N\Delta}^2(\boldsymbol{\varkappa}). \quad (2.8)$$

Дейтронную волновую функцию (далее — д.в.ф.) удобно представить в виде:

$$\Psi_d(\boldsymbol{\rho}, \lambda_d) = \boldsymbol{\sigma} \mathbf{E}(\boldsymbol{\rho}, \lambda_d), \quad (2.9)$$

где мы ввели вектор

$$\mathbf{E}(\boldsymbol{\rho}, \lambda_d) = u(\rho) \boldsymbol{\varepsilon}(\lambda_d) + \frac{w(\rho)}{\sqrt{2}} \left(\boldsymbol{\varepsilon}(\lambda_d) - \frac{3\boldsymbol{\rho}(\boldsymbol{\rho} \boldsymbol{\varepsilon}(\lambda_d))}{\rho^2} \right). \quad (2.10)$$

Здесь $\boldsymbol{\varepsilon}(\lambda_d)$ — стандартный вектор поляризации дейтрона, а u и w — S - и D -волновые функции дейтрона, нормированные условием $\int d^3 \rho (u^2 + w^2) / (2\pi)^3 = 1$.

Хотя вершины в формулах (2.6) и (2.7) имеют нерелятивистский вид, мы используем релятивистскую кинематику при вычислении относительных импульсов частиц, что согласуется с принципом минимального релятивизма. На самом деле, как следует из сравнения результатов нерелятивистских [107] и релятивистских [29] расчетов для процессов, изображенных на Рис. 2.1, релятивистские эффекты и отклонение от спектаторного приближения вносят поправку не более 10–15%. Поскольку описание рассматриваемой реакции в рамках только двух основных механизмов изначально носит приближенный характер, учет

в них полного релятивистского описания, требующий гораздо более сложных вычислений, кажется на данном этапе нецелесообразным. Более того, поскольку релятивистские энергетические факторы, которыми мы пренебрегли, в целом увеличивают сечение реакции на 10–15%, а вклады перерассеяний, наоборот, уменьшают его на $\simeq 20\%$ [29], эти два типа поправок должны в большой степени сокращать друг друга.

Далее для определенности будем рассматривать реакцию $pp \rightarrow d\pi^+$. Соответствующие изоспиновые коэффициенты равны $I_a = \sqrt{2}$, $I_b = 4\sqrt{2}/3$. Спиральные амплитуды должны быть антисимметризованы по начальным протонам. При этом они принимают вид² [29]

$$\mathcal{M}_{\lambda_1, \lambda_2; \lambda_d}^{(s)}(\theta) = \mathcal{M}_{\lambda_1, \lambda_2; \lambda_d}(\theta) + (-1)^{\lambda_d} \mathcal{M}_{\lambda_2, \lambda_1; \lambda_d}(\pi - \theta). \quad (2.11)$$

Всего в реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ имеется 6 независимых спиральных амплитуд:

$$\Phi_1 = \mathcal{M}_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 1}^{(s)}, \quad \Phi_4 = \mathcal{M}_{\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}; 1}^{(s)}, \quad (2.12)$$

$$\Phi_2 = \mathcal{M}_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 0}^{(s)}, \quad \Phi_5 = \mathcal{M}_{\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}; 0}^{(s)}, \quad (2.13)$$

$$\Phi_3 = \mathcal{M}_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; -1}^{(s)}, \quad \Phi_6 = \mathcal{M}_{\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}; -1}^{(s)}. \quad (2.14)$$

Полное сечение реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ выражается через спиральные амплитуды следующим образом:

$$\sigma(pp \rightarrow d\pi^+) = \frac{1}{64\pi s p} q \int_{-1}^1 \sum_{i=1}^6 |\Phi_i(x)|^2 dx, \quad (2.15)$$

где p и q — абсолютные величины импульсов протона и дейтрона в с.ц.и., соответственно, и $x = \cos(\theta)$.

Для сравнения с данными парциально-волнового анализа и исследования вклада дибарионных резонансов удобно перейти к парциальным амплитудам, которые выражаются через спиральные амплитуды по стандартным формулам

² Фактор $1/\sqrt{2}$, присутствующий в формуле (A8) работы [29], так же, как и аналогичный фактор для изоспиновой вершины d - n - p включены здесь в нормировку д.в.ф.

Якоба–Вика [118]. Здесь мы приведем явные формулы только для двух доминирующих амплитуд в каналах 1D_2P и 3F_3D :

$$A({}^1D_2P) = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{5}} \left(\Phi_1^{(2)} + \Phi_3^{(2)} \right) + \frac{1}{\sqrt{5}}\Phi_2^{(2)}, \quad (2.16)$$

$$A({}^3F_3D) = -\frac{2}{\sqrt{7}}\Phi_4^{(3)} - \frac{1}{2}\sqrt{\frac{6}{7}}\Phi_5^{(3)}, \quad (2.17)$$

где

$$\Phi_i^{(J)} = \int_{-1}^1 d_{\lambda_1-\lambda_2, -\lambda_d}^{(J)}(x) \Phi_i(x) dx, \quad x = \cos(\theta). \quad (2.18)$$

Соответствующие парциальные сечения имеют вид

$$\sigma({}^{2S+1}L_J L^{\pi d}) = \frac{(2J+1)q}{64\pi s} \frac{1}{p} |A({}^{2S+1}L_J L^{\pi d})|^2. \quad (2.19)$$

2.2.2. Параметризация вершинных формфакторов: проблема короткодействующего обрезания

Основная проблема в расчете амплитуд мезон-обменных процессов типа процесса $N\Delta$, изображенного на Рис. 2.1 (б), касается параметризации вершин $F_{\pi NN}$ и $F_{\pi N\Delta}$. В настоящее время не существует точного ответа на вопрос, чему равны константы короткодействующего обрезания в этих вершинах, хотя многие авторы сходятся в том, что эти константы должны быть довольно мягкими, т.е. $\Lambda \simeq 0.4\text{--}0.9$ (см. работу [119] и ссылки в ней). Мы выбрали здесь наиболее простую параметризацию для этих вершин, которая следует из основ нерелятивистской квантовой механики и принципа минимального релятивизма. Преимущества такой параметризации будут описаны ниже.

В с.ц.и. системы πN вершинные функции $F_{\pi NN}$ и $F_{\pi N\Delta}$ должны зависеть от относительного импульса пиона и нуклона. В свою очередь, модуль относительного импульса частиц b и c , рождающихся при распаде частицы a , — релятивистски-инвариантная величина, зависящая от инвариантных масс всех трех частиц:

$$p_{bc}^2 = \frac{(w_a^2 - w_b^2 - w_c^2)^2 - 4w_b^2 w_c^2}{4w_a^2}. \quad (2.20)$$

Тогда, записывая вершинный формфактор как функцию p_{bc} , мы можем учесть сход каждой из трех частиц с массовой поверхности единым образом. Следует отметить, что в литературе часто используется другая феноменологическая параметризация вершин типа $a \rightarrow bc$, а именно, полная вершинная функция представляется в виде произведения трех независимых функций, каждая из которых зависит только от одной инвариантной массы (см., например, [120]). Такая форма записи вершин содержит как минимум три независимых параметра, часть из которых не может быть найдена из экспериментальных данных. Поэтому такая параметризация не позволяет установить прямую связь между различными процессами с участием одних и тех же частиц на массовой поверхности и вне ее. С другой стороны, параметризация вида $F(p_{bc}, \Lambda)$ с единым параметром обрезания Λ , используемая здесь, допускает однозначное продолжение за пределы массовой поверхности. При этом параметр Λ , как правило, может быть найден непосредственно из экспериментальных данных.

Для конкретного представления вершинных функций $F_{\pi NN}$ и $F_{\pi N\Delta}$ мы выбрали обычную монополярную параметризацию

$$F_{\pi NN} = \frac{f}{m_\pi} \frac{p_0^2 + \tilde{\Lambda}^2}{p^2 + \tilde{\Lambda}^2}, \quad (2.21)$$

$$F_{\pi N\Delta} = \frac{f_*}{m_\pi} \frac{p_0^2 + \tilde{\Lambda}_*^2}{p^2 + \tilde{\Lambda}_*^2}, \quad (2.22)$$

где p^2 — квадрат модуля относительного импульса в πN -системе, а p_0^2 соответствует ситуации, когда все три частицы лежат на массовой поверхности. Тогда для ширины распада $\Delta \rightarrow \pi N$ получается стандартное выражение:

$$\Gamma_\Delta(p) = \Gamma_\Delta \left(\frac{M_\Delta}{W_\Delta} \right) \left(\frac{p}{p_0} \right)^3 \left(\frac{p_0^2 + \tilde{\Lambda}_*^2}{p^2 + \tilde{\Lambda}_*^2} \right)^2. \quad (2.23)$$

Константы связи в формулах (2.21)–(2.22) были взяты равными $f = 0.97$ и $f_* = 2.17$. При этом получается $f^2/4\pi = 0.075$, а приведенное значение f_* соответствует ширине Δ -изобары $\Gamma_\Delta = 117$ МэВ, приведенной в таблицах Particle Data Group (PDG) [121].

В случае, когда *только пион* находится вне массовой поверхности, формулы (2.21)–(2.22) сводятся к стандартным монополярным формфакторам, зависящим только от инвариантной массы пиона w_π (с точностью до членов, пропорциональных w_π^4):

$$F_{\pi NN}(w_\pi; w_N = m, w_N = m) \simeq \frac{f}{m_\pi} \frac{m_\pi^2 - \Lambda^2}{w_\pi^2 - \Lambda^2}, \quad (2.24)$$

$$F_{\pi N\Delta}(w_\pi; w_N = m, w_\Delta = M_\Delta) \simeq \frac{f_*}{m_\pi} \frac{m_\pi^2 - \Lambda_*^2}{w_\pi^2 - \Lambda_*^2}, \quad (2.25)$$

причем параметры обрезания связаны соотношениями

$$\Lambda^2 \simeq \tilde{\Lambda}^2, \quad \Lambda_*^2 \simeq \left(\tilde{\Lambda}_*^2 + \left(\frac{M_\Delta^2 - m^2}{2M_\Delta} \right)^2 \right) / \left(\frac{M_\Delta^2 + m^2}{2M_\Delta^2} \right). \quad (2.26)$$

Параметр $\tilde{\Lambda}_*$ может быть найден непосредственно из данных по πN -рассеянию в парциальной волне P_{33} . На Рис. 2.2 показаны известные результаты PWA SAID [92] для парциального сечения упругого πN -рассеяния в волне P_{33} , а также расчеты в изобарной модели с вершинным формфактором (2.22) при двух значениях параметра $\tilde{\Lambda}_*$. Мы нашли, что наилучшее согласие теоретического расчета с данными PWA (а следовательно, и с экспериментом) в широком интервале энергий получается при выборе параметра $\tilde{\Lambda}_* = 0.3$ ГэВ. Тогда из формулы (2.26) мы получаем $\Lambda_* = 0.44$ ГэВ.

Во многих теоретических работах указывалось, что значение параметра обрезания в вершине $F_{\pi N\Delta}$ должно быть существенно меньше, чем соответствующее значение в вершине $F_{\pi NN}$ (см., например, [122, 123]). Мы выбрали значение $\Lambda \simeq \tilde{\Lambda} = 0.7$ ГэВ, которое использовалось и во многих предыдущих расчетах реакций типа $NN \rightarrow d\pi$ [29, 124]. Важно подчеркнуть, что это значение согласуется с предсказаниями расчетов КХД на решетке [125, 126] (см. также [127]). Так, монополярная параметризация данных, полученных в работах [125] (экстраполяция в область физической массы пиона) и [126] (экстраполяция к киральному пределу), дает $\Lambda = 0.75$ и $\Lambda = 0.61$ ГэВ, соответственно. Кроме того, близкое значение $\Lambda = 0.65$ – 0.7 ГэВ было получено из подгонки фазовых сдвигов

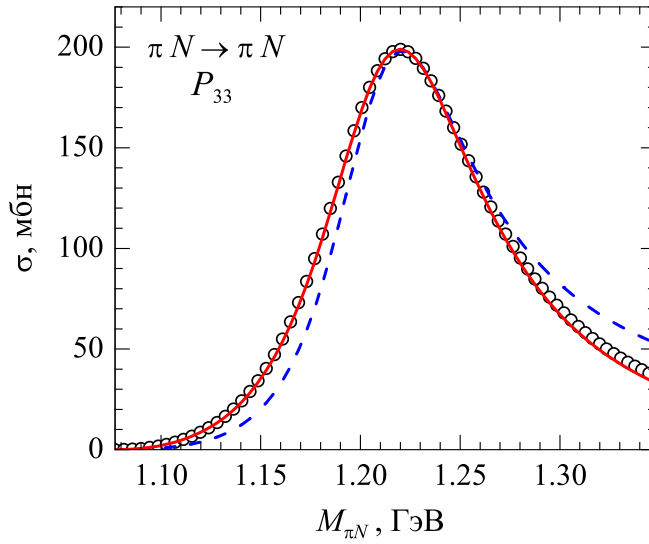


Рис. 2.2. Сечение упругого πN -рассеяния в парциальной волне P_{33} . Точками показаны данные PWA SAID (решение WI08) [92], сплошная и штриховая кривые соответствуют расчетам в изобарной модели с формфактором (2.22) и параметрами обрезания $\tilde{\Lambda}_* = 0.3$ и 0.5 ГэВ, соответственно.

NN -рассеяния и свойств дейтрона в дибарионной модели NN -сил [42]. Отметим также, что предсказания релятивистской кварковой модели дают еще более мягкое обрезание для вершины $F_{\pi NN}$ [127]. К сожалению, для формфактора в вершине $F_{\pi N\Delta}$ расчеты КХД на решетке для физической массы пиона (или соответствующая экстраполяция) на сегодняшний день отсутствуют, а имеющиеся результаты при $m_\pi \simeq 300$ МэВ [128] дают слишком высокие константы обрезания Λ и Λ_* . Поэтому пока приходится использовать феноменологические параметризации вершины $F_{\pi N\Delta}$, находя параметры из экспериментальных данных.

В итоге, для отношения параметров обрезания в вершинах $F_{\pi NN}$ и $F_{\pi N\Delta}$ мы получили значение $\Lambda_*/\Lambda \simeq 0.6$. Отметим, что аналогичное значение было найдено из релятивистских расчетов процессов рождения Δ -изобары в работе [129]. Таким образом, выбранная нами параметризация вершин $F_{\pi NN}$ и $F_{\pi N\Delta}$ обеспечивает согласованное описание процессов с участием реальных и виртуальных пионов, т.е. $\pi N \rightarrow \pi N$, $\pi d \rightarrow NN$ и др., с реалистичными (мягкими) параметрами короткодействующего обрезания в вершинах. При этом не требуется вводить дополнительных параметров для учета схода частиц с массовой поверхности.

Хотя, как уже было сказано выше, такой выбор не является единственным, он кажется наиболее простым и естественным.

С другой стороны, используемые здесь параметры обрезания значительно меньше тех параметров, которые традиционно используются в моделях NN -потенциалов. Так, например, в модели Боннского NN -потенциала [45] значения параметров, с которыми возможно хорошее описание фазовых сдвигов NN -рассеяния, составляют $\Lambda \simeq \Lambda_* \simeq 1.3$ ГэВ. Вполне очевидно, что такие высокие параметры обрезания приводят к усилению вкладов мезонного обмена на малых расстояниях. Во многих случаях такое искусственное усиление мезон-обменных процессов может как-то имитировать вклад короткодействующих механизмов, определяемых кварк-мезонной структурой нуклонов, и приводить к правильным наблюдаемым эффектам. Например, как было показано в работе [130], точное описание основных свойств дейтрона может быть получено в мезон-обменной модели с учетом только однопионного обмена, но при $\Lambda = \infty$. Вероятно, в этом проявляется фундаментальный принцип непрерывности описания процессов в терминах адронных и кварковых степеней свободы. С другой стороны, принимая тот факт, что для вершины $F_{\pi N\Delta}$ из данных по πN -рассеянию следует $\Lambda_* \simeq 0.4$ ГэВ, тогда как качественное описание реакций типа $NN \rightarrow d\pi$ и $NN \rightarrow NN\pi$ получается при $\Lambda_* \simeq 0.6$ ГэВ (см. ниже, а также работу [124]), а описание свойств дейтрона и упругого NN -рассеяния требует $\Lambda_* \gtrsim 1.3$ ГэВ [45], мы приходим к выводу, что феноменологический подход, основанный на подгонке констант короткодействующего обрезания в мезон-барионных вершинах под конкретный процесс, не является вполне последовательным и, вероятно, содержит внутренние противоречия (см. дискуссию по этому вопросу в [131]). Вместо этого, мы могли бы использовать при описании адронных процессов *универсальные* (мягкие) константы обрезания в мезон-барионных вершинах. Тогда расхождения с экспериментальными данными, которые неизбежно возникнут при таком выборе, могут рассматриваться как указания на проявление короткодействующих механизмов кварковой природы, не учитываемых в традицион-

ном. При этом, чем сильнее наблюдаемые расхождения и, соответственно, чем бóльшие значения параметров обрезания требуются для описания экспериментальных данных, тем сильнее влияние “скрытых” кварковых (или дибарионных) степеней свободы в данном процессе. Мы вернемся к этому вопросу в следующем разделе, когда будем рассматривать вклады дибарионных механизмов.

Как было показано выше, параметризация вершин в форме (2.21)–(2.22) позволяет учесть эффекты схода любой из трех частиц с массовой поверхности. Наиболее заметный эффект от присутствия немассовых нуклонов получается в процессе однонуклонного обмена, где нуклон после излучения пиона является сильно виртуальным. Вводя в вершину $F_{\pi NN'}$ формфактор (2.21) при $(w_{N'}; w_{\pi} = m_{\pi}, w_N = m)$ (N' — нуклон, вылетающий после излучения пиона), получаем, что при учете схода нуклона с массовой поверхности вклад механизма ONE уменьшается на $\simeq 30\%$. Важно отметить, что такой же эффект был получен в работе [29], где вершина $F_{\pi NN}$ для виртуального нуклона была выведена из дисперсионных соотношений. Это совпадение дает дополнительный аргумент в пользу выбранной здесь параметризации вершин. Мы также получаем редукцию вклада механизма $N\Delta$ (в приближении нуклона-спектатора) из-за схода нуклона N' с массовой поверхности, однако этот эффект менее значителен, чем для механизма ONE, и составляет около 10% (здесь нуклон находится вблизи массовой поверхности, однако вершина $F_{\pi N\Delta}$ сильнее зависит от инвариантной массы нуклона, чем вершина $F_{\pi NN}$).

2.2.3. Результаты расчетов и обсуждение

Мы выполнили расчеты сечений для реакции однопионного рождения $pp \rightarrow d\pi^+$ в рамках изложенного выше формализма в интервале энергий $\sqrt{s} = 2.03\text{--}2.27$ ГэВ ($T_p \simeq 320\text{--}860$ МэВ). Полученные результаты для парциального сечения в волне 1D_2P показаны на Рис. 2.3 (сплошная кривая). В качестве “экспериментальных” данных для сравнения с теоретическими расчетами мы взяли данные

PWA SAID для обратной реакции $\pi^+d \rightarrow pp$ (решение C500 [132]). Сечения двух реакций связаны соотношением

$$\sigma(pp \rightarrow d\pi^+) = \frac{3q^2}{2p^2}\sigma(\pi^+d \rightarrow pp), \quad (2.27)$$

где p и q — модули импульсов в с.ц.и. pp - и π^+d -систем, соответственно. Преимуществом решения C500 является то, что оно было получено при совместном анализе трех взаимосвязанных процессов $\pi^+d \rightarrow pp$, $pp \rightarrow pp$ и $\pi^+d \rightarrow \pi^+d$. При этом результаты для реакции $\pi^+d \rightarrow pp$ в доминирующих парциальных волнах 1D_2 , 3F_3 и др. находятся в хорошем согласии с данными предшествующих PWA для реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ [133, 134].

Из-за довольно высокого переданного импульса в рассматриваемом процессе можно ожидать, что теоретические предсказания будут чувствительны к выбору д.в.ф. Для прояснения этого вопроса мы рассмотрели несколько моделей д.в.ф., и, в частности, дейтронную функцию, полученную в рамках дибарионной модели NN -сил [43]. Детальное исследование показало, что, хотя механизм ONE оказывается весьма чувствительным к выбору д.в.ф., изменение суммарного вклада механизмов $ONE + N\Delta$ как в полное сечение, так и в парциальное сечение в волне 1D_2P , при использовании разных моделей д.в.ф. не превышает 10%.

В итоге, было найдено, что вклад стандартных механизмов $ONE + N\Delta$ при выборе параметризации вершин в виде (2.21)–(2.22) с параметрами $\tilde{\Lambda} = 0.7$ ГэВ и $\tilde{\Lambda}_* = 0.3$ ГэВ составляет около половины экспериментального сечения в волне 1D_2P и также около половины полного сечения вблизи пика (при $\sqrt{s} \simeq 2.15$ ГэВ), причем теоретический резонансный пик оказывается смещенным на 10–20 МэВ вправо относительно его экспериментального положения. Важно отметить, что вполне аналогичные результаты были получены ранее в работах других авторов [23, 135].

С другой стороны, из-за сильной чувствительности результатов к параметрам короткодействующего обрезания в вершинах $F_{\pi NN}$ и, в особенности, $F_{\pi N\Delta}$,

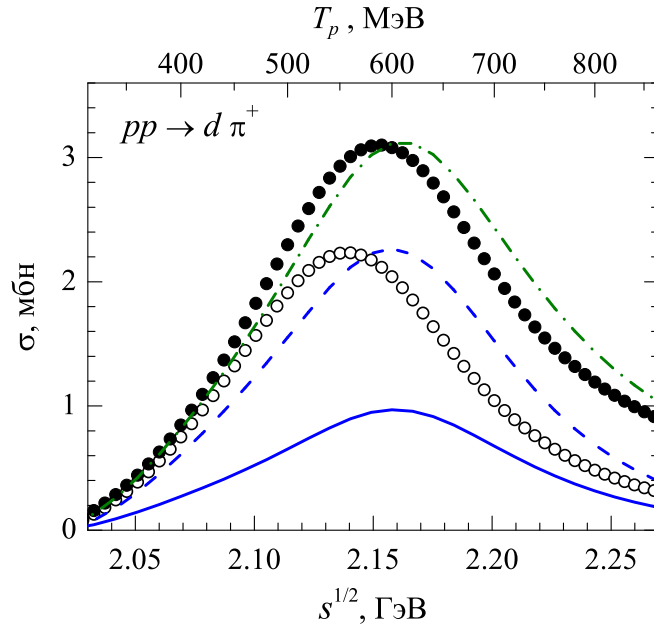


Рис. 2.3. Парциальное сечение реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ в волне 1D_2P в модели $(ONE + N\Delta)$ с параметризацией вершин в виде (2.21)–(2.22) с параметрами $\tilde{\Lambda} = 0.7$ и $\tilde{\Lambda}_* = 0.3$ ГэВ, которые соответствуют монопольным параметрам $\Lambda = 0.7$ и $\Lambda_* = 0.44$ ГэВ — см. формулу (2.26) (сплошная кривая). Также показаны результаты расчетов с параметризацией (2.28)–(2.29) при $\Lambda = 0.7$ и $\Lambda_* = 0.6$ ГэВ для парциального и полного сечений (штриховая и штрих-пунктирная кривые, соответственно). Точками показаны данные PWA SAID (решение C500 [92, 132]) для парциального (пустые точки) и полного (сплошные точки) сечений.

увеличение этих параметров может привести к значительному росту теоретического сечения. Чтобы продемонстрировать важность этого замечания, мы рассмотрели два варианта изменения параметров. В первом варианте значение параметра $\tilde{\Lambda}_*$ было увеличено от 0.3 до 0.55 ГэВ. При этом удается приблизительно воспроизвести абсолютную величину как парциального, так и полного сечения в интервале энергий $\sqrt{s} = 2.03\text{--}2.27$ ГэВ. Однако, как было показано выше, значение $\tilde{\Lambda}_* = 0.55$ ГэВ уже не описывает данные по упругому πN -рассеянию вне резонансного пика (см. Рис. 2.2). Второй вариант, часто используемый в литературе, состоит в изменении самой параметризации вершин так, чтобы сход каждой из трех частиц с массовой поверхности регулировался своим независимым параметром. Так, для вершин $F_{\pi NN}$ и $F_{\pi N\Delta}$ с виртуальным пионом используются

следующие формфакторы:

$$F_{\pi NN}^{(2)}(w_\pi) = \frac{f}{m_\pi} \frac{m_\pi^2 - \Lambda^2}{w_\pi^2 - \Lambda^2}, \quad (2.28)$$

$$F_{\pi N\Delta}^{(2)}(W_\Delta; w_\pi) = \frac{f_*}{m_\pi} \frac{\varkappa_0^2 + \tilde{\Lambda}_*^2}{\varkappa_{\text{он}}^2 + \tilde{\Lambda}_*^2} \frac{m_\pi^2 - \Lambda_*^2}{w_\pi^2 - \Lambda_*^2}, \quad (2.29)$$

где $\varkappa_{\text{он}}$ — относительный импульс в πN -системе на массовой поверхности, т.е. при $w_N = m$ и $w_\pi = m_\pi$, зависящий только от W_Δ . В такой параметризации параметр $\tilde{\Lambda}_*$ по-прежнему может быть выбран из связи с πN -рассеянием и составляет 0.3 ГэВ, однако сход пиона с массовой поверхности регулируется дополнительным параметром Λ_* , который, вообще говоря, не может быть определен однозначно и поэтому фитируется под исследуемый процесс, в данном случае, $NN \rightarrow d\pi$. На Рис. 2.3 штриховой и штрих-пунктирной кривыми показаны результаты расчетов в модели $(ONE + N\Delta)$ с параметризацией (2.29) для парциального и полного сечений. Оказывается, что при $\Lambda_* = 0.6$ ГэВ теоретический расчет уже примерно согласуется по величине с данными SAID.

Зависимость теоретического значения полного сечения в пике (при $\sqrt{s} = 2.16$ ГэВ) от параметров обрезания в вершинах (в параметризации (2.28)–(2.29)) показана на Рис. 2.4. В частности, показана зависимость пикового сечения от параметра Λ в вершине $F_{\pi NN}$ при фиксированном значении параметра $\Lambda_* = 0.4$ ГэВ в вершине $F_{\pi N\Delta}$ и зависимость от параметра Λ_* при фиксированном значении $\Lambda = 0.7$ ГэВ. Для сравнения приведено “экспериментальное” значение в пике, полученное из PWA SAID. Из Рис. 2.4 видно, насколько сильно теоретическое сечение зависит от параметров обрезания в вершинах, в особенности, от параметра в вершине $F_{\pi N\Delta}$. Так, при вариации параметра Λ_* на 50%, т.е. с 0.4 до 0.6 ГэВ, сечение возрастает в два раза.

Однако, как видно из Рис. 2.3, даже при увеличении параметров обрезания резонансный пик остается несколько смещенным вправо относительно его экспериментального положения. Особенно это заметно для парциального сечения в волне 1D_2P , для которого указанное смещение составляет около 20 МэВ. Этот

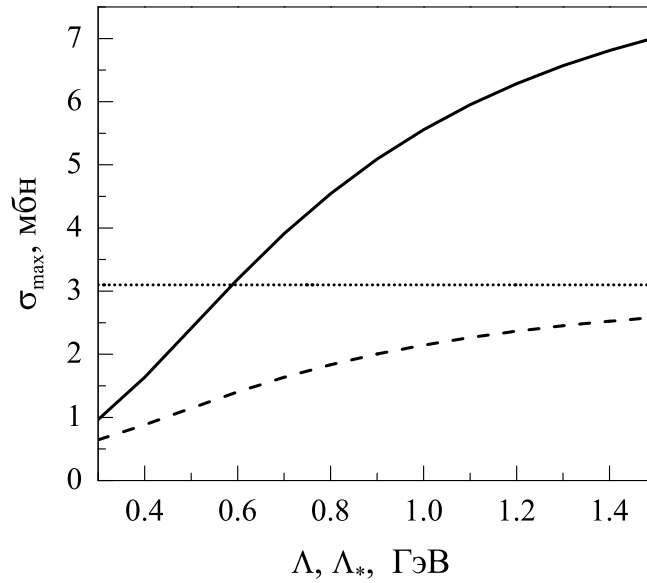


Рис. 2.4. Зависимость теоретического полного сечения реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ в пике (при $\sqrt{s} = 2.16$ ГэВ) от параметров обрезания в вершинах $F_{\pi NN}$ (Λ) и $F_{\pi N\Delta}$ (Λ_*) — штриховая и сплошная кривые, соответственно. Также показано сечение в пике по данным SAID (при $\sqrt{s} = 2.15$ ГэВ) (точечная кривая).

результат уже содержит косвенное указание на вклад некоторого дополнительного механизма в данном процессе. И механизм возбуждения промежуточного дибариона в волне 1D_2P кажется здесь весьма вероятным кандидатом, поскольку, согласно многочисленным предсказаниям [6, 112, 116], масса этого дибариона лежит на 20–30 МэВ ниже $N\Delta$ -порога. Кроме того, хотя было показано [28, 29], что расхождение в полных сечениях в принципе может быть устранено при учете перерассеяний, однако в более чувствительных спин-зависящих наблюдаемых все равно остаются серьезные расхождения с экспериментом. Особенно сильные расхождения наблюдаются в тензорных анализирующих способностях [29].

Таким образом, в данном разделе мы продемонстрировали ряд трудностей, с которыми сталкивается традиционное описание адронных процессов, и, в частности, пионного рождения, в рамках мезон-обменных моделей. Основная трудность заключается в сильной чувствительности наблюдаемых к параметрам короткодействующего обрезания в вершинах поглощения и испускания мезонов. Очевидно, что, до тех пор пока указанные параметры не смогут быть аккуратно

определены из фундаментальной теории, невозможно будет точно зафиксировать степень расхождений между расчетами в рамках традиционных мезон-обменных моделей и экспериментальными данными. Тем не менее, мы показали, что абсолютную величину сечения реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ не удастся воспроизвести в рамках традиционного подхода при условии выбора тех параметров обрезания в вершинах $F_{\pi NN}$ и $F_{\pi N\Delta}$, которые следуют из данных по упругому πN -рассеянию, а также из микроскопических кварковых моделей. В итоге, вместо искусственного увеличения параметров обрезания, можно попытаться найти недостающие вклады путем включения резонансных механизмов, основанных на предположении о рождении промежуточных дибарионов в NN -соударениях.

2.3. Включение промежуточных изовекторных дибарионных резонансов

Рассмотрим теперь, как меняется парциальное сечение реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ в доминирующей волне 1D_2P при добавлении к фоновой амплитуде, определяемой механизмами $ONE + N\Delta$, амплитуды рождения промежуточного дибарионного резонанса D_{12} . Диаграмма, иллюстрирующая этот резонансный процесс, изображена на Рис. 2.5. Соответствующая парциальная амплитуда имеет вид:

$$A^{(D)}({}^1D_2P) = -\frac{8\pi s}{\sqrt{pq}} \frac{\sqrt{2\Gamma_{D_{12} \rightarrow pp}(s) \Gamma_{D_{12} \rightarrow \pi d}(s)}}{s - M_{D_{12}}^2 + i\sqrt{s}\Gamma_{D_{12}}(s)}. \quad (2.30)$$

Для расчета вклада дибарионного механизма необходимо определить параметры, входящие в выражение 2.30. В литературе имеется ряд оценок для параметров дибарионных резонансов, однако в этих оценках наблюдается существенный разброс. В связи с этим, подавляющее большинство феноменологических исследований вклада дибарионов в адронные процессы, выполненных в 1980-е гг. (см., например, [23, 24, 136]), сводилось к подгонке параметров дибарионных резонансов под наблюдаемые исследуемого процесса. Учитывая также то, что для описания конкретного процесса обычно вводилось большое число дибарионов, и

все их параметры фитировались под экспериментальные данные для этого процесса, сделать обоснованные выводы о реальном вкладе этих резонансов было весьма сложно. Так, вклад промежуточных дибарионов в процесс $pp \rightarrow d\pi^+$ рассматривался только в одной работе [23], где параметры шести гипотетических резонансов находились из подгонки наблюдаемых данного процесса. Поскольку основной целью настоящего исследования является по возможности объективная оценка вклада дибарионных резонансов в процессы пионного рождения, здесь рассматриваются вклады только наиболее надежно установленных дибарионов, причем значения их параметров выбираются из независимых источников, т.е. из имеющейся литературы или из ясных физических соображений. Кроме того, важным элементом исследования является проверка чувствительности полученных результатов к выбранным значениям параметров.

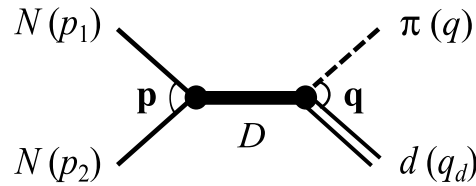


Рис. 2.5. Диаграмма процесса возбуждения промежуточного дибарионного резонанса в реакции $NN \rightarrow d\pi$.

Во-первых, мы зафиксировали (с точностью ± 10 МэВ) массу и полную ширину дибариона \mathcal{D}_{12} , взяв их значения равными $M_{\mathcal{D}_{12}} = 2.15$ ГэВ и $\Gamma_{\mathcal{D}_{12}} = 110$ МэВ, на основе данных РВА [111, 112], а также используя результаты недавних расчетов по уравнениям Фаддеева [116]. Параметризацию энергетической зависимости полной ширины резонанса \mathcal{D}_{12} мы выбрали в виде $\Gamma_{\mathcal{D}_{12}}(E) = \Gamma_{\mathcal{D}_{12} \rightarrow \pi d}(E)/R_{\pi d}$, где $R_{\pi d} = \Gamma_{\mathcal{D}_{12} \rightarrow \pi d}/\Gamma_{\mathcal{D}_{12}}$ — отношение парциальной и полной ширин в точке резонанса. Другими словами, мы предположили, что полная ширина дибариона \mathcal{D}_{12} пропорциональна парциальной ширине его распада по каналу πd . Такой выбор обусловлен тем, что парциальная ширина $\Gamma_{\mathcal{D}_{12} \rightarrow \pi NN}$ имеет ту же пороговую зависимость и тот же механизм в своей основе, что и $\Gamma_{\mathcal{D}_{12} \rightarrow \pi d}$, а ширина распада в NN -канал $\Gamma_{\mathcal{D}_{12} \rightarrow NN}$, согласно ряду оценок [11, 112], состав-

ляет всего около 10% от полной ширины этого дибариона. Хотя распад в канал πNN имеет фазовый объем, отличный от распада в канал πd , однако, ввиду относительно слабого влияния энергетической зависимости полной ширины на конечный результат, на данном этапе мы можем этим отличием пренебречь.

Далее, для парциальной ширины $\mathcal{D}_{12} \rightarrow \pi d$ была выбрана та же параметризация, что и для ширины $\Delta \rightarrow \pi N$ (см. формулу (2.23)), с тем же параметром обрезания $\Lambda_{\pi d} = \tilde{\Lambda}_* = 0.3$ ГэВ. Учитывая тот факт, что основной адронной компонентой дибариона \mathcal{D}_{12} является $N + \Delta$ [116], можно думать, что на кварковом уровне распад дибариона происходит по тому же механизму, что и распад Δ -изобары, поэтому такой выбор выглядит вполне естественным. Для вершины $\mathcal{D}_{12} \rightarrow NN$ мы использовали тот же гауссов формфактор, который был найден в работе [42] на основе кварковой модели оболочек. В работе [42] была сделана подгонка фазовых сдвигов NN -рассеяния вплоть до $T_N = 600$ МэВ в рамках дибарионной модели (пионный обмен на больших NN -расстояниях + рождение промежуточного дибариона \mathcal{D} на малых расстояниях) и найдены формфакторы в вершинах $\mathcal{D} \rightarrow NN$ в различных парциальных волнах в форме проекций шестикварковых волновых функций на NN -канал. (В кварковой модели оболочек такие проекции имеют вид волновых функций гармонического осциллятора.) Так, из подгонки фазового сдвига NN -рассеяния в канале 1D_2 было получено значение параметра осцилляторного формфактора $\alpha({}^1D_2) = 0.25$ ГэВ, которое соответствует относительному межнуклонному расстоянию $r_{NN} \approx 0.8$ Фм и которое было принято в настоящей работе в качестве ориентира.³ Таким образом, для входной ширины $\mathcal{D}_{12} \rightarrow NN$ мы использовали следующую параметризацию:

$$\Gamma_{\mathcal{D}_{12} \rightarrow NN}(p) = \Gamma_{\mathcal{D}_{12} \rightarrow NN} \left(\frac{p}{p_0} \right)^5 e^{-\frac{p^2 - p_0^2}{\alpha^2}}, \quad (2.31)$$

где $\alpha = 0.25$ ГэВ, а p_0 — значение относительного NN -импульса p в точке

³ Нужно учитывать, что это значение может немного измениться, если в качестве фона к дибарионному механизму взять не только пионный обмен с промежуточным нуклоном, но и пионный обмен с возбуждением Δ -изобары.

резонанса \mathcal{D}_{12} . Как уже указывалось выше, ширина $\Gamma_{D_{12} \rightarrow NN}$ составляет всего $\simeq 10\%$ от полной ширины $\Gamma_{D_{12}}$, поэтому разумно взять ее равной 10 МэВ. Далее, для ширины $\Gamma_{D_{12} \rightarrow \pi d}$ в литературе существует несколько оценок, однако наиболее правдоподобной из них кажется оценка $\Gamma_{D_{12} \rightarrow \pi d} \lesssim 0.1 \Gamma_{D_{12}}$, полученная в нескольких независимых работах [25, 26]. Поскольку кажется маловероятным, чтобы ширина распада в канал πd была меньше ширины распада в канал NN , для начальной оценки мы положили $\Gamma_{D_{12} \rightarrow \pi d} \simeq \Gamma_{D_{12} \rightarrow NN} = 10$ МэВ.

Теперь осталось определить относительную фазу φ_{12} между амплитудой рождения резонанса \mathcal{D}_{12} и фоновой амплитудой ($ONE + N\Delta$). Поскольку мы нашли, что фоновые процессы дают сильную недооценку сечения (см. Рис. 2.3), естественно для начала рассмотреть случай $\varphi_{12} = 0$, отвечающий конструктивной интерференции между резонансным и фоновым вкладами. В самом деле, оказывается, что при выборе вышеуказанных параметров дибарионного механизма фаза $\varphi_{12} \simeq 0$ соответствует наилучшему описанию данных (из точной подгонки этой фазы под данные PWA (SAID) получается значение $\varphi_{12} = 0.04$). Таким образом, если дибарионный механизм действительно вносит заметный вклад в реакцию $NN \rightarrow d\pi$ и его параметры близки к тем, которые были использовали в настоящей работе, его амплитуда должна интерферировать с фоновой амплитудой конструктивно.

Результат расчета сечения реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ в парциальной волне 1D_2P с учетом возбуждения дибариона с зафиксированными выше значениями параметров и относительной фазой $\varphi_{12} = 0$ представлен на Рис. 2.6 (жирная сплошная кривая). Из рисунка видно, что теоретическая кривая хорошо согласуется с данными PWA при всех энергиях от порога до $\sqrt{s} \simeq 2.3$ ГэВ. Важно еще раз подчеркнуть, что этот результат был получен *без подгонки свободных параметров* для обеих интерферирующих амплитуд — резонансной и фоновой.

Вместе с тем, оказывается, что уже небольшого согласованного изменения параметров дибариона достаточно, чтобы описать парциальное сечение в волне 1D_2P точно (т.е. в полном согласии с данными PWA) при той же отно-

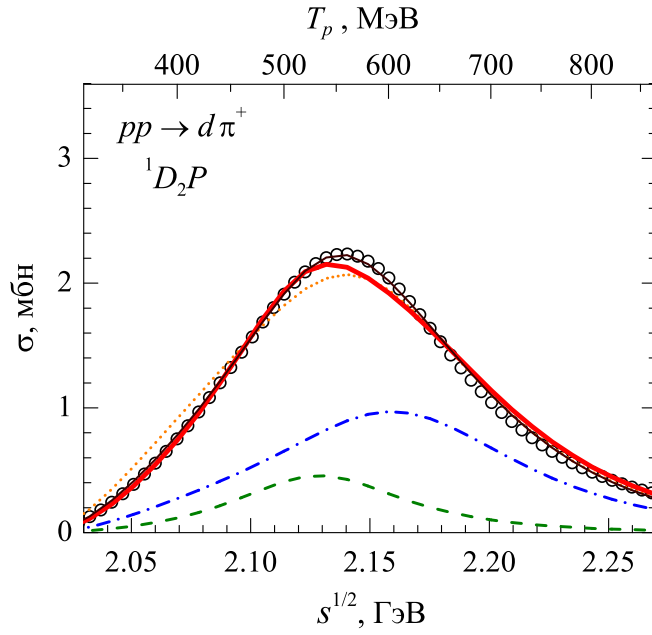


Рис. 2.6. Парциальное сечение реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ в волне 1D_2P с учетом рождения дибариона (жирная сплошная кривая) в сравнении с данными PWA SAID [92, 132] (пустые точки). Также показан вклад дибарионного механизма (штриховая кривая) и суммарный вклад фоновых процессов ONE + $N\Delta$ (штрих-пунктирная кривая). Точечная кривая отвечает расчету со значением $\Lambda_{\pi d} = 0.15$ ГэВ. Тонкая сплошная кривая соответствует результату расчета с немного измененными параметрами дибарионного механизма (см. текст).

сительной фазе между резонансной и фоновой амплитудами $\varphi_{12} = 0$. Для этого нужно взять следующий набор параметров: $M'_{D_{12}} = 2155$ МэВ, $\Gamma'_{D_{12}} = 103$ МэВ, $\Gamma'_{D_{12} \rightarrow NN} = 10$ МэВ, $\Gamma'_{D_{12} \rightarrow \pi d} = 8.4$ МэВ, $\alpha' = 0.23$ ГэВ, $\Lambda'_{\pi d} = 0.25$ ГэВ. При этом, чтобы точно описать парциальное сечение вблизи резонансного пика, достаточно только увеличить массу дибариона на 5 МэВ, а изменение остальных параметров улучшает описание данных при более высоких энергиях. Результат расчета с такими модифицированными параметрами показан на Рис. 2.6 тонкой сплошной кривой. Кроме того, мы нашли, что чувствительность полученных результатов к значениям массы и ширины дибариона является более высокой, чем к параметрам обрезания в парциальных ширинах. Вместе с тем, отклонение этих параметров от принятых здесь значений приводит к ухудшению (хотя и небольшому) описания данных PWA. Для иллюстрации на Рис. 2.6 также приве-

ден результат расчета с уменьшенным значением $\Lambda_{\pi d} = 0.15$ ГэВ (такое значение получается из условия постоянства парциальной ширины вблизи резонанса). Поэтому для хорошего описания данных требуется достаточно точная “настройка” параметров модели. Учитывая этот факт, может показаться удивительным, что, выбирая параметры из независимых источников и не делая подгонки, мы получили очень хорошее согласие с эмпирическими данными. С другой стороны, если выбранные значения параметров близки к истинным, то такой результат становится вполне закономерным.

На Рис. 2.7 показан результат расчета полного сечения реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ с учетом дибарионного вклада и без него. Здесь, чтобы оценить влияние других парциальных волн, кроме доминирующей волны 1D_2P , были использованы те параметры дибарионного механизма, с которыми сечение в волне 1D_2P воспроизводится точно (см. выше). Из Рис. 2.7 видно, что фоновые процессы дают примерно половину полного сечения, так же, как и для одной парциальной волны 1D_2P . При включении механизма рождения дибариона \mathcal{D}_{12} результат расчета уже хорошо согласуется с экспериментальными данными в области низких энергий. Однако при энергиях вблизи резонансного пика и выше все еще остаются вполне заметные расхождения с данными.

Известно, что в этой области энергий могут возбуждаться еще несколько дибарионных резонансов, которые вместе с дибарионом \mathcal{D}_{12} составляют вращательную серию [19, 20]. Из них заметный вклад в сечение реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ может дать дибарион с $I(J^P) = 1(3^-)$, имеющий массу $M \simeq 2240$ МэВ и рождающийся в канале 3F_3D (обозначим этот дибарион как $\mathcal{D}_{13}^-(2240)$). Этот резонанс отрицательной четности был исследован в целом ряде работ, и он очень хорошо вписывается в классификацию изовекторных дибарионов в форме вращательной полосы для кластеризованной шестикварковой системы $[q^4 - q^2]$ [19, 20]. Мы нашли, что при добавлении этого дибариона в рамках нашего подхода становится возможным хорошо описать не только полное сечение реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ в широком интервале энергий (см. Рис. 2.7), но также дифференциальное сечение и

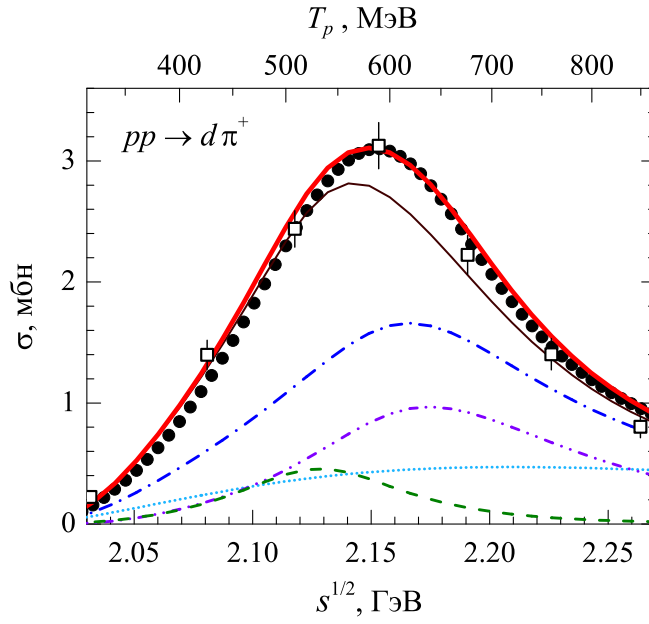


Рис. 2.7. Полное сечение реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ с учетом рождения дибариона \mathcal{D}_{12} в парциальной волне 1D_2P (тонкая сплошная кривая), а также с учетом двух резонансов в волнах 1D_2P и 3F_3D (жирная сплошная кривая) в сравнении с экспериментальными данными [137] (квадратики) и с данными PWA SAID [92, 132] (точки). Отдельно показаны вклады механизма рождения дибариона \mathcal{D}_{12} (штриховая кривая), фоновых процессов ONE (точечная кривая) и $N\Delta$ (штрих-пунктир-пунктирная кривая), а также суммарный вклад двух фоновых процессов (штрих-пунктирная кривая).

примерные величины основных поляризационных наблюдаемых, т.е. векторных и тензорных анализирующих способностей дейтрона. Важно отметить, что учет тех же двух дибарионных резонансов ($\mathcal{D}_{12}(2150)$ и $\mathcal{D}_{13}^-(2240)$) позволяет значительно улучшить описание экспериментальных данных для реакций $pp \rightarrow pn\pi^+$ и $pp \rightarrow pp\pi^0$ [138].

2.4. Проверка модели в упругом NN - и πd -рассеянии

После того как мы проанализировали вклад дибариона \mathcal{D}_{12} в реакцию $NN \rightarrow d\pi$, важно проверить, насколько найденные нами параметры дибарионного механизма согласуются с данными по упругому NN - и πd -рассеянию. Известно, что в упругих каналах вклад дибарионов в полное сечение очень мал, поскольку

упругое рассеяние происходит в основном в периферической области и слабо затрагивает короткодействующую динамику. С другой стороны, при рассмотрении рассеяния на большие углы, а также при анализе поляризационных наблюдаемых, вероятность увидеть дибарионные вклады должна значительно повышаться, и в литературе имеются многочисленные указания на это (см., например, [139, 140], а также наши работы [51, 52, 55] и Главу 1 настоящей диссертации). Однако здесь будет рассмотрена только энергетическая зависимость парциальных и полных сечений упругого pp - и π^+d -рассеяния.

Рассмотрим сначала чистый вклад дибариона \mathcal{D}_{12} в парциальные сечения упругого pp - и π^+d -рассеяния в каналах 1D_2 и 3P_2 , соответственно. Парциальная 1D_2 -амплитуда упругого pp -рассеяния через образование промежуточного дибариона \mathcal{D}_{12} имеет вид:

$$A_{pp}^{(D)}(^1D_2) = -\frac{8\pi s}{p} \frac{\sqrt{2}\Gamma_{D_{12}\rightarrow pp}(s)}{s - M_{D_{12}}^2 + i\sqrt{s}\Gamma_{D_{12}}(s)}. \quad (2.32)$$

Соответствующее парциальное сечение вычисляется по формуле

$$\sigma_{pp}^{(D)}(^1D_2) = \frac{5}{64\pi s} \left| A_{pp}^{(D)}(^1D_2) \right|^2. \quad (2.33)$$

Аналогично, для парциальных амплитуды и сечения упругого πd -рассеяния в канале 3P_2 имеем

$$A_{\pi d}^{(D)}(^3P_2) = -\frac{8\pi s}{q} \frac{\Gamma_{D_{12}\rightarrow \pi d}(s)}{s - M_{D_{12}}^2 + i\sqrt{s}\Gamma_{D_{12}}(s)} \quad (2.34)$$

и

$$\sigma_{\pi d}^{(D)}(^3P_2) = \frac{5}{48\pi s} \left| A_{\pi d}^{(D)}(^3P_2) \right|^2. \quad (2.35)$$

Из Рис. 2.8 (а) видно, что вклад дибариона в парциальное сечение упругого pp -рассеяния в волне 1D_2 составляет $\simeq 25\%$ при энергиях вблизи резонанса. Однако, при том что вклад самой парциальной волны 1D_2 составляет всего 10% от полного упругого сечения pp -рассеяния, вклад дибариона \mathcal{D}_{12} в полное упругое сечение будет всего лишь 2.5%. Интересно отметить, что качественное поведение дибарионного вклада хорошо согласуется с поведением

эмпирического сечения в парциальной волне 1D_2 . Этого можно было ожидать, поскольку в вершине $D_{12} \rightarrow NN$ мы использовали гауссов формфактор, полученный в дибарионной модели [42] из подгонки фазового сдвига NN -рассеяния в канале 1D_2 . С другой стороны, известно, что описание упругого pp -рассеяния в волне 1D_2 в рамках традиционных мезон-обменных моделей сталкивается с рядом трудностей. В частности, такое описание требует введения феноменологического L -зависящего члена в NN -потенциал (см., например, [47]). Глядя на Рис. 2.8 (а), можно предположить, что при добавлении дибарионного вклада к относительно гладкому фону, даваемому мезон-обменными механизмами с мягкими формфакторами, мы получим качественно правильное поведение сечения pp -рассеяния в волне 1D_2 . При этом очень важную роль играет формфактор в вершине $D_{12} \rightarrow NN$.

На Рис. 2.8 (б) показано парциальное сечение упругого π^+d -рассеяния в волне 3P_2 . Анализ именно этой реакции в свое время поставил под сомнение существование изовекторных дибарионных резонансов, когда выяснилось, что основные черты имеющихся экспериментальных данных могут быть успешно воспроизведены с помощью так называемых псевдорезонансов, обусловленных рождением промежуточной системы $N\Delta$ [26]. Анализ полученных нами результатов подтверждает, что вклад дибариона D_{12} с теми же параметрами, которые были использованы для описания однопионного рождения, в упругое π^+d -рассеяние в волне 3P_2 действительно очень мал ($\simeq 5\%$). Далее, поскольку парциальная волна 3P_2 дает около половины полного сечения упругого π^+d -рассеяния вблизи пика, мы снова, как и для pp -рассеяния, получаем вклад дибарионного механизма в полное упругое сечение на уровне 2.5%.

Мы также выполнили расчет вклада стандартного механизма однократного π^+N -рассеяния через возбуждение промежуточной Δ -изобары в парциальное и полное сечения упругого π^+d -рассеяния. Важно отметить, что этот механизм, в отличие от аналогичных механизмов возбуждения промежуточной Δ -изобары в упругом pp -рассеянии и реакции $pp \rightarrow d\pi^+$, практически не зависит от парамет-

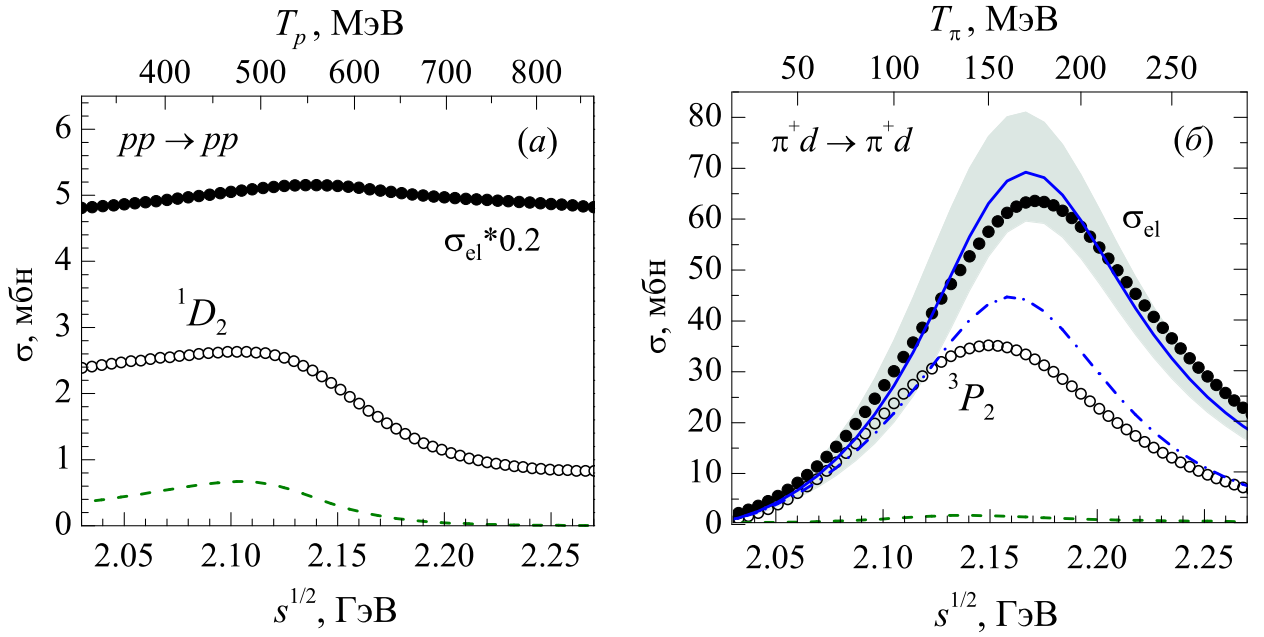


Рис. 2.8. Сечения упругого рассеяния $pp \rightarrow pp$ (а) и $\pi^+d \rightarrow \pi^+d$ (б). Штриховые кривые соответствуют вкладам механизма рождения промежуточного дибариона D_{12} . Для сравнения показаны данные PWA SAID [92] для парциальных сечений в pp -волне 1D_2 (решение SP07 [91]) и π^+d -волне 3P_2 (решение C500 [132]) (пустые точки), а также для полных упругих сечений (залитые точки). Для π^+d -рассеяния также показан доминирующий вклад однократного рассеяния в парциальное (штрих-пунктирная кривая) и полное (сплошная кривая) упругие сечения. Затененная область отвечает полному упругому сечению, полученному в результате когерентного сложения однократного рассеяния с дибарионным механизмом с произвольной относительной фазой.

ра обрезания в вершине $\pi N\Delta$, поскольку содержит только реальные пионы, а эффект виртуальности нуклонов весьма мал.

Амплитуда однократного рассеяния в приближении нуклона-спектатора (см. формулу (2.4)) может быть записана в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\lambda_d, \lambda'_d}^{(SS)} = & -\frac{4}{3} \text{Sp} \int \frac{d^3P}{(2\pi)^3} \Psi_d^*(\rho_b, \lambda'_d) \sqrt{\frac{\Gamma_\Delta(\boldsymbol{\kappa})\Gamma_\Delta(\boldsymbol{\kappa}')}{\boldsymbol{\kappa}^3 \boldsymbol{\kappa}'^3}} \times \\ & \times \frac{16\pi W_\Delta^2 (\boldsymbol{\kappa}\boldsymbol{\kappa}' + i\frac{\boldsymbol{\sigma}}{2} \boldsymbol{\kappa} \times \boldsymbol{\kappa}')}{W_\Delta^2 - M_\Delta^2 + iW_\Delta\Gamma_\Delta(W_\Delta)} \Psi_d(\boldsymbol{\eta}_b, \lambda_d), \end{aligned} \quad (2.36)$$

где импульсы частиц обозначены так же, как на Рис. 2.1 (б). (При этом на Рис. 2.1 (б) нужно поменять местами нуклон 1 и виртуальный пион, а также заменить нуклон 2 на дейтрон.) Д.в.ф. Ψ_d дается формулами (2.9) и (2.10).

В упругом πd -рассеянии имеется четыре независимых спиральных амплитуды:⁴

$$\begin{aligned}\Phi_1 &= \mathcal{M}_{1,1}, & \Phi_2 &= \mathcal{M}_{1,0}, \\ \Phi_3 &= \mathcal{M}_{1,-1}, & \Phi_4 &= \mathcal{M}_{0,0}.\end{aligned}\quad (2.37)$$

Тогда для полного сечения имеем

$$\begin{aligned}\sigma(\pi^+ d) &= \frac{1}{96\pi s} \int_{-1}^1 \left[2(|\Phi_1(x)|^2 + |\Phi_3(x)|^2) + \right. \\ &\quad \left. + 4|\Phi_2(x)|^2 + |\Phi_4(x)|^2 \right] dx, \quad x = \cos(\theta).\end{aligned}\quad (2.38)$$

Амплитуда в парциальной волне 3P_2 выражается через спиральные амплитуды следующим образом:

$$A({}^3P_2) = \frac{3}{10} \left(\Phi_1^{(2)} + \Phi_3^{(2)} \right) + \frac{2\sqrt{3}}{5} \Phi_2^{(2)} + \frac{1}{5} \Phi_4^{(2)}, \quad (2.39)$$

где

$$\Phi_i^{(J)} = \int_{-1}^1 d_{\lambda_d, \lambda'_d}^{(J)}(x) \Phi_i(x) dx. \quad (2.40)$$

Наши расчеты показали, что стандартный механизм однократного рассеяния через промежуточную Δ -изобару доминирует как в полном, так и в парциальном сечениях упругого $\pi^+ d$ -рассеяния в рассматриваемой области энергий. Этот результат согласуется с выводами предыдущих работ [25, 26, 141]. Мы также нашли, что интерференция этого механизма с механизмом рождения промежуточного дибариона \mathcal{D}_{12} может дать разброс $\pm 12\%$ в полном упругом $\pi^+ d$ -сечении, в зависимости от знака относительной фазы, причем форма сечения при добавлении дибарионного вклада практически не меняется (см. Рис. 2.8 (б)). При этом нужно учесть, что процессы многократного рассеяния вносят поправку $\simeq 20\%$ в сечение упругого $\pi^+ d$ -рассеяния [142], что значительно больше вклада дибарионного механизма.

⁴ Мы используем здесь те же символы для обозначения спиральных и парциальных амплитуд, что и для реакции $pp \rightarrow d\pi^+$, поскольку это не должно привести к недоразумению.

В итоге, мы можем заключить, что возбуждение промежуточных дибарионов, по всей видимости, будет малозаметным в полных сечениях упругого pp - и π^+d -рассеяния.

2.5. Выводы ко второй главе

Из проведенного анализа можно сделать вывод, что построенная нами модель, учитывающая фоновые (или псевдорезонансные) мезон-обменные процессы и резонансные механизмы возбуждения промежуточных дибарионов позволяет хорошо описать парциальные и полные сечения реакции однопионного рождения $pp \rightarrow d\pi^+$ в широком энергетическом интервале и одновременно не противоречит данным по упругому pp - и π^+d -рассеянию. При этом основную роль в описании полных сечений играет резонанс $\mathcal{D}_{12}(2150)$ (или 1D_2 , в обозначениях NN -канала), в то время как для описания дифференциального сечения и более чувствительных поляризационных характеристик требуется включение в расчет как минимум еще одного дибариона, а именно следующего резонанса изовекторной серии $\mathcal{D}_{13}^-(2240)$ (или 3F_3).

Дибарионы в более высоких волнах (1G_4 , 3H_5 и т.д.) можно увидеть только в некоторых высоко-чувствительных спин-зависящих наблюдаемых (таких, как параметр C_{LL} в упругом pp -рассеянии и др. [11]). Однако для исследования вклада таких высоковозбужденных дибарионов в процессы типа $pp \rightarrow d\pi^+$ требуется очень точное описание фоновых механизмов реакции. Другая возможность исследования этих высоковозбужденных дибарионов состоит в поиске таких процессов, в которых относительный вклад фоновых механизмов при соответствующих энергиях будет существенно меньше, чем в реакции $NN \rightarrow d\pi$.

С другой стороны, следует помнить о модельной зависимости предложенного описания реакций однопионного рождения. Особенно сильной является зависимость от (пока еще плохо известных) параметров короткодействующего обрезания в мезон-барионных вершинах, фигурирующих в традиционных меха-

низмах. Так, качественное описание основных черт реакции однопионного рождения может быть получено и без введения дибарионных степеней свободы, путем увеличения констант короткодействующего обрезания в вершинах. В этой связи можно заключить, что механизмы t -канального возбуждения барионных резонансов (с достаточно высокими константами обрезания) во многих случаях дают те же наблюдаемые эффекты, что и механизмы s -канального возбуждения дибарионных резонансов, т.е. здесь можно говорить о двух альтернативных способах описания короткодействующих процессов. Однако, если учесть реальный размер нуклонов, то, с физической точки зрения, на коротких NN -расстояниях, где два нуклона практически полностью перекрываются, формирование единого bq -мешка кажется более естественным, чем мезонный обмен между изолированными (по сути, точечными) нуклонами. В этом случае два рассматриваемых типа механизмов будут не взаимозаменяющими, а *дополняющими* друг друга, непрерывно “сшиваясь” между собой на некоторой условной границе порядка кваркового радиуса нуклона.

Вместе с тем, было бы интересно найти такие процессы, в которых промежуточные дибарионные резонансы проявляются достаточно ярко и не могут быть “замаскированы” традиционными t -канальными механизмами даже при увеличении параметров обрезания в вершинах. В следующей главе мы рассмотрим с этой точки зрения реакции *двухпионного рождения*, где вклад фоновых мезон-обменных процессов, из-за более высоких передач импульса, должен быть существенно меньше, чем в реакциях однопионного рождения.

Глава 3

Проявление промежуточных дибарионов в реакциях двухпионного рождения и новая интерпретация ABC-эффекта

3.1. Введение

Реакции двухпионного рождения в NN -соударениях представляют значительный интерес для исследования короткодействующих NN -корреляций, поскольку такие реакции сопровождаются большими передачами импульса и затрагивают, в основном, область малых межнуклонных расстояний. В реакциях 2π -рождения, при которых начальная NN -пара сливается в конечный дейтрон, возможны уже два значения полного изоспина системы $I = 1$ и 0 . Особенно интересным для исследования представляется чисто изоскалярный процесс $pn \rightarrow d(\pi\pi)_0$, поскольку только в нем наблюдается загадочный ABC-эффект.¹ Напомним, что ABC-эффект, открытый более 50 лет назад в инклюзивных экспериментах типа $pd \rightarrow {}^3\text{He}X$ [38, 39] и затем обнаруженный также в реакциях $dd \rightarrow {}^4\text{He}X$ [143] и $pn \rightarrow dX$ [144], представляет собой ярко выраженное усиление в спектре инвариантных масс системы X вблизи порога рождения двух пионов, причем только в том случае, когда система X имеет квантовые числа $I = J = 0$. Изначальная интерпретация ABC-эффекта, предложенная самими его авторами [39], была связана с образованием узкого скаляр-изоскалярного резонанса (σ -мезона) во взаимодействии двух пионов в конечном состоянии. Однако впоследствии, поскольку соответствующий узкий резонанс не был обнаружен ни в $\pi\pi$ -рассеянии, ни в реакциях типа $\pi N \rightarrow \pi\pi N$, эта интерпретация была исключена. В то же время, общепринятым механизмом реакций двухпионного рожде-

¹ Название ABC-эффекта было образовано от фамилий его открывателей Abashian, Booth, Crowe.

ния стал так называемый t -канальный Δ - Δ механизм, предложенный впервые в работах [145, 146] и заключающийся в образовании двух Δ -изобар посредством мезонного обмена и их последующего распада с образованием конечного ядра и вылетом двух пионов. Хотя эта модель не обеспечивала количественного описания данных, с ее помощью удавалось воспроизвести форму дифференциальных сечений, найденных в инклюзивных экспериментах [144], включая ABC-пик.

Ситуация изменилась совсем недавно, после публикации результатов первых *эксклюзивных* экспериментов по реакции $pd \rightarrow d\pi^0\pi^0 + p$ (спектатор), выполненных Коллаборациями CELSIUS/WASA [34] и затем WASA@COSY [35] в полной 4π -геометрии и с очень высокой статистикой. Восстановление энергетической зависимости полного сечения, а также различных дифференциальных распределений реакции $pn \rightarrow d\pi^0\pi^0$ в области энергий $T_p = 1\text{--}1.4$ ГэВ и сравнение со стандартными расчетами показало, что t -канальный Δ - Δ механизм не дает не только количественного, но и качественного описания данных. В то же время, в этих экспериментах было обнаружено ярко выраженное резонансное поведение полного сечения реакции $pn \rightarrow d\pi^0\pi^0$. Этот факт был проинтерпретирован как сигнал рождения в pn -соударении дибарионного резонанса \mathcal{D}_{03} с квантовыми числами $I(J^P) = 0(3^+)$, имеющего массу $M_{\mathcal{D}_{03}} \simeq 2.38$ ГэВ и ширину $\Gamma_{\mathcal{D}_{03}} \simeq 70$ МэВ. При этом оказалось, что ABC-эффект наблюдается в этой реакции при тех же энергиях, что и резонанс \mathcal{D}_{03} , причем величина ABC-пика максимальна вблизи точки $T_p = 1.14$ ГэВ (или $\sqrt{s} = 2.38$ ГэВ), где сечение рождения резонанса \mathcal{D}_{03} также максимально. Из этого совпадения прямо следует вывод, что ABC-эффект непосредственно связан с распадом этого дибарионного резонанса [35]. В работах [36, 37, 147] резонанс \mathcal{D}_{03} и его связь с ABC-эффектом были обнаружены также в реакциях $pn \rightarrow d\pi^+\pi^-$, $pd \rightarrow {}^3\text{He}(\pi\pi)_0$ и $dd \rightarrow {}^4\text{He}(\pi\pi)_0$. Наконец, рождение этого резонанса было подтверждено последними данными фазового анализа упругого np -рассеяния [148], поэтому сейчас он может считаться достаточно надежно установленным.

Следует отметить, что дибарион \mathcal{D}_{03} был предсказан еще в пионерской

работе Дайсона и Ксуонга [6] и затем исследован во многих теоретических и экспериментальных работах [16, 17, 149–151]. Важно подчеркнуть, что масса и квантовые числа резонанса \mathcal{D}_{03} , извлеченные из энергетической зависимости полного сечения реакции $pn \rightarrow d\pi^0\pi^0$ в эксперименте [35], находятся в прекрасном согласии с первыми предсказаниями [6], сделанными на основе симметрии SU(6), а также с недавними предсказаниями на основе решения трехчастичных уравнений Фаддеева для системы $\pi N\Delta$ [152].

Поскольку резонанс \mathcal{D}_{03} находится недалеко от $\Delta\Delta$ -порога, он обычно понимается как связанное состояние двух Δ -изобар. Основываясь на такой интерпретации резонанса \mathcal{D}_{03} в сочетании со стандартным t -канальным $\Delta\Delta$ -механизмом реакций 2π -рождения [145], авторы [35] предложили s -канальную $\Delta\Delta$ -модель, в которой промежуточная $\Delta\Delta$ -система образуется в процессе распада s -канального резонанса \mathcal{D}_{03} . В рамках этой модели им удалось примерно воспроизвести как полное сечение, так и различные дифференциальные распределения процесса $pn \rightarrow d\pi^0\pi^0$. Однако разумное описание экспериментальных данных, включая ABC-пик, может быть достигнуто в такой модели только при использовании очень мягкого формфактора $f_{\Delta\Delta}$ с параметром обрезания $\Lambda_{\Delta\Delta} = 0.15$ ГэВ. В таком случае радиус резонанса \mathcal{D}_{03} оказывается сравнимым с радиусом дейтрона, что кажется несовместимым с большой энергией связи этого состояния $\varepsilon_B(\mathcal{D}_{03}) \simeq 90$ МэВ. Теоретические исследования [151, 153, 154], проведенные на основе кварковой модели, также показали, что резонанс \mathcal{D}_{03} имеет весьма малый радиус, сравнимый с радиусом нуклона. Другими словами, резонанс \mathcal{D}_{03} , по всей видимости, является истинно дибарионным состоянием, образующимся в ситуации, когда два нуклона практически полностью перекрываются друг с другом, что противоречит концепции двух квазисвободных Δ -изобар. Таким образом, необходимо рассмотреть другие возможные моды распада резонанса \mathcal{D}_{03} по каналу $d + (\pi\pi)_0$.

С другой стороны, дибарионный резонанс \mathcal{D}_{03} и его возможные моды распада с излучением мезонов могут быть легко поняты в рамках дибарионной

модели NN -сил [42, 43, 155]. Согласно дибарионной модели, дейтрон, помимо NN -компоненты, имеет вторую — дибарионную — компоненту, которая представляет собой $6q$ -остов в конфигурации s^6 с полным спином $S = 1$, окруженный полем виртуальных σ -мезонов (преимущественно s -волновых), т.е. имеет вид $\mathcal{D}_{01} \sim s^6(1) + \sigma(s)$. Дибарионная компонента дает весьма малый вклад в полную нормировку дейтронной волновой функции (всего 2–3%), однако на малых межнуклонных расстояниях она может стать доминирующей. Можно сказать, что дибарион в дейтроне (т. наз. “элементарный” дейтрон) полностью аналогичен нуклону, имеющему конфигурацию $N \sim s^3(1/2) + \pi(s)$. Поэтому, по аналогии с возбужденными состояниями нуклона, можно рассматривать возбужденные состояния “динуклона”, т.е. “элементарного дейтрона”, классифицируя их по полному моменту, четности и изоспину. В такой картине резонанс \mathcal{D}_{03} есть не что иное, как двухквантовое вращательное возбуждение дибарионной компоненты дейтрона, поскольку он имеет такую же структуру, но с другим орбитальным моментом: $\mathcal{D}_{03} \sim s^4 - p^2 (L = 2, 4) \sim s^6 + \sigma (L_\sigma = 2, 4)$.

Поскольку дейтронный дибарион \mathcal{D}_{01} находится вблизи NN -порога, он имеет сильную связь с NN -каналом и большую часть времени проводит в состоянии $N + N$ (этот дибарион является основным агентом короткодействующих ядерных сил в дибарионной модели). Аналогично, резонанс \mathcal{D}_{03} имеет сильную связь с адронным каналом $\Delta\Delta$. Однако, поскольку энергия связи двух Δ -изобар в состоянии \mathcal{D}_{03} составляет $\varepsilon_B(\Delta\Delta) \simeq 90$ МэВ и значительно (в 40 раз!) превышает энергию связи нуклонов в дейтроне, вес дибарионной компоненты в состоянии \mathcal{D}_{03} должен быть значительно выше, чем в дейтроне. Так, если в дейтроне вес $6q$ -компоненты составляет всего 2–3% [43], то в состоянии \mathcal{D}_{03} он вполне может достигать 80–90%. В пользу того, что резонанс \mathcal{D}_{03} является не просто связанным состоянием двух Δ -изобар, а именно компактным $6q$ -мешком, говорят два важных факта: 1) экспериментально наблюдаемая ширина резонанса \mathcal{D}_{03} $\Gamma_{\mathcal{D}_{03}} \simeq 70$ МэВ намного меньше ширины двух Δ -изобар $\Gamma_{\Delta\Delta} = 235$ МэВ и 2) радиус состояния \mathcal{D}_{03} , согласно оценкам [151, 153, 154], составляет всего

0.7–0.9 Фм, т.е. две Δ -изобары в этом состоянии практически полностью перекрыты. Поэтому в данной ситуации кажется более естественным рассматривать пионную эмиссию именно из компактного bq -резонанса, а не изолированных Δ -изобар.

В первую очередь, следует рассмотреть распад $\mathcal{D}_{03} \rightarrow \mathcal{D}_{01} + \sigma$ с излучением d -волнового σ -мезона из скалярного поля bq -мешка. Такой процесс должен давать заметное усиление в спектре инвариантных масс $\pi\pi$ -системы.

Важную роль в распаде резонанса \mathcal{D}_{03} также должно играть промежуточное состояние $\mathcal{D}_{12} + \pi$, где \mathcal{D}_{12} — изовекторный дибарионный резонанс с квантовыми числами $I(J^P) = 1(2^+)$, массой $M_{\mathcal{D}_{12}} \simeq 2.15$ ГэВ и шириной $\Gamma_{\mathcal{D}_{12}} \simeq 100$ – 120 МэВ, который сильно связан с каналом $N\Delta$. Этот изовекторный резонанс может возникать в процессе перехода резонанса \mathcal{D}_{03} в конечный дейтрон между двумя последовательными однопионными распадами. Таким образом, мы предполагаем, что, хотя в NN -соударениях в изоскалярном канале изовекторные дибарионы не могут возбуждаться непосредственно, однако они могут образовываться как промежуточные состояния в подсистеме $NN\pi$, возникающей после излучения одного пиона. Основываясь на результатах, изложенных в предыдущей главе, мы можем независимо проверить это предположение, сравнив найденные нами параметры дибариона \mathcal{D}_{12} в процессах одно- и двухпионного рождения.

3.2. Теоретическая модель для изоскалярной реакции

$$pn \rightarrow d(\pi\pi)_0$$

Рассмотрим реакцию $pn \rightarrow d(\pi\pi)_0$ в рамках модели, учитывающей две моды распада резонанса $\mathcal{D}_{03}(2380)$ по каналу $d + \pi\pi$:

(i) излучение σ -мезона (в d -волне по отношению к bq -остову) с его последующим распадом на два пиона;

(ii) последовательное излучение двух p -волновых пионов через промежуточный изовекторный дибарион $\mathcal{D}_{12}(2150)$.

С формальной точки зрения, вышеуказанные механизмы распада резонанса \mathcal{D}_{03} полностью аналогичны двум модам распада Роперовского резонанса по каналу $N + \pi\pi$: $N^*(1440) \rightarrow N + (\pi\pi)_{I=0}^{s\text{-wave}}(\sigma)$ и $N^*(1440) \rightarrow \Delta + \pi$. Отметим здесь, что известная модель [156, 157] реакций 2π -рождения $NN \rightarrow d + \pi\pi$ и $NN \rightarrow NN + \pi\pi$ при энергиях $T_N < 1$ ГэВ основана именно на интерференции двух указанных мод распада промежуточного Роперовского резонанса.

Мы считаем механизмы (i) и (ii) доминирующими модами распада резонанса \mathcal{D}_{03} , поскольку каждый из них содержит дополнительное усиление, обусловленное рождением промежуточного резонанса (σ или \mathcal{D}_{12}). В действительности, можно рассматривать и другие механизмы распада $\mathcal{D}_{03} \rightarrow d + \pi\pi$, например, с вылетом двух некоррелированных пионов. Однако вероятность таких распадов, по всей видимости, должна быть весьма мала. Далее, согласно результатам работ [34, 35], в области энергий $T_p = 1\text{--}1.3$ ГэВ выход дипионов в реакции $pn \rightarrow d(\pi\pi)_0$ главным образом определяется образованием промежуточного дибариона \mathcal{D}_{03} , тогда как вклад фоновых процессов (в основном, образования системы $\Delta\text{--}\Delta$ через t -канальный мезонный обмен [145]) является относительно малым и составляет около 10% вблизи максимума сечения ($T_p = 1.14$ ГэВ, или $\sqrt{s} = 2.38$ ГэВ). Поэтому расчеты реакций 2π -рождения типа $pn \rightarrow d(\pi\pi)_0$ и др. без учета фоновых процессов уже можно считать достаточно точными, по крайней мере, вблизи резонансного пика.

Таким образом, мы предполагаем, что основной вклад в сечение реакции $pn \rightarrow d + (\pi\pi)_0$ при энергиях $T_p = 1\text{--}1.3$ ГэВ дается следующими двумя процессами:

$$(a) \quad pn \rightarrow \mathcal{D}_{03} \rightarrow d + \sigma, \quad \sigma \rightarrow (\pi\pi)_0,$$

$$(b) \quad pn \rightarrow \mathcal{D}_{03} \rightarrow \mathcal{D}_{12} + \pi, \quad \mathcal{D}_{12} \rightarrow d + \pi.$$

Диаграммы, иллюстрирующие эти два процесса, изображены на Рис. 3.1 (a) и (б).

В данном разделе будут изложены детали вычисления амплитуд и наблюдаемых реакции $pn \rightarrow d + (\pi\pi)_0$ в рамках предложенной модели.

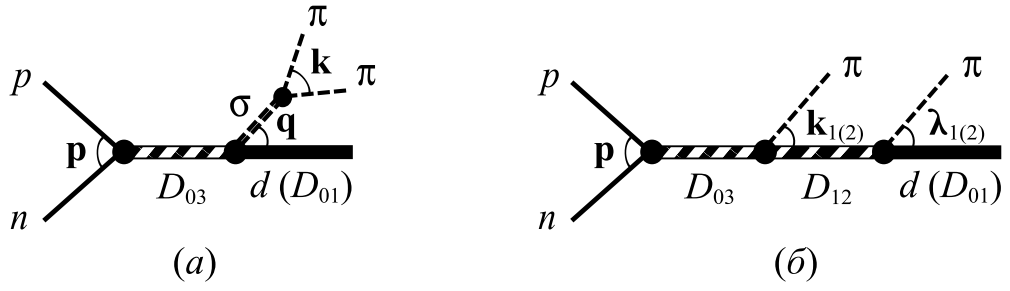


Рис. 3.1. Диаграммы двух резонансных механизмов реакции $pn \rightarrow d + (\pi\pi)_0$ в области энергий $T_p = 1\text{--}1.3$ ГэВ. Импульсы в с.ц.и. двух частиц показаны между соответствующими линиями.

3.2.1. Кинематика

Дифференциальное сечение процесса $a + b \rightarrow 1 + 2 + 3$ имеет вид

$$d\sigma = \frac{1}{(4\pi)^5 I} \overline{|\mathcal{M}|^2} d\rho, \quad (3.1)$$

где $I = [(\varepsilon_a \varepsilon_b - \mathbf{p}_a \mathbf{p}_b)^2 - m_a^2 m_b^2]^{1/2}$, $\overline{|\mathcal{M}|^2}$ — квадрат модуля амплитуды, усредненный по начальным и просуммированный по конечным спиновым состояниям, а $d\rho$ — релятивистски-инвариантный фазовый объем:

$$d\rho = \delta^{(4)}(P_f - P_i) \frac{d^3 p_1 d^3 p_2 d^3 p_3}{\varepsilon_1 \varepsilon_2 \varepsilon_3}. \quad (3.2)$$

Поскольку фазовый объем представляет собой произведение двух Лоренц-инвариантных величин, каждая из этих величин может быть вычислена в любой системе отсчета. Так, устранение δ -функции проще всего осуществляется в с.ц.и. частиц 2 и 3 (далее величины, вычисленные в этой системе отсчета, будем отмечать звездочкой):

$$\delta^{(4)}(P_f - P_i) \frac{d^3 p_2 d^3 p_3}{\varepsilon_2 \varepsilon_3} = \delta(M_{23} - \varepsilon_2 - \varepsilon_3) \frac{d^3 p_2^*}{\varepsilon_2 \varepsilon_3} = \frac{p_2^*}{M_{23}} d\Omega_2^*, \quad (3.3)$$

где мы ввели инвариантную массу конечных частиц 2 и 3: $M_{23} = [(\varepsilon_2 + \varepsilon_3)^2 - (\mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_3)^2]^{1/2}$. В свою очередь, фактор $d^3 p_1 / \varepsilon_1 I$ запишем в с.ц.и. исходных частиц a и b (величины, вычисленные в этой системе, будем отмечать верхним индексом c):

$$\frac{d^3 p_1}{\varepsilon_1 I} = \frac{p_1^c M_{23}}{p E^2} dM_{23} d\Omega_1^c, \quad (3.4)$$

где $p = p_a^c$, $E = \varepsilon_a^c + \varepsilon_b^c = M_{ab}$ — импульс частицы a и полная энергия сталкивающихся частиц в с.ц.и., соответственно, и было использовано соотношение $M_{23}^2 = m_1^2 + E^2 - 2E\varepsilon_1^c$. В итоге получаем:

$$d\rho/I = \frac{p_1^c p_2^{*c}}{pE^2} dM_{23} d\Omega_1^c d\Omega_2^*. \quad (3.5)$$

Далее мы используем следующие обозначения для импульсов конечных частиц в реакции $pn \rightarrow d + \pi\pi$: \mathbf{q} , \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 — импульсы дейтрона и двух пионов в общей с.ц.и.; \mathbf{k} и $\boldsymbol{\lambda}_i$ ($i = 1, 2$) — импульсы пиона в с.ц.и. двух пионов и в с.ц.и дейтрона и j -го пиона ($j \neq i$), соответственно. Тогда получаем следующие формулы для распределений по инвариантным массам $M_{\pi\pi}$ и $M_{d\pi_j}$:

$$\frac{d\sigma}{dM_{\pi\pi}} = \frac{1}{(4\pi)^5 p E^2} \iint q k d\Omega_q d\Omega_k |\overline{\mathcal{M}(\mathbf{q}, \mathbf{k})}|^2, \quad (3.6)$$

$$\frac{d\sigma}{dM_{d\pi_j}} = \frac{1}{(4\pi)^5 p E^2} \iint k_i \lambda_i d\Omega_{k_i} d\Omega_{\lambda_i} |\overline{\mathcal{M}(\mathbf{k}_i, \boldsymbol{\lambda}_i)}|^2. \quad (3.7)$$

Угловые распределения для вылета конечных дейтронов и пионов из зоны реакции вычисляются по формулам, аналогичным (3.6) и (3.7) (для этого интегрирование по соответствующему углу нужно заменить интегрированием по инвариантной массе). В случае эмиссии двух пионов в изоскалярном канале полная амплитуда должна быть симметричной относительно замены импульсов $\mathbf{k}_1 \leftrightarrow \mathbf{k}_2$ (или $\mathbf{k} \leftrightarrow -\mathbf{k}$), поэтому все конечные распределения для двух пионов будут идентичными.

Наконец, для полного сечения имеем:

$$\sigma = \int_{m_j+m_k}^{\sqrt{s}-m_i} dM_{jk} \frac{d\sigma}{dM_{jk}}, \quad (3.8)$$

где M_{jk} — инвариантная масса двух конечных частиц. В случае эмиссии двух тождественных (нейтральных) пионов в формулах для распределений по инвариантным массам, а также для полных сечений, должен присутствовать дополнительный статистический фактор $1/2$.

Приведем явные выражения для абсолютных величин импульсов частиц, фигурирующих в формулах (3.6) и (3.7), через соответствующие инвариантные массы:

$$\begin{aligned} q &= \frac{1}{2E} \sqrt{(E^2 + m_d^2 - M_{\pi\pi}^2)^2 - 4E^2 m_d^2}, & k &= \frac{1}{2} \sqrt{M_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2}, \\ k_i &= \frac{1}{2E} \sqrt{(E^2 + m_\pi^2 - M_{d\pi_j}^2)^2 - 4E^2 m_\pi^2}, \\ \lambda_i &= \frac{1}{2M_{d\pi_j}} \sqrt{(m_d^2 - m_\pi^2 + M_{d\pi_j}^2)^2 - 4m_d^2 M_{d\pi_j}^2}. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Далее, как видно из формул (3.6) и (3.7), полная амплитуда реакции \mathcal{M} должна быть выражена через импульсы \mathbf{q}, \mathbf{k} или \mathbf{k}_i, λ_i . Поскольку амплитуда процесса (а) (см. Рис. 3.1 (а)) естественным образом выражается через импульсы \mathbf{q}, \mathbf{k} , а амплитуда процесса (б) (см. Рис. 3.1 (а)) — через импульсы \mathbf{k}_i, λ_i , необходимо найти связь между этими наборами импульсов. Для этого необходимо использовать преобразование Лоренца между тремя системами отсчета: общей с.ц.и. (S), с.ц.и. двух пионов ($S_{\pi\pi}$) и с.ц.и. дейтрона и j -го пиона ($S_{d\pi_j}$). Импульсы частиц в этих трех системах отсчета приведены в Табл. 3.1 (для определенности мы взяли $j = 2$). Выполняя преобразование Лоренца из системы $S_{\pi\pi}$ в систему

Таблица 3.1. Импульсы конечных частиц (дейтрона и двух пионов) в трех системах отсчета.

	S	$S_{\pi\pi}$	$S_{d\pi_2}$
d	\mathbf{q}	$\mathbf{q}E/M_{\pi\pi}$	$-\lambda_1$
π_1	\mathbf{k}_1	\mathbf{k}	$\mathbf{k}_1 E/M_{d\pi_2}$
π_2	\mathbf{k}_2	$-\mathbf{k}$	λ_1

S , а затем из S в $S_{d\pi_j}$, получаем следующие соотношения между импульсами:

$$\mathbf{k}_i = \pm \mathbf{k} - \frac{\mathbf{q}}{2} \pm \alpha \frac{(\mathbf{k}\mathbf{q})\mathbf{q}}{q^2}, \quad \lambda_i = -\mathbf{q} - \beta_i \mathbf{k}_i - \gamma_i \frac{(\mathbf{q}\mathbf{k}_i)\mathbf{k}_i}{k_i^2}, \quad (3.10)$$

где коэффициенты α, β_i и γ_i являются функциями инвариантных масс:

$$\alpha = \frac{(E - M_{\pi\pi}^2) - m_d^2}{2EM_{\pi\pi}},$$

$$\beta_i = \frac{E^2 + m_d^2 - M_{\pi\pi}^2}{2EM_{d\pi_j}}, \quad \gamma_i = \frac{(E - M_{d\pi_j}^2) - m_\pi^2}{2EM_{d\pi_j}}, \quad (3.11)$$

где $i, j = 1, 2$ и $i \neq j$.

Наконец, приведем соотношения между инвариантными массами:

$$\begin{aligned} M_{\pi\pi}^2 &= E^2 + m_d^2 - \frac{(E^2 - m_\pi^2 + M_{d\pi_j}^2)(m_d^2 - m_\pi^2 + M_{d\pi_j}^2)}{2M_{d\pi_j}^2} + \frac{2E\mathbf{k}_i\boldsymbol{\lambda}_i}{M_{d\pi_j}}, \\ M_{d\pi_i}^2 &= \frac{1}{2}(E^2 + m_d^2 - M_{\pi\pi}^2) + m_\pi^2 \pm \frac{2E\mathbf{q}\mathbf{k}}{M_{\pi\pi}}, \\ M_{d\pi_j}^2 &= E^2 + m_d^2 + 2m_\pi^2 - M_{\pi\pi}^2 - M_{d\pi_i}^2. \end{aligned} \quad (3.12)$$

3.2.2. Вычисление матричного элемента

Полная амплитуда реакции $pn \rightarrow d + (\pi\pi)_0$ представляется в виде

$$\mathcal{M} = \mathcal{F}_{np \rightarrow D_{03}} G_{D_{03}}(M_{np}) \left[\mathcal{M}^{(\sigma)} + \mathcal{M}^{(D_{12})} \right], \quad (3.13)$$

где амплитуда $\mathcal{F}_{np \rightarrow D_{03}}$ отвечает рождению дибарионного резонанса D_{03} , а амплитуды $\mathcal{M}^{(\sigma)}$ и $\mathcal{M}^{(D_{12})}$ описывают распад этого резонанса по механизмам (*i*) и (*ii*) (см. выше):

$$\mathcal{M}^{(\sigma)} = \mathcal{F}_{D_{03} \rightarrow d\sigma} G_\sigma(M_{\pi\pi}) \mathcal{F}_{\sigma \rightarrow \pi\pi}, \quad (3.14)$$

$$\mathcal{M}^{(D_{12})} = \mathcal{F}_{D_{03} \rightarrow D_{12}\pi_1} G_{D_{12}}(M_{d\pi_2}) \mathcal{F}_{D_{12} \rightarrow d\pi_2} + (\pi_1 \leftrightarrow \pi_2). \quad (3.15)$$

В формулах (3.13)–(3.15) через $G_R(M_{ab})$ мы обозначили пропагатор промежуточного резонанса, зависящий от его инвариантной массы (совпадающей с инвариантной массой двух частиц-продуктов распада этого резонанса):

$$G_R(M_{ab}) = \frac{-1}{M_{ab}^2 - M_R^2 + iM_{ab}\Gamma_R(M_{ab})}. \quad (3.16)$$

Амплитуды элементарных процессов $\mathcal{F}_{R \rightarrow ab}$ описываются в релятивистском подходе эффективными Лагранжианами взаимодействия, которые строятся как Лоренц-инвариантные комбинации ковариантных спиновых тензоров и 4-векторов импульсов частиц. При этом для массивных частиц число независимых амплитуд совпадает с числом возможных парциальных волн, разрешенных прави-

лами отбора для данного процесса. Обычно в формализме эффективных Лагранжианов каждая инвариантная амплитуда представляет собой некоторую комбинацию различных парциальных волн. Однако оказывается возможным выбрать амплитуды таким образом, чтобы каждая из них (в с.ц.и. распадающейся частицы) отвечала фиксированной парциальной волне, т.е. заданным значениям полного спина S и относительного орбитального углового момента L частиц a и b . Такой подход, называемый формализмом ковариантной LS -связи [158], особенно удобен в случаях, когда требуется рассмотреть вклады отдельных парциальных волн. В этом подходе мы можем использовать стандартные L -зависящие параметризации формфакторов в вершинах (барьерные факторы Блатта–Вайскопфа и др.) и находить простые соотношения между константами связи и парциальными ширинами распадов. Для расчетов наиболее важным является тот факт, что ковариантные LS -амплитуды в с.ц.и. распадающейся частицы имеют тот же вид, что и соответствующие им нерелятивистские амплитуды (с точностью до множителей, зависящих только от инвариантных масс), которые могут быть построены при помощи стандартного нерелятивистского формализма спиновых тензоров [159]. Другими словами, при определенном выборе инвариантных амплитуд и системы отсчета мы можем использовать нерелятивистские вершины в релятивистских задачах без перехода к низкоэнергетическому пределу.

В случае дибарионных резонансов мы пока не обладаем достаточной информацией, как с экспериментальной, так и с теоретической стороны, чтобы найти вершинные константы во всех парциальных волнах. На сегодняшний день основной задачей в области дибарионной физики является нахождение тех реакций и экспериментальных условий, в которых рождение дибарионных резонансов дает значительный вклад в наблюдаемые величины, а также установление и проверка основных механизмов таких реакций. Поэтому на данном этапе для минимизации числа свободных параметров можно учитывать только основные (низшие) парциальные волны, считая примесь высших волн относительно малой. Последующий анализ угловых распределений реакции позволяет сделать

выводы о правильности такого приближения, т.е. об относительном вкладе высших волн. Детальное определение констант связи дибарионов с нуклонами и мезонами представляет собой следующий шаг на этом пути. Ниже мы приведем основные сведения, необходимые нам для построения ковариантных LS -амплитуд. Более подробная информация о спиновых формализмах может быть найдена в монографии [160], а также в работах [158, 159, 161].

Состояние релятивистской частицы со спином $1/2$ и проекцией s , имеющей массу m и 4-импульс p , описывается стандартным дираковским спинором $u(p, s)$, нормированным на единицу:

$$u(p, s) = \sqrt{\frac{p_0 + m}{2m}} \begin{pmatrix} \chi(s) \\ \frac{\boldsymbol{\sigma} \mathbf{p}}{p_0 + m} \chi(s) \end{pmatrix}. \quad (3.17)$$

Аналогичное состояние частицы со спином 1 задается 4-вектором поляризации $e(p, s) = (e_0(p, s), \mathbf{e}(p, s))$:

$$e_0(p, s) = \frac{\mathbf{p} \mathbf{e}(s)}{m}, \quad \mathbf{e}(p, s) = \mathbf{e}(s) + \left(\frac{p_0}{m} - 1 \right) \frac{\mathbf{p} \mathbf{e}(s)}{p^2} \mathbf{p}. \quad (3.18)$$

По определению, вектор поляризации удовлетворяет условию поперечности

$$p^\alpha e_\alpha(p, s) = 0. \quad (3.19)$$

Состояния, отвечающие различным спиновым проекциям, ортогональны:

$$e^{\alpha*}(p, s) e_\alpha(p, s') = -\delta_{ss'}. \quad (3.20)$$

Наконец, проекционный оператор для спина 1 совпадает (с точностью до знака) с модифицированным метрическим тензором $g_{\alpha\beta}^\perp(p)$

$$P_{\alpha\beta}^{(1)} = \sum_{s=0, \pm 1} e_\alpha^*(p, s) e_\beta(p, s) = -g_{\alpha\beta} + \frac{p_\alpha p_\beta}{m^2} \equiv -g_{\alpha\beta}^\perp(p). \quad (3.21)$$

Для описания спинового состояния частицы с целым спином $j > 1$ вводится ковариантный спиновый тензор $e_{\mu_1 \mu_2 \dots \mu_j}(p, s)$, симметричный и бесследовый по любой паре индексов, а также удовлетворяющий условию поперечности. Применение соответствующего проекционного оператора $P^{(s)}$ к любому тензору ранга

S дает “чистый” тензор, удовлетворяющий трем перечисленным выше условиям. Ковариантные спиновые тензоры строятся из векторов поляризации с помощью коэффициентов Клебша–Гордана. Так, для частиц со спинами $S = 2$ и 3 имеем

$$e^{\mu\nu}(p, s_2) = \sum_{s, s'} C_{1s1s'}^{2s_2} e^\mu(p, s) e^\nu(p, s'), \quad (3.22)$$

$$e^{\lambda\mu\nu}(p, s_3) = \sum_{s, s_2} C_{1s2s_2}^{3s_3} e^\lambda(p, s) e^{\mu\nu}(p, s_2). \quad (3.23)$$

Для построения ковариантной амплитуды распада $J \rightarrow j_1 + j_2$, соответствующей заданной комбинации (LS) , вводится концепция релятивистского полного спина двух частиц $\mathbf{S} = \mathbf{j}_1 + \mathbf{j}_2$. Из спиновых тензоров частиц j_1 и j_2 , а также 4-импульсов $r = (p_1 - p_2)/2$ и $P = P_J$ строится тензор полного спина S , удовлетворяющий следующим требованиям в с.ц.и. частицы J : (1) временные компоненты тензора обращаются в нуль и (2) пространственные компоненты не зависят от направления вектора \mathbf{r} . Обнуление временных компонент в с.ц.и. достигается путем наложения условия поперечности к импульсу частицы J , т.е. свертки с модифицированным метрическим тензором $g_{\alpha\beta}^\perp(P)$. Выполнение второго условия обеспечивается по-разному для бозонов и фермионов (конкретные формулы будут приведены ниже). Тогда ковариантная амплитуда процесса $J \rightarrow j_1 + j_2 (LS)$ записывается в виде свертки спинового тензора частицы J с тензором полного спина S , построенного по указанным выше правилам, и тензором орбитального момента L , $T^{(L)}(r^\perp)$. Приведем явные формулы для тензоров $T^{(L)}$ при $L = 0, 1, 2$:

$$\begin{aligned} T^{(0)} &= 1, & T_\alpha^{(1)} &= g_{\alpha\beta}^\perp(P) r^\beta = r_\alpha^\perp, \\ T_{\alpha\beta}^{(2)} &= r_\alpha^\perp r_\beta^\perp - \frac{1}{3} (r^\perp \cdot r^\perp) g_{\alpha\beta}^\perp(P). \end{aligned} \quad (3.24)$$

Общую формулу для $T^{(L)}(r^\perp)$ можно найти в работе [161]. Если $L + S + J$ — нечетное число, то свертка тензоров осуществляется с помощью полностью антисимметричного 4-тензора $\epsilon^{\alpha\beta\gamma\delta}$ и 4-импульса P частицы J [158]. Амплитуды,

построенные по таким правилам, удовлетворяют условиям Лоренц-инвариантности и сохранения четности.

Теперь применим этот формализм к вычислению амплитуд рождения и распада резонанса \mathcal{D}_{03} .

Амплитуда рождения резонанса \mathcal{D}_{03} . В процессе $p + n \rightarrow \mathcal{D}_{03}$ возможны значения $S = 1, L = 2, 4$, следовательно, имеем две независимых ковариантных амплитуды для парциальных волн 3D_3

$$\mathcal{F}_{np \rightarrow \mathcal{D}_{03}}^{(2)} = g_0 e^{\lambda\mu\nu*}(P, s_3) T_{\lambda\mu}^{(2)}(r^\perp) \Psi_\nu^{(1)}(p_1, s_p, p_2, s_n) \quad (3.25)$$

и 3G_3

$$\mathcal{F}_{np \rightarrow \mathcal{D}_{03}}^{(4)} = f_0 e^{\lambda\mu\sigma*}(P, s_3) T_{\lambda\mu\sigma\nu}^{(4)}(r^\perp) \Psi_\nu^{(1)}(p_1, s_p, p_2, s_n), \quad (3.26)$$

где

$$\Psi^{(1)}(p_1, s_p, p_2, s_n)_\nu = \tilde{u}(p_1, s_p) \left[\gamma_\nu - \frac{2r_\nu}{M_{np} + m_n + m_p} \right]^\perp \gamma_5 u(p_2, s_n) \quad (3.27)$$

— псевдовектор, отвечающий состоянию двух нуклонов с $S = 1$. В формуле (3.27) мы ввели спинор $\tilde{u} = u^T C^{-1} \gamma^5$, который преобразуется по тем же законам, что и дираковски-сопряженный спинор $\bar{u} = u^\dagger \gamma^0$, но при этом отвечает поглощению, а не рождению частицы. Легко показать, что в с.ц.и. резонанса \mathcal{D}_{03} , где $P = (E, 0)$, $p_1 = (p_0, \mathbf{p})$ и $p_2 = (p_0, -\mathbf{p})$, вектор $\Psi_\nu^{(1)}$ имеет только пространственные компоненты, не зависящие от направлений импульсов нуклонов:

$$\Psi^{(1)}(p_1, s_p, p_2, s_n)|_{c.m.} = (0, C_1 \chi^T(s_p) i \sigma_2 \boldsymbol{\sigma} \chi(s_n)), \quad (3.28)$$

т.е. отличается от соответствующего нерелятивистского выражения только энергетическим множителем

$$C_1 = \sqrt{\frac{(p_{10} + m_p)(p_{20} + m_n)}{2m_p 2m_n}} \left(1 + \frac{p^2}{(p_{10} + m_p)(p_{20} + m_n)} \right) \Big|_{m_p \simeq m_n = m} \simeq \frac{E}{2m}. \quad (3.29)$$

Соответственно, для D -волновой амплитуды рождения резонанса \mathcal{D}_{03} в с.ц.и. при $m_p \simeq m_n = m$ имеем:

$$\mathcal{F}_{np \rightarrow \mathcal{D}_{03}} = g_0 \frac{E}{2m} e^{ijk*}(s_3) p_i p_j \chi^T(s_p) i \sigma_2 \sigma_k \chi(s_n). \quad (3.30)$$

Используя определение тензора e^{ijk} и производя свертку по тензорным и спиновым индексам, получаем:

$$\mathcal{F}_{np \rightarrow D_{03}} = \tilde{g}_0 \frac{Ep^2}{2m} \sum_{s_1} C_{1s_1 2\mu_{31}}^{3s_3} Y_{2\mu_{31}}(\hat{p}) C_{\frac{1}{2}s_p \frac{1}{2}s_n}^{1s_1}, \quad (3.31)$$

где $\tilde{g}_0 = 2g_0/\sqrt{15}$, а также введено обозначение для разности двух спиновых проекций $\mu_{ij} = s_i - s_j$. При выборе оси $z \parallel \hat{p}$ имеем $s_3 = s_1 = s_p + s_n$, и амплитуда принимает вид:

$$\mathcal{F}_{np \rightarrow D_{03}} = \sqrt{5} \tilde{g}_0 \frac{Ep^2}{2m} C_{1s_3 20}^{3s_3} C_{\frac{1}{2}s_p \frac{1}{2}s_n}^{1s_3}. \quad (3.32)$$

Амплитуды распада резонанса \mathcal{D}_{03} . Для того чтобы записать ковариантные амплитуды распада \mathcal{D}_{03} , нам требуется построить чистое спиновое состояние двух бозонов. Для этого нужно составить симметричный бесследовый тензор ранга S из спиновых тензоров частиц-продуктов распада (с помощью коэффициентов Клебша–Гордана) и заменить каждый вектор поляризации следующим образом:

$$e^\alpha(p, s) \rightarrow \bar{e}^\alpha(P, p, s) = g_{\alpha\beta}^\perp(P) [e^\beta(p, s) - z(P, p, s)p^\beta], \quad (3.33)$$

где

$$z(P, p, s) = \frac{P^\alpha e_\alpha(p, s)}{P^\alpha p_\alpha + Mm} \Big|_{c.m.} = \frac{\mathbf{p}\mathbf{e}(s)}{m(p_0 + m)}. \quad (3.34)$$

Замена $e^\beta(p, s) \rightarrow e^\beta(p, s) - zp^\beta$ приводит к сокращению зависимости пространственных компонент вектора $e(p, s)$ от направления импульса, а свертка с $g_{\alpha\beta}^\perp(P)$ обеспечивает обнуление временной компоненты в с.ц.и. распадающейся частицы. Действительно, легко показать, что $\bar{e}(P, p, s)|_{c.m.} = (0, \mathbf{e}(s))$, т.е. ковариантные амплитуды, построенные из векторов $\bar{e}(P, p, s)$ и тензоров орбитального момента $T^{(L)}(r^\perp)$, в с.ц.и. имеют чисто нерелятивистский вид.

Так, для D -волновой амплитуды распада $\mathcal{D}_{03} \rightarrow d\sigma$ получаем

$$\mathcal{F}_{D_{03} \rightarrow d\sigma} = g_1 \bar{e}_\lambda^*(p_d, s_d) T_{\mu\nu}^{(2)}(r^\perp) e^{\lambda\mu\nu}(P, s_3) \Big|_{c.m.} = g_1 e_i^*(s_d) T_{jk}^{(2)}(\mathbf{q}) e^{ijk}(s_3). \quad (3.35)$$

Свертка по тензорным индексам дает:

$$\mathcal{F}_{D_{03} \rightarrow d\sigma} = \sqrt{\frac{2}{15}} g_1 C_{1s_d 2s_2}^{3s_3} q^2 Y_{2s_2}(\hat{q}) \delta_{s_2, s_3 - s_d}. \quad (3.36)$$

Обозначим не зависящую от спинов вершину распада $\sigma\pi\pi$ через \tilde{g}_2 . Тогда для полной амплитуды процесса $D_{03} \rightarrow d\sigma \rightarrow d\pi\pi$ имеем:

$$\mathcal{M}^{(\sigma)} = \tilde{g}_1 \tilde{g}_2 C_{1s_d 2\mu_{3d}}^{3s_3} q^2 Y_{2\mu_{3d}}(\hat{q}) G_\sigma(M_{\pi\pi}), \quad (3.37)$$

где $\tilde{g}_1 = \sqrt{2/15} g_1$.

При расчете амплитуды каскадного процесса распада $D_{03} \rightarrow D_{12} + \pi$, $D_{12} \rightarrow d + \pi$ мы используем тот факт, что *каждая* элементарная амплитуда распада является Лоренц-инвариантной. Поэтому мы можем вычислять амплитуду $\mathcal{F}_{D_{03} \rightarrow D_{12}\pi}$ в с.ц.и. $\mathcal{D}4_{03}$, а амплитуду $\mathcal{F}_{D_{12} \rightarrow d\pi}$ — в с.ц.и. \mathcal{D}_{12} , не нарушая Лоренц-инвариантности. Для P -волновых амплитуд получаем:

$$\mathcal{F}_{D_{03} \rightarrow D_{12}\pi_1} \Big|_{c.m.(D_{03})} = g_3 k_{1i} e_{jk}^*(s_2) e^{ijk}(s_3) = \frac{1}{\sqrt{3}} g_3 C_{2s_2 1\mu_{32}}^{3s_3} k_1 Y_{1\mu_{32}}(\hat{k}_1), \quad (3.38)$$

$$\mathcal{F}_{D_{12} \rightarrow d\pi_2} \Big|_{c.m.(D_{12})} = g_4 \lambda_{1i} e_j^*(s_d) e^{ij}(s_2) = \frac{1}{\sqrt{3}} g_4 C_{1s_d 1\mu_{2d}}^{2s_2} \lambda_1 Y_{1\mu_{2d}}(\hat{\lambda}_1). \quad (3.39)$$

С другой стороны, для полной амплитуды каскадного процесса имеем

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{D_{03} \rightarrow D_{12}\pi_1} \mathcal{F}_{D_{12} \rightarrow d\pi_2} &= g_3 g_4 e_i^*(s_d) \lambda_{1j} \sum_{s_2} e^{ij}(s_2) e_{kl}^*(s_2) k_{1m} e^{klm}(s_3) = \\ &= g_3 g_4 e_i^*(s_d) \lambda_{1j} k_{1m} P_{ijkl}^{(2)} e^{klm}(s_3) = g_3 g_4 e_i^*(s_d) T_{jm}^{(2)}(\mathbf{k}_1, \boldsymbol{\lambda}_1) e^{ijm}(s_3). \end{aligned} \quad (3.40)$$

Из сравнения формул (3.35) и (3.40) видно, что амплитуды распада по двум рассматриваемым каналам имеют одинаковый вид с точностью до замены импульсов частиц. Учитывая пропагатор $G_{D_{12}}$ и симметризацию по пионам, находим:

$$\mathcal{M}^{(D_{12})} = \sqrt{\frac{6}{5}} \tilde{g}_3 \tilde{g}_4 C_{1s_d 2\mu_{3d}}^{3s_3} k_1 \lambda_1 Y_{2\mu_{3d}}(\hat{k}_1, \hat{\lambda}_1) G_{D_{12}}(M_{d\pi_2}) + (\pi_1 \leftrightarrow \pi_2), \quad (3.41)$$

где $\tilde{g}_3 = \frac{1}{\sqrt{3}} g_3$, $\tilde{g}_4 = \frac{1}{\sqrt{3}} g_4$.

Суммирование по спиновым состояниям дает:

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = \frac{1}{4} \sum_{s_p, s_n, s_d} |\mathcal{M}(s_p, s_n, s_d)|^2 = \left(\frac{17}{100} |\mathcal{M}_0|^2 + \frac{1}{6} |\mathcal{M}_1|^2 + \frac{1}{75} |\mathcal{M}_2|^2 \right), \quad (3.42)$$

где

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_\mu = & F_0(p)G_{D_{03}}(E) \left(\sqrt{5}F_1(q)F_2(k)Y_{2\mu}(\hat{q})G_\sigma(M_{\pi\pi}) + \right. \\ & + \sqrt{6} \left[F_3(k_1)F_4(\lambda_1)Y_{2\mu}(\hat{k}_1, \hat{\lambda}_1)G_{D_{12}}(M_{d\pi_2}) + \right. \\ & \left. \left. + F_3(k_2)F_4(\lambda_2)Y_{2\mu}(\hat{k}_2, \hat{\lambda}_2)G_{D_{12}}(M_{d\pi_1}) \right] \right), \quad \mu = 0, 1, 2, \end{aligned} \quad (3.43)$$

где мы ввели вершинные формфакторы вида

$$F_i(p) = \left(1 + \frac{E}{2m} \delta_{i,0} \right) \tilde{g}_i p^{l_i} \phi_i(p) \quad (l_0 = l_1 = 2, l_2 = 0, l_3 = l_4 = 1), \quad (3.44)$$

содержащие обрезывающие множители $\phi_i(p)$. Нахождение явного вида этих множителей требует микроскопического исследования динамики распада дибарионных резонансов и σ -мезона. Другой путь состоит в использовании феноменологических параметризаций, основанных на некоторых общих предположениях о поведении парциальных ширин распадов. Формфактор в вершине распада резонанса R с инвариантной массой M на две частицы a и b с инвариантными массами M_1 и M_2 и относительным орбитальным моментом l связан с парциальной шириной $\Gamma_{Rab}^{(l)}$ следующим соотношением:

$$\Gamma_{Rab}^{(l)}(p) = \frac{p}{8\pi M^2} |F(p)|^2 \Rightarrow \frac{F(p)}{\sqrt{8\pi}} = M \sqrt{\frac{\Gamma(p)}{p}} e^{i\varphi}, \quad (3.45)$$

где $p = [(M^2 - M_1^2 - M_2^2)^2 - 4M_1^2 M_2^2]^{1/2} / 2M$ — модуль относительного импульса в с.ц.и. частиц a и b . Поэтому вместо ненаблюдаемых факторов $\phi_i(p)$ мы можем оперировать парциальными ширинами.

Параметризация парциальных и полных ширин распада резонансов. Для расчетов мы использовали следующую параметризацию парциальных ширин:

$$\Gamma_{Rab}^{(l)}(p) = \Gamma_{Rab}^{(l)*} \left(\frac{p}{p^*} \right)^{2l+1} \left(\frac{(p^*)^2 + \varkappa^2}{p^2 + \varkappa^2} \right)^{l+1}, \quad (3.46)$$

где звездочками отмечены значения величин в точке резонанса. Такая параметризация обеспечивает правильное околопороговое поведение парциальной ши-

рины и в то же время предотвращает нефизический рост ширины при увеличении энергии. Параметр обрезания \varkappa выбирается таким образом, чтобы воспроизвести центральную часть Брейт–Вигнеровского распределения. Отметим, что аналогичная параметризация ширин для $l = 1$ использовалась в работе [129]. Для вершины $pn \rightarrow \mathcal{D}_{03}$ мы также рассмотрели гауссов формфактор, который следует из дибарионной модели ядерных сил [42]. В этом случае ширина распада резонанса \mathcal{D}_{03} по pn -каналу имеет вид, аналогичный формуле 2.31 для резонанса \mathcal{D}_{12} .

Резонанс \mathcal{D}_{12} имеет три основных канала распада: $d\pi$, $NN\pi$ и NN . При расчете полной ширины $\Gamma_{\mathcal{D}_{12}}$, так же, как в Главе 2, мы пренебрегли малым вкладом канала NN и предположили одинаковую энергетическую зависимость для ширин распада по каналам $d\pi$ и $NN\pi$. С учетом этих допущений, полная ширина $\Gamma_{\mathcal{D}_{12}}$ может быть представлена в виде

$$\Gamma_{\mathcal{D}_{12}}(M_{d\pi_i}) \simeq \frac{\Gamma_{\mathcal{D}_{12}}^*}{\Gamma_{\mathcal{D}_{12}d\pi_i}^{(1)*}} \Gamma_{\mathcal{D}_{12}d\pi_i}^{(1)}(\lambda_j(M_{d\pi_i})), \quad j \neq i. \quad (3.47)$$

Аналогично, для полной ширины резонанса \mathcal{D}_{03} , пренебрегая вкладом канала NN и допуская одинаковую энергетическую зависимость для парциальных ширин распада по каналам $d\pi\pi$ и $NN\pi\pi$, получаем:

$$\Gamma_{\mathcal{D}_{03}}(E) \simeq \frac{\Gamma_{\mathcal{D}_{03}}^*}{\Gamma_{\mathcal{D}_{03}d\pi\pi}^*} \Gamma_{\mathcal{D}_{03}d\pi\pi}(E), \quad (3.48)$$

где мы учли, что $M_{np} = E$. В свою очередь, ширина распада $\Gamma_{\mathcal{D}_{03}d\pi\pi}(E)$ вычисляется по формуле

$$\Gamma_{\mathcal{D}_{03}d\pi\pi}(E) = \frac{2}{(4\pi)^5 E} \int \frac{1}{7} \sum_{s_3, s_d} |M^{(\sigma)} + M^{(\mathcal{D}_{12})}|^2 d\rho = \frac{2}{(4\pi)^5 E} \int \frac{1}{5} \sum_{\mu} |\mathcal{M}'_{\mu}|^2 d\rho. \quad (3.49)$$

где $d\rho = qk d\Omega_q d\Omega_k dM_{\pi\pi}/E$, $\mathcal{M}'_{\mu} = \mathcal{M}_{\mu}/(\sqrt{5}F_0(p)G_{\mathcal{D}_{03}}(E))$ (см. формулу (3.43)), и суммирование производится по всем значениям $\mu = 0, \pm 1, \pm 2$.

В действительности, поскольку резонансы \mathcal{D}_{12} и \mathcal{D}_{03} лежат достаточно далеко от соответствующих порогов ($d+\pi$ и $d+\pi+\pi$), их полные ширины в области

$|M - M^*| \lesssim \Gamma^*/2$, где форма $\Gamma(M)$ играет существенную роль, мало отличаются от констант. Поэтому результаты расчетов оказываются слабо чувствительными к энергетической зависимости полных ширин дибарионных резонансов (этот факт является дополнительным оправданием описанных выше приближений).

Для массы и полной ширины резонанса \mathcal{D}_{03} мы выбрали значения $M_{\mathcal{D}_{03}} = 2380$ МэВ и $\Gamma_{\mathcal{D}_{03}} = 70$ МэВ, на основе данных [35]. Для изовекторного дибариона \mathcal{D}_{12} здесь были использованы те же самые значения массы и ширины, что и в расчетах реакций однопионного рождения, изложенных в предыдущей главе. Мы также исследовали два значения параметра обрезания $\Lambda_{\pi d}$ для ширины распада $\mathcal{D}_{12} \rightarrow \pi d$: $\Lambda_{\pi d} = 0.15$ ГэВ, найденное из условия постоянства ширины вблизи резонансного пика (это наиболее простая аппроксимация для ширины распада, применимая вблизи резонанса), и $\Lambda_{\pi d} = 0.3$ ГэВ, полученное исходя из аналогии с распадом $\Delta \rightarrow \pi N$. Как было показано в Главе 2, выбор меньшего из этих двух значений параметра $\Lambda_{\pi d}$ немного ухудшает согласие с эмпирическими данными для однопионного рождения (см. Рис. 2.6), хотя, учитывая погрешности в расчете фоновых процессов, это расхождение вряд ли можно считать существенным. С другой стороны, можно предположить, что сечения 2π -рождения, рассчитанные на основе дибарионного механизма без учета фоновых процессов, будут более чувствительны к этому параметру.

Результаты расчетов были нормированы на полное сечение реакции $pn \rightarrow d + \pi^0 \pi^0$ в точке $\sqrt{s} = 2.38$ ГэВ, $\sigma(2.38) = 0.255$ мбн.² Масса и ширина σ -мезона, а также относительный вес амплитуд процессов (а) и (б) были извлечены из экспериментального спектра инвариантных масс $M_{\pi^0 \pi^0}$ [35] при $\sqrt{s} = 2.38$ ГэВ. Относительную фазу двух амплитуд $\Delta\varphi$ мы положили равной нулю (такой выбор соответствует знаку “+” между амплитудами процессов (а) и (б)), поскольку любой другой выбор $\Delta\varphi$ приводит к росту вклада σ -механизма, что искажает наблюдаемое распределение по инвариантной массе $M_{d\pi^0}$ (см. след. раздел). Таким образом, для нормировки результатов и подгонки трех вышеуказанных

² Это значение соответствует данным [35], перенормированным в работе [147].

параметров мы использовали данные из работ [35, 147] по полным сечениям и спектру $M_{\pi^0\pi^0}$ при $\sqrt{s} = 2.38$ ГэВ, а также форму спектра $M_{d\pi^0}$ для определения относительной фазы амплитуд. Другие энергетические и угловые распределения были рассчитаны с теми же самыми параметрами. Параметры резонансов, использованные в расчетах, как фиксированные независимо, так и найденные из подгонки экспериментальных данных, приведены в Табл. 3.2.

Таблица 3.2. Параметры резонансов R и их каналов распада $R \rightarrow a + b$.

R	m_R , МэВ	Γ_R , МэВ	ab	l	p^* , МэВ	κ , ГэВ
\mathcal{D}_{03}	2380	70	np	2	730	0.35
			σd	2	362	0.18
			$\pi^0\mathcal{D}_{12}$	1	177	0.12
\mathcal{D}_{12}	2150	110	$\pi^0 d$	1	224	0.15; 0.3
σ	300	100	$\pi^0\pi^0$	0	65	0.09

На данном этапе построенная модель позволяет извлечь из имеющихся экспериментальных данных лишь произведения парциальных ширин для различных распадов, но не сами ширины. Для нахождения ширин распадов, указанных в Табл. 3.2, и извлечения соответствующих вершинных констант требуется дополнительная независимая информация из других экспериментов или теоретических моделей.

3.3. Результаты расчетов

3.3.1. Спектры инвариантных масс и угловые распределения при энергии

$$\sqrt{s} = 2.38 \text{ ГэВ}$$

Результаты расчетов в рамках описанной выше модели для дифференциальных распределений по инвариантным массам $M_{\pi\pi}$ и $M_{d\pi}$ при энергии $\sqrt{s} = 2.38$ ГэВ, где полное сечение близко к максимуму [35], представлены на Рис. 3.2

(а) и (б), соответственно. Теоретические результаты и экспериментальные данные [35] были нормированы на экспериментальное значение полного сечения при данной энергии, полученное в работе [147], $\sigma(2.38) = 0.255$ мбн (коэффициент перенормировки сечений, по сравнению с данными [35], составляет 0.63 [147]).

Из Рис. 3.2 ясно видно, что дибарионная модель очень хорошо описывает экспериментальные данные по обоим распределениям инвариантных масс. Анализ отдельных вкладов двух механизмов распада резонанса \mathcal{D}_{03} , т.е. через промежуточный σ -мезон (а) и \mathcal{D}_{12} -дибарион (б), показывает, что каждый из этих механизмов дает явное резонансное усиление в соответствующем спектре инвариантных масс. Так, механизм (а), хотя и имеет весьма малую вероятность в сравнении с механизмом (б), дает заметное околороговое усиление (АВС-эффект) в $M_{\pi\pi}$ -спектре. Конструктивная интерференция между процессами (а) и (б) приводит к дополнительному усилению АВС-пика и дает его наблюдаемую величину. При этом масса и ширина σ -мезона должны быть весьма малыми: $m_\sigma \simeq 300$ МэВ, $\Gamma_\sigma \simeq 100$ МэВ. Как будет показано в следующем разделе, такие низкие значения параметров σ -мезона могут являться указанием на частичное восстановление киральной симметрии в возбужденном $6q$ -мешке.

Следует отметить, что при расчете полной ширины σ -мезона мы не учитывали малое различие масс нейтральных и заряженных пионов. Вместе с тем, поскольку σ -мезон в нашей модели оказывается околороговым резонансом, указанное различие масс может влиять на форму $M_{\pi\pi}$ -спектра для механизма (а). Мы провели независимое исследование этого вопроса и нашли, что, тем не менее, данное уточнение практически не меняет приведенных результатов для наблюдаемых распределений в реакции $pn \rightarrow d\pi^0\pi^0$, однако является важным для объяснения наблюдаемого различия [147] между $M_{\pi\pi}$ -спектрами в реакциях $pn \rightarrow d\pi^0\pi^0$ и $pn \rightarrow d\pi^+\pi^-$.

В распределении по инвариантной массе $M_{d\pi}$ (см. Рис. 3.2 (б)) механизм (а) дает лишь небольшой гладкий фон, тогда как наблюдаемое сечение с максимумом

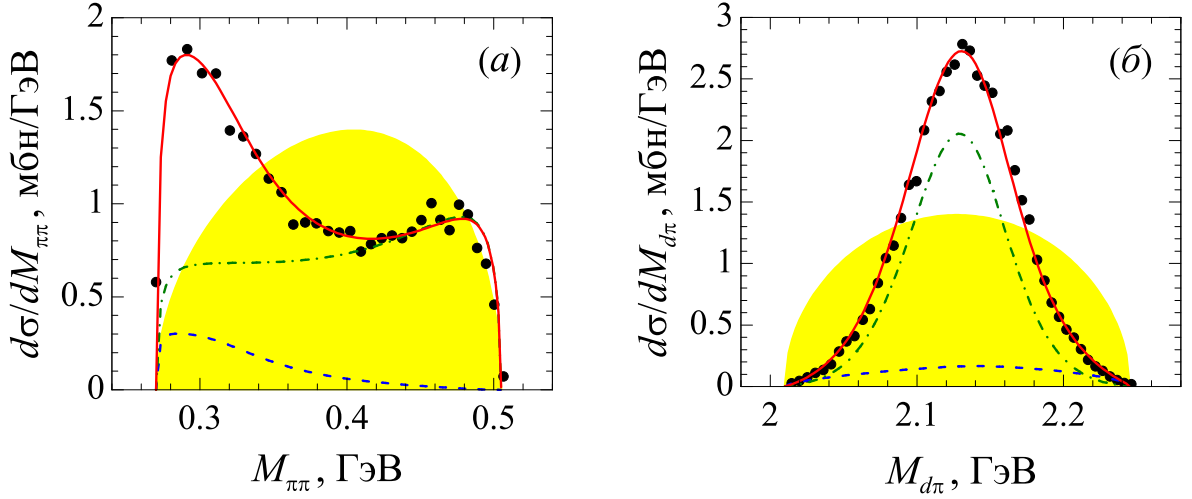


Рис. 3.2. Спектры инвариантных масс двух пионов (а), а также пиона и дейтрона (б), полученные в реакции $pn \rightarrow d + \pi^0\pi^0$ при энергии $\sqrt{s} = 2.38$ ГэВ. Кривые: штриховые — вклад механизма рождения промежуточного σ -мезона (см. Рис. 3.1 (а)), штрих-пунктирные — вклад механизма образования промежуточного изовекторного дибариона D_{12} (см. Рис. 3.1 (б)), сплошные — полный расчет. Затененные области соответствуют фазовому объему, нормированному на полное сечение. Экспериментальные данные (точки) взяты из работы [35] и перенормированы согласно результатам работы [147].

мом при $M_{d\pi} = 2.15$ ГэВ уже качественно воспроизводится одним механизмом (б). Важно отметить, что резонансный пик в $M_{d\pi}$ -распределении был ранее проинтерпретирован как результат возбуждения двух Δ -изобар в промежуточном состоянии [35]. Однако наши результаты явно показали возможность альтернативной интерпретации этого пика как сигнала возбуждения промежуточного дибарионного резонанса $D_{12}(2150)$, который затем распадается на конечный дейтрон и пион.

Среди всех наблюдаемых рассматриваемой реакции именно $M_{d\pi}$ -распределение в нашей модели наиболее чувствительно к параметрам дибариона D_{12} . В связи с результатами, изложенными ранее, этот вопрос следует рассмотреть более детально. Во-первых, вопреки предположению, сделанному в начале данного раздела, мы нашли, что это распределение довольно слабо зависит от параметра $\Lambda_{\pi d}$. Увеличение $\Lambda_{\pi d}$ с 0.15 до 0.3 ГэВ приводит к небольшому “сужению”

распределения и к увеличению высоты пика примерно на 10%, что в целом немного ухудшает согласие с экспериментом. Однако, используя слегка модифицированные параметры дибариона \mathcal{D}_{12} ($M'_{\mathcal{D}_{12}} = 2.155$ ГэВ, $\Gamma'_{\mathcal{D}_{12}} = 103$ МэВ, $\Lambda'_{\pi d} = 0.25$ ГэВ), с которыми парциальное сечение однопионного рождения в волне 1D_2P описывается точно, мы одновременно получили и почти точное описание $M_{d\pi}$ -распределения в реакции 2π -рождения (ср. тонкие сплошные кривые на Рис. 2.6 и 3.3), причем основную роль здесь также играет небольшое увеличение массы дибариона. Это показывает возможность очень хорошего совместного описания независимых данных для одно- и двухпионного рождения с одними и теми же реалистическими параметрами дибариона \mathcal{D}_{12} .

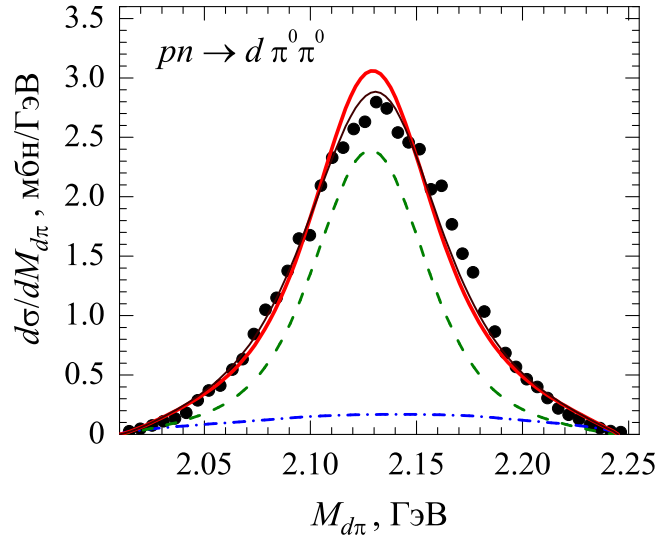


Рис. 3.3. Распределение по инвариантной массе $d\pi$ -системы в реакции $pn \rightarrow d\pi^0\pi^0$ при $\sqrt{s} = 2.38$ ГэВ. Жирная сплошная кривая соответствует параметрам изовекторного дибариона \mathcal{D}_{12} , зафиксированным при расчетах реакции $pp \rightarrow d\pi^+$, тонкая сплошная кривая получена при немного измененных параметрах (см. текст). Также показаны отдельные вклады двух мод распада дибариона \mathcal{D}_{03} : излучения σ -мезона (штриховая кривая) и образования промежуточного состояния $\mathcal{D}_{12} + \pi$ (штрих-пунктирная кривая). Экспериментальные данные (точки) взяты из работы [35] и перенормированы согласно результатам работы [147].

С другой стороны, мы нашли, что при изменении массы резонанса \mathcal{D}_{12} на 10–20 МэВ в спектре инвариантных масс $M_{d\pi}$ в процессе 2π -рождения, в отличие от реакции $NN \rightarrow d\pi$, не происходит сдвижки резонансного пика. Это

объясняется тем, что в данном процессе все распределения продуктов распада должны быть симметричны по двум конечным пионам, т.е. получаются в результате наложения двух распределений для каждого из пионов. Как следствие этой симметрии, изменения двух отдельных вкладов в большой степени компенсируют друг друга и поэтому слабо отражаются на суммарном распределении. Поэтому неудивительно, что распределение по инвариантной массе $d\pi$ -системы хорошо воспроизводится также механизмом распада $\mathcal{D}_{03} \rightarrow \Delta\Delta$ [35], без формального участия дибариона \mathcal{D}_{12} . При этом резонансный пик приходится на $d\pi$ инвариантную массу вблизи порога $N\Delta$, что на 20 МэВ выше массы дибариона \mathcal{D}_{12} , однако в суммарном $M_{d\pi}$ -распределении это отличие практически не проявляется. В действительности, конечно, следует учитывать обе моды распада резонанса \mathcal{D}_{03} , в каналы $\mathcal{D}_{12} + \pi$ и $\Delta + \Delta$. Однако, как уже было отмечено во введении к настоящей главе, волновая функция $\Delta\Delta$ -системы в канале $I(J^P) = 0(3^+)$, соответствующем дибариону \mathcal{D}_{03} , имеет среднеквадратичный радиус $r_{\Delta\Delta} \simeq 0.7\text{--}0.9$ Фм [151], т.е. две Δ -изобары в этом состоянии почти полностью перекрываются друг с другом. Поэтому естественно считать, что основная компонента дибариона \mathcal{D}_{03} , т.е. $\Delta\Delta$, — это не физическая система двух изолированных Δ -изобар, которая крайне нестабильна, поскольку должна иметь огромную ширину $\Gamma_{\Delta\Delta} \simeq 2\Gamma_{\Delta}$, а лишь специфическая $6q$ -конфигурация с квантовыми числами $\Delta\Delta$ -системы. Это подтверждается также экспериментальным наблюдением, что ширина резонанса \mathcal{D}_{03} намного меньше ширины системы двух изолированных Δ -изобар: $\Gamma_{\mathcal{D}_{03}} \simeq 70$ МэВ \ll $\Gamma_{\Delta\Delta} = 235$ МэВ. Кроме того, нужно принять во внимание тот факт, что ширина состояния $\pi + \mathcal{D}_{12}$ также в два раза меньше ширины системы $\Delta + \Delta$, и время жизни, соответственно, в два раза больше. Поэтому вполне естественным кажется предположение, что пионная эмиссия происходит из самого дибариона \mathcal{D}_{03} , т.е. $6q$ -объекта малого радиуса, а не из изолированных Δ -изобар. Тогда распад резонанса \mathcal{D}_{03} именно по каналу $\pi + \mathcal{D}_{12}$, а не $\Delta + \Delta$ следует рассматривать как его основную моду распада, хотя формально можно описать обе моды распада через промежуточные $\Delta\Delta$ - и

$N\Delta$ -состояния [152].

На Рис. 3.4 показаны распределения по углам вылета конечных пионов и дейтронов в с.ц.и. Хотя описание экспериментальных данных в этом случае не такое хорошее, как для спектров инвариантных масс, основные качественные черты угловых распределений также удается воспроизвести. Причины расхождений с данными при больших и малых углах следует искать в неучтенных механизмах распада дибариона D_{03} (таких, как, например, вылет некоррелированных пионов в s - и d -волнах), а также в пренебрежении вкладом высших волн в описании двух учтенных механизмов. Учет механизмов (как t -, так и s -канального) образования и распада промежуточной системы Δ - Δ дает угловые распределения, близкие к тем, что показаны на Рис. 3.4 и вряд ли может улучшить описание данных при малых и больших углах.

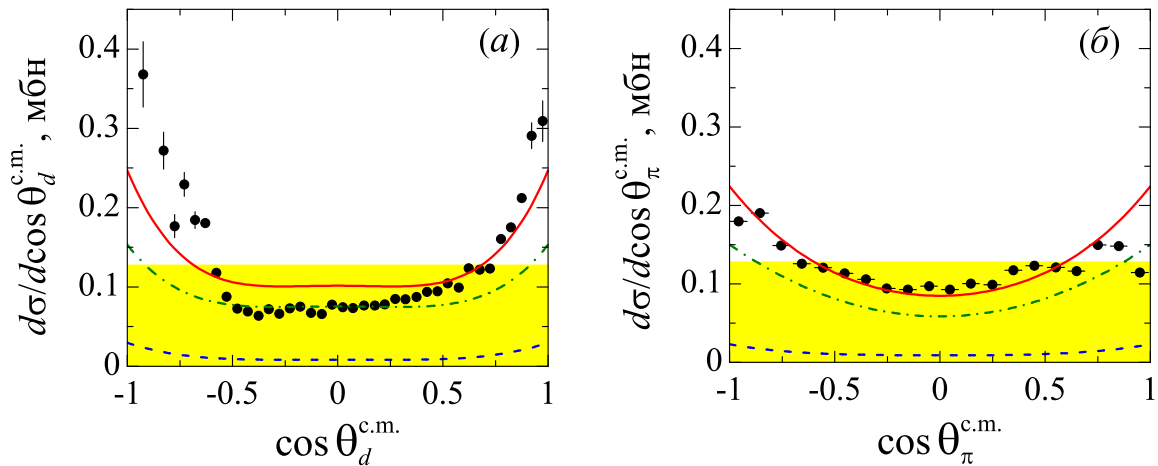


Рис. 3.4. Угловые распределения для вылета конечного дейтрона (а) и пиона (б) в с.ц.и. при энергии $\sqrt{s} = 2.38$ ГэВ. Точки и кривые — см. подпись к Рис. 3.2.

3.3.2. Энергетическая зависимость полного сечения и спектра инвариантных масс $\pi\pi$ -системы

Полное сечение реакции $pn \rightarrow d\pi^0\pi^0$, идущей через рождение промежуточного дибариона $D_{03}(2380)$, изображено на Рис. 3.5. Мы получили очень хорошее согласие с экспериментальными данными при энергиях вблизи резонансного пи-

ка, используя гауссов (осцилляторный) формфактор в вершине $\mathcal{D}_{03} \rightarrow np$ с параметром $\alpha(^3D_3) = 0.35$ ГэВ. То, что параметр α здесь оказывается больше соответствующего параметра для вершины $\mathcal{D}_{12} \rightarrow pp$ ($\alpha(^1D_2) = 0.25$ ГэВ, см. раздел 2.3 Главы 2), кажется вполне естественным, поскольку резонанс \mathcal{D}_{03} , согласно оценкам [151, 153], характеризуется меньшим радиусом, чем резонанс \mathcal{D}_{12} . С другой стороны, из Рис. 3.5 видно, что при удалении от резонансного пика появляются довольно большие расхождения между теоретическим расчетом и экспериментом. Особенно сильные расхождения наблюдаются при энергиях $\sqrt{s} \gtrsim 2.43$ ГэВ. Известно однако [35, 162], что при этих энергиях существенный вклад должен давать традиционный механизм, основанный на t -канальном возбуждении промежуточной системы Δ - Δ [145], рождающейся вблизи порога $(\sqrt{s})_{\Delta\Delta} = 2.46$ ГэВ. Дополнительное усиление сечения в области $\Delta\Delta$ -порога может дать интерференция фонового t -канального механизма с распадом резонанса \mathcal{D}_{03} , который дает хотя и относительно малый, но ненулевой вклад в этой области энергий (см. Рис. 3.5).

На Рис. 3.6 изображены спектры инвариантных масс $M_{\pi\pi}$ при различных энергиях. Приведенные на Рис. 3.6 экспериментальные данные WASA@COSY [147] были перенормированы на экспериментальные значения полных сечений при соответствующих энергиях, измеренные в работе [35], но с обновленной нормировкой [147] (см. Рис. 3.5). Такой выбор обусловлен тем, что сами данные [35] являются более точными, т.к. были получены с более высоким разрешением по энергии, чем данные [147], однако нормировка [147] является более правильной. Мы не делали переподгонку параметров модели под новые (менее точные) данные и приводим эти данные на Рис. 3.6 лишь в качестве ориентира. Как видно из Рис. 3.6, дибарионная модель хорошо описывает данные по спектрам инвариантных масс $M_{\pi\pi}$ при энергиях $\sqrt{s} = 2.34$ – 2.38 ГэВ. В то же время, при более высоких энергиях начинают заметно проявляться другие механизмы реакции, в частности, t -канальный Δ - Δ механизм. В самом деле, экспериментальные данные явно показывают, что по мере приближения энергии к номи-

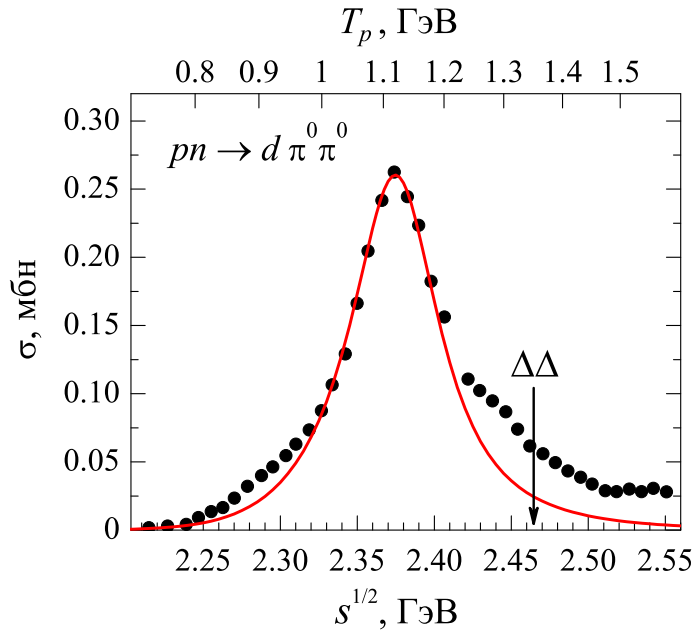


Рис. 3.5. Полное сечение реакции $pn \rightarrow d\pi^0\pi^0$. Точки — экспериментальные данные WASA@COSY [35], перенормированные согласно [147]. Сплошная кривая — расчет в дибарионной модели, включающей рождение изоскалярного резонанса $D_{03}(2380)$ с шириной $\Gamma_{D_{03}} = 70$ МэВ и гауссовым формфактором в вершине $pn \rightarrow D_{03}$ с параметром $\alpha = 0.35$ ГэВ.

нальному Δ - Δ порогу АВС-усиление становится все менее заметным, и форма $M_{\pi\pi}$ -спектра все больше приближается к соответствующей форме спектра для изовекторной реакции $pp \rightarrow d\pi^+\pi^0$ [147].

3.4. Параметры σ -мезона и восстановление киральной симметрии

Из условия наилучшего описания АВС-пика мы получили следующие параметры σ -мезона:

$$m_\sigma \simeq 300 \text{ МэВ}, \Gamma_\sigma \simeq 100 \text{ МэВ}.$$

Эти значения существенно ниже тех, которые приведены в таблицах PDG [121] для свободного σ -мезона:

$$m_\sigma^{(0)} = 400\text{--}550 \text{ МэВ}, \Gamma_\sigma^{(0)} = 400\text{--}700 \text{ МэВ}.$$

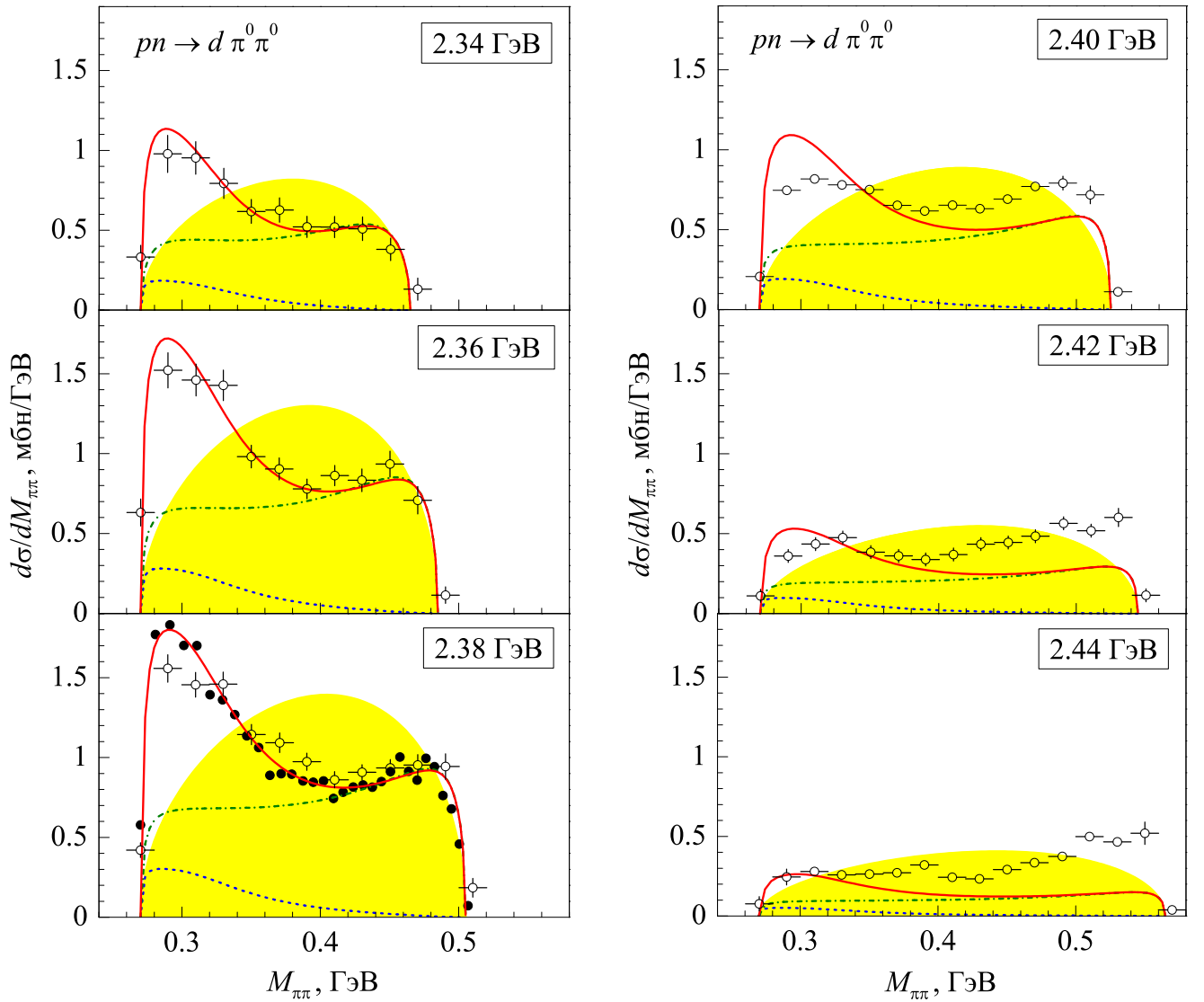


Рис. 3.6. Спектры инвариантных масс двух пионов в реакции $pn \rightarrow d + \pi^0\pi^0$ при различных энергиях. Кривые — см. подпись к Рис. 3.2. Затененные области соответствуют фазовому объему, нормированному на полное сечение. Экспериментальные данные (пустые точки) взяты из работы [147]. Для энергии $\sqrt{s} = 2.38$ ГэВ приведены также данные (залитые точки) из работы [35], перенормированные согласно [147].

С другой стороны, параметры и сам факт существования скалярного поля в дибарионной модели, а также физические значения масс дибарионов тесно связаны с идеей о частичном восстановлении киральной симметрии КХД [155]. Восстановление киральной симметрии в ядерной материи высокой плотности и/или температуры было детально исследовано в работах [163–165]. Позже в работах [166, 167] было также показано, что частичное восстановление киральной

симметрии происходит в возбужденных состояниях адронов уже при энергии возбуждения $E^* \sim 500$ МэВ, что проявляется в формировании киральных дублетов — близких по массе состояний положительной и отрицательной четности (полное восстановление симметрии соответствует полному вырождению между киральными партнерами). Все три указанных фактора — повышение плотности, температуры или энергии возбуждения — приводят к повышению кинетической энергии кварков и к “отрыву глюонной шубы”, в результате чего массы кварков приближаются к их токовым значениям (в киральном пределе стремятся к нулю). Соответственно, поскольку σ -мезон является киральным партнером пиона, при полном восстановлении киральной симметрии его масса должна сравняться с массой пиона. При частичном же восстановлении симметрии масса σ -мезона существенно уменьшается, а вместе с ней уменьшается и ширина распада $\sigma \rightarrow \pi\pi$ (из-за сокращения доступного фазового объема).³

Можно сделать вывод, что поскольку резонанс D_{03} , с которым мы имеем дело в реакции $p + n \rightarrow d + \pi^0\pi^0$, представляет собой не только плотную (при радиусе порядка нуклонного он содержит шесть кварков), но и сильно возбужденную кварковую материю, то в нем также должно происходить восстановление киральной симметрии. Тогда излучаемый им σ -мезон будет иметь массу и ширину существенно меньше, чем σ -мезон, находящийся в вакууме. Если ширина σ -мезона еще достаточно велика, он распадется раньше, чем выйдет за пределы действия дибарионного поля и приобретет свои вакуумные параметры. Соответственно, в распределении по инвариантным массам двух пионов мы увидим изначальный перенормированный σ -мезон с меньшей массой и шириной. Наш основной вывод состоит в том, что АВС-усиление, как мгновенный снимок, показывает нам именно такой перенормированный σ -мезон и является, таким образом, первым экспериментальным указанием на (частичное) восста-

³ Расчеты [165] показывают, что масса пиона остается практически постоянной при частичном восстановлении киральной симметрии. Это можно понять, учитывая, что пион является голдстоуновским бозоном, и его масса определяется в основном токовыми массами кварков.

новление киральной симметрии в pn -соударениях.

С другой стороны, как показывают эксперименты [168], в спектре инвариантных масс $M_{\pi\pi}$ в реакциях 2π -рождения в pp -соударениях, в том числе, в случае образования синглетного дейтрона $pp(^1S_0)$, АВС-эффект проявляется очень слабо (хотя он может быть усилен при выборе определенных кинематических условий [169]). Однако можно предположить, что промежуточные (изовекторные) дибарионные резонансы, которые могут рождаться в pp -соударениях, также распадаются с двухпионной эмиссией, в том числе, через рождение промежуточного σ -мезона. В следующих двух разделах мы качественно рассмотрим возбуждение изовекторных дибарионов в реакциях 2π -рождения в pp -соударениях и покажем, как кварковая структура дибарионов может влиять на вероятность АВС-усиления в спектре инвариантных масс 2π -системы.

3.5. Сигналы изовекторных дибарионов в реакциях

2π -рождения в pp -соударениях

Насколько известно автору, в реакциях двухпионного рождения в NN -соударениях в изовекторном канале, типа $pp \rightarrow d\pi^+\pi^0$, $pp \rightarrow pp\pi^0\pi^0$ и др., рождение промежуточных дибарионных резонансов никогда прежде не рассматривалось. В самом деле, основной изовекторный дибарион \mathcal{D}_{12} лежит как раз на пороге 2π -рождения $(\sqrt{s})_{NN\pi\pi} = (2m_p + 2m_{\pi^0}) \approx 2.15$ ГэВ, поэтому его распад с двухпионной эмиссией очень маловероятен. Однако изовекторные дибарионы с более высокими массами, найденные уже давно в pp -рассеянии в парциальных волнах 3F_3 , 1G_4 и т.д. [11] (если они существуют), должны распадаться по каналам $d\pi\pi$ и $NN\pi\pi$ с заметной вероятностью. Так, дибарион $\mathcal{D}_{13}^-(2240)$ (3F_3) должен возбуждаться в pp -соударениях при энергии $T_p = (M_D^2/2m_p - 2m_p) \approx 800$ МэВ, дибарион $\mathcal{D}_{14}(2430)$ (1G_4) — при энергии $T_p \approx 1.3$ ГэВ и т.д. Возможность увидеть эти дибарионы в сечениях 2π -рождения определяется в основном относительным вкладом фоновых процессов. Однако заведомо известно, что вклад

фоновых мезон-обменных механизмов (с мягкими вершинными формфакторами) в 2π -рождение будет существенно меньше, чем в упругие каналы и в однопионное рождение, поскольку 2π -рождение сопровождается еще большими переданными импульсами.

Основными стандартными механизмами реакций 2π -рождения в pp -соударениях в области энергий $T_p \sim 1$ ГэВ являются процессы t -канального возбуждения промежуточных “псевдорезонансных” систем NR ($T_p \simeq 0.9\text{--}1.1$ ГэВ), где R — роперовский резонанс $N^*(1440)$, и $\Delta\Delta$ ($T_p \simeq 1.3\text{--}1.4$ ГэВ). Вполне естественно предположить, что вклады этих мезон-обменных механизмов будут интерферировать с резонансными процессами, идущими через рождение изовекторных дибарионов. При этом нужно иметь в виду, что масса дибариона $\mathcal{D}_{14}(2430)$ находится вблизи $\Delta\Delta$ -порога $(\sqrt{s})_{\Delta\Delta} = 2.46$ ГэВ, поэтому вклад этого дибариона может быть трудно отделим от вклада t -канального механизма возбуждения $\Delta\Delta$ -системы. Здесь мы сталкиваемся в принципе с теми же проблемами, что и при определении вклада резонанса $\mathcal{D}_{12}(2150)$ на фоне возбуждения $N\Delta$ -системы в однопионном рождении. Однако следует еще раз подчеркнуть, что, ввиду более короткодействующей природы процессов 2π -рождения, образование компактного шестикваркового объекта (дибариона) в этом случае может быть более вероятным, чем гораздо более периферический t -канальный мезонный обмен, если в последнем использовать мягкие формфакторы. С другой стороны, масса резонанса $\mathcal{D}_{13}^-(2240)$ лежит на 100–200 МэВ ниже порога возбуждения системы NR , поэтому вклад этого дибариона при энергиях $T_p \simeq 800$ МэВ, в принципе, может быть виден над уровнем фона, хотя полные сечения реакций 2π -рождения в этой области очень малы (всего 2–3 мкбн).

Рассмотрим более подробно реакцию $pp \rightarrow pp\pi^0\pi^0$, для которой имеется богатый набор экспериментальных данных [168]. Наиболее интригующей чертой полного сечения данной реакции является “плечо” при энергиях $T_p = 1\text{--}1.2$ ГэВ (см. Рис. 3.7), которое сменяется довольно быстрым ростом сечения по мере приближения к $\Delta\Delta$ -порогу. Традиционная модель группы Валенсии [156],

основанная на возбуждении промежуточных состояний $NR + \Delta\Delta$, не объясняет такого поведения данных, поскольку в этой модели сечение равномерно растет с увеличением энергии. Однако экспериментальные данные можно в принципе объяснить, если предположить доминирующий вклад двух дибарионных резонансов: $\mathcal{D}_{13}^-(2240)$ при $T_p \simeq 800$ МэВ и $\mathcal{D}_{14}(2430)$ при $T_p \simeq 1.3\text{--}1.4$ ГэВ. В этом случае полное сечение реакции $pp \rightarrow pp(\pi\pi)_0$ можно описать формулой

$$\sigma = \sum_{J=3,4} \frac{\pi(2J+1)}{p^2} \frac{2s\Gamma_{D_J}^{(i)}(s)\Gamma_{D_J}^{(f)}(s)}{(s - M_{D_J}^2)^2 + s\Gamma_{D_J}(s)^2}, \quad (3.50)$$

где $\Gamma_{D_J}^{(i)}(s)$ и $\Gamma_{D_J}^{(f)}(s)$ отвечают входной ($D_J \rightarrow pp$) и выходной ($D_J \rightarrow pp\pi^0\pi^0$) парциальным ширинам распада резонанса с полным моментом J . В первом приближении полные ширины обоих резонансов можно положить постоянными и равными $\Gamma_{D_J} = 150$ МэВ. Входные парциальные ширины $\Gamma_{D_J \rightarrow pp}$ также можно приближенно считать постоянными в рассматриваемой области энергий (вдали от pp -порога), однако для сравнения теоретического расчета с данными вблизи порога 2π -рождения необходимо как-то учесть энергетическую зависимость выходных ширин $\Gamma_{D_J \rightarrow pp\pi^0\pi^0}$. Эти выходные ширины пропорциональны фактору $(s - 4(m + m_\pi)^2)^n$, где показатель степени n , вообще говоря, зависит от динамики распада. Мы нашли, что хорошее описание данных для полного сечения реакции $pp \rightarrow pp\pi^0\pi^0$ вблизи порога получается при $n = 4$. Результат расчета по формуле (3.50) изображен на Рис. 3.7, наряду с предсказаниями модели Валенсии [156]. При этом, для воспроизведения экспериментальных сечений вблизи энергий $T_p = 800$ МэВ и $T_p = 1.3$ ГэВ, соответствующих двум резонансным максимумам в нашей модели, требуется, чтобы ширины резонансов удовлетворяли условиям: $\Gamma^{(i)}\Gamma^{(f)}/\Gamma^2 \simeq 1.13 \times 10^{-6}$ и 5.63×10^{-5} для резонансов \mathcal{D}_{13}^- и \mathcal{D}_{14} , соответственно. Если принять, что для этих дибарионов, так же, как и для \mathcal{D}_{12} , входная (упругая) ширина составляет $\simeq 10\%$ от полной, то для ширин распада по каналу $pp\pi^0\pi^0$ получаются следующие оценки: $\Gamma_{D_{13}^- \rightarrow pp\pi^0\pi^0}/\Gamma_{D_{13}^-} \simeq 0.05\%$ и $\Gamma_{D_{14} \rightarrow pp\pi^0\pi^0}/\Gamma_{D_{14}} \simeq 2.5\%$. Эти оценки, как следует из формулы (3.50), не зависят

ни от абсолютных значений парциальных и полных ширин, ни от параметризации их энергетической зависимости. Таким образом, уже совсем небольшой вероятности распада изовекторных дибарионов в канал $pp\pi^0\pi^0$ достаточно для разумного описания полного сечения рассматриваемой реакции только в терминах промежуточных дибарионов.

В более полной версии модели, конечно, следует учитывать интерференцию дибарионных механизмов с фоновыми процессами. В частности, можно предположить, что учет интерференции рождения дибариона $\mathcal{D}_{14}(2430)$ с механизмом возбуждения $\Delta\Delta$ -системы позволит улучшить описание данных при $T_p \simeq 1.4$ ГэВ, а t -канальное возбуждение системы NR , из-за очень большой ширины роуперовского резонанса, по-видимому, даст относительно гладкий фон при $T_p \simeq 1$ ГэВ.

Однако уже сейчас мы видим, что дибарионная модель, даже в самом простом представленном здесь варианте, описывает данные по 2π -рождению *не хуже*, чем традиционная модель t -канального возбуждения барионных резонансов. Следует отметить, что в недавно появившейся работе Коллаборации WASA@COSY [170] было измерено полное сечение аналогичной реакции $pn \rightarrow pn\pi^0\pi^0$ в области энергий $T_p \sim 1$ ГэВ. Эксперимент ясно показывает усиление сечения при энергиях $T_p \simeq 1.1$ ГэВ, соответствующих рождению изоскалярного резонанса $\mathcal{D}_{03}(2380)$. Поэтому кажется вполне естественным, что в реакции $pp \rightarrow pp(\pi\pi)_0$ могут проявляться изовекторные резонансы $\mathcal{D}_{13}^-(2240)$ и $\mathcal{D}_{14}(2430)$ (хотя резонансные пики будут более “размазанными” по сравнению с изоскалярным пиком $\mathcal{D}_{03}(2380)$ из-за большей ширины изовекторных дибарионов).

Интересно отметить, что недавно была предпринята попытка [168] модификации традиционной модели Валенсии [156] с целью описания многочисленных новых данных по 2π -рождению в pp -соударениях. Было найдено, что для воспроизведения основных черт полных и дифференциальных сечений реакции $pp \rightarrow pp\pi^0\pi^0$ необходимо сократить на порядок (т.е. почти убрать) вклад ρ -обмена в исходной модели. Также в этой модифицированной версии были от-

брошены формфакторы в вершинах рождения и поглощения мезонов. В действительности, такая модификация соответствует учету только однопионного обмена с параметрами обрезания $\Lambda = \infty$. Хотя такая модель вряд ли может иметь отношение к реальной физической картине, здесь возникает интересная параллель с работой [130], где свойства дейтрона были описаны с высокой точностью при помощи только однопионного обмена с $\Lambda = \infty$, а также с работой [107], где было показано, что в такой модели удается качественно описать (хотя и с неправильной нормировкой) сечение реакции $\pi^+ d \rightarrow pp$. Вероятно, все эти наблюдения тесно связаны с упомянутым в Главе 2 общим принципом непрерывности адронных и кварковых степеней свободы в описании различных процессов.

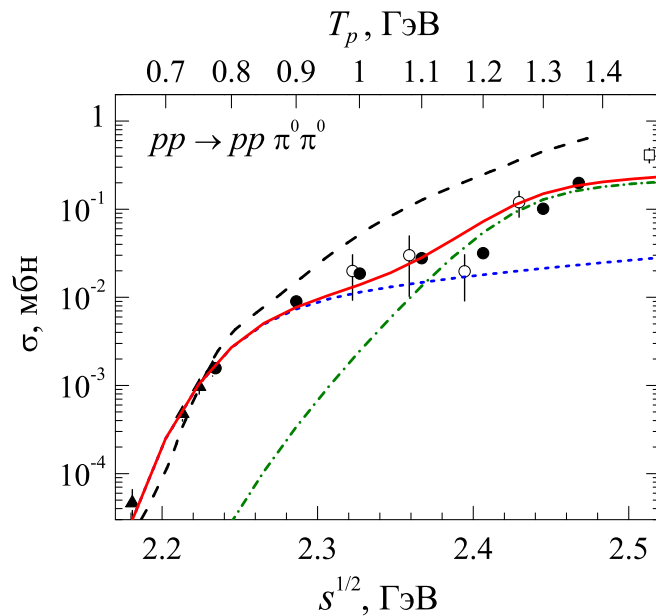


Рис. 3.7. Полное сечение реакции $pp \rightarrow pp\pi^0\pi^0$. Приведены экспериментальные данные, полученные на детекторе WASA (залитые символы) и более старые данные, полученные на пузырьковой камере (пустые символы) — см. работу [168] и ссылки в ней. Штриховой кривой показан расчет группы Валенсии [156] в модели, учитывающей процессы t -канального возбуждения систем NR и $\Delta\Delta$. Сплошная кривая соответствует расчету в дибарионной модели, включающей рождение двух гипотетических резонансов $\mathcal{D}_{13}^-(2240)$ (3F_3) и $\mathcal{D}_{14}(2430)$ (1G_4). Отдельные вклады двух резонансных механизмов показаны точечной (\mathcal{D}_{13}^-) и штрих-пунктирной (\mathcal{D}_{14}) кривыми.

Чтобы дальше прояснить относительную роль резонансных и фоновых (или псевдорезонансных) процессов в реакциях 2π -рождения в области энергий $T_p \simeq$

0.8–1.5 ГэВ, требуется более детальное знание параметров дибарионных резонансов, наряду с независимым подтверждением низких значений параметров высокоимпульсного обрезания, используемых в традиционных мезон-обменных механизмах. Однако даже на данном этапе нашего знания включение дибарионных механизмов позволяет объяснить некоторые важные экспериментальные закономерности, которые не находят объяснения в рамках традиционных подходов.

3.6. Двухпионное рождение и спектроскопия дибарионов

В данном разделе мы проанализируем резкое отличие между сечениями двухпионного рождения в pn - и pp -соударениях при энергиях $T_p \sim 1$ ГэВ с точки зрения структуры соответствующих дибарионов и их спектров. В работах [168, 170] было найдено, что полные сечения рождения скаляр-изоскалярных пионных пар, т.е. $\pi^0\pi^0$ или $(\pi^+\pi^-)_0$, в pn -соударениях на порядок превосходят аналогичные сечения в pp -соударениях при тех же энергиях ($T_p = 1.1$ – 1.2 ГэВ). Это сильное различие было проинтерпретировано как следствие рождения изоскалярного дибариона $D_{03}(2380)$ в pn -соударениях. Важно подчеркнуть, что *упругие* сечения pn - и pp -рассеяния, напротив, весьма близки друг к другу в этой же энергетической области. Более того, в распределении инвариантных масс $\pi\pi$ -системы в реакции $pn \rightarrow d\pi^0\pi^0$ наблюдается резкое околопороговое усиление (АВС-эффект), в то время как в аналогичной по кинематике реакции $pp \rightarrow pp(^1S_0)\pi^0\pi^0$ такого усиления нет [168]. Если теперь принять предположение (см. предыдущий раздел), что рождение дипионов в pp -соударениях также в большой степени связано с образованием промежуточных (изовекторных) дибарионных резонансов, то интересно было бы понять причины наличия АВС-усиления в pn - и отсутствия его в pp -соударениях. Для этой цели важно установить взаимосвязь между изоскалярными и изовекторными дибарионами, а также влияние их возможной кварковой структуры на вероятность рождения

пионных пар.

3.6.1. Кварк-кластерная модель дибарионов

В Табл. 3.3 параметры (массы и полные ширины) экспериментально обнаруженных (нестранных) дибарионов сравниваются с теоретическими предсказаниями Дайсона и Ксуонга [6], сделанными на основе $SU(6)$ -симметрии.

Таблица 3.3. Параметры дибарионов, извлеченные из экспериментов, в сравнении с теоретическими предсказаниями [6], приведенными в последнем столбце таблицы.

\mathcal{D}	$I(J^P)$	$^{2S+1}L_J(NN)$	M_D^{exp} , ГэВ	Γ_D , МэВ	$M_D^{\text{SU}(6)}$, ГэВ
$\mathcal{D}_{01} (d)$	$0(1^+)$	3S_1	1.88	0	1.88
$\mathcal{D}_{03} (d^*)$	$0(3^+)$	3D_3	$\simeq 2.38$	$\simeq 70$	2.35
\mathcal{D}_{10}	$1(0^+)$	1S_0	1.88	0–0.5	1.88
\mathcal{D}_{12}	$1(2^+)$	1D_2	$\simeq 2.15$	$\simeq 120$	2.16
\mathcal{D}_{13}^-	$1(3^-)$	3F_3	$\simeq 2.24$	100–150	—
\mathcal{D}_{14}	$1(4^+)$	1G_4	$\simeq 2.43$	$\simeq 150$	—
\mathcal{D}_{15}^-	$1(5^-)$	3H_5	$\simeq 2.70$	$\simeq 200$	—
\mathcal{D}_{21}	$2(1^+)$	—	$\simeq 2.16$?	2.16
\mathcal{D}_{30}	$3(0^+)$	—	?	?	2.35

В отношении возможной кварковой структуры этих дибарионных состояний можно руководствоваться аргументами двух теоретических групп из Наймегена [19] и ИТЭФ [20], а также построенной ими моделью, основанной частично на оценках масс мультикварковых кластеров, полученных в модели МПТ-мешков. Согласно аргументам авторов из ИТЭФ, изовекторные дибарионы с $J^P = 2^+, 3^-, 4^+, 5^-, \dots$, наблюдаемые в $\vec{p} + \vec{p}$ рассеянии как сильно неупругие резонансы, имеют двухкластерную структуру $[q^4 - q^2]$, т.е. состоят из тетракварка q^4 и дикварка q^2 , соединенных цветной КХД-струной. При этом тетракварк с массой $M(q^4) = 1.05\text{--}1.15$ ГэВ имеет квантовые числа $(S = 1, T = 0)^4$, а

⁴ Согласно работам [20], мы здесь используем буквы S и T для обозначения спина и изоспина мультиквар-

дикварк является аксиальным, т.е. имеет квантовые числа $S = T = 1$ и массу $M(q_A^2) = 450\text{--}500$ МэВ. Также, согласно [20], вся наблюдаемая серия изовекторных дибарионов лежит на релятивистской Редже-траектории, описывающей вращательные возбуждения струны, соединяющей кварковые кластеры, причем важный вклад в массу этих дибарионов дает релятивистское спин-орбитальное взаимодействие. В этом случае траектория изовекторных дибарионных состояний может отличаться от прямой линии на графике $[J, M^2]$, где J — полный угловой момент дибариона. Однако можно воспользоваться тем обстоятельством, что для относительно малых энергий вращательного возбуждения дибарионов $E^* = \Delta M \ll M_0$, где M_0 — масса низшего состояния вращательной серии, справедливо нерелятивистское описание вращательных возбуждений кластеризованной системы $[q^4 - q^2]$ с орбитальным моментом L между мультикварковыми кластерами. В этом случае серии последовательно растущих значений $L = 0, 1, 2, 3, \dots$ отвечает последовательность изовекторных дибарионов переменной четности⁵ $\mathcal{D}_{12}(2.15)$, $\mathcal{D}_{13}^-(2.24)$, $\mathcal{D}_{14}(2.43)$, $\mathcal{D}_{15}^-(2.7)$, \dots (в скобках приведены массы дибарионов в ГэВ). В этом случае серия изовекторных дибарионов должна адекватно описываться простой нерелятивистской формулой (отвечающей модели жесткого ротатора) для вращательных состояний системы $[q^4 - q^2]$ с некоторой поправкой M_{LS} за счет спин-орбитального взаимодействия:

$$M_D(L) = M_0 + \alpha \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} L(L+1) + M_{LS}, \quad (3.51)$$

где \mathcal{I} — момент инерции вращающейся кварк-кластерной системы и α — константа, учитывающая кинетическую энергию самой струны.

На Рис. 3.8 изображен график зависимости масс известных изовекторных дибарионов от квадрата орбитального момента $L(L+1)$. Из графика ясно видно, что массы изовекторных дибарионов хорошо укладываются на прямую линию, что дает весьма сильный аргумент в пользу кварк-кластерной структуры $[q^4 - q^2]$

ковых кластеров.

⁵ Мы опускаем здесь верхний индекс “+” для дибарионов положительной четности.

с мультикварковыми кластерами на концах вращающейся цветной струны, для описания которой в первом приближении можно использовать нерелятивистскую модель жесткого ротатора. При этом поправка за счет спин-орбитального взаимодействия, очевидно, не приводит к заметному отклонению от прямой линии на графике $[L(L + 1), M]$. Интересно отметить, что в работе [171], по аналогии с вращательными полосами в ядерной физике, те же изовекторные дибарионы рассматривались как вращательные состояния NN -системы (без учета спин-орбитального взаимодействия). При этом оказалось, что траектория дибарионов на графике $[L_{NN}(L_{NN} + 1), M]$ также весьма близка к прямой линии. Однако, учитывая сильную неупругость дибарионных состояний в NN -канале, кварк-кластерная структура дибарионов кажется нам более адекватной.

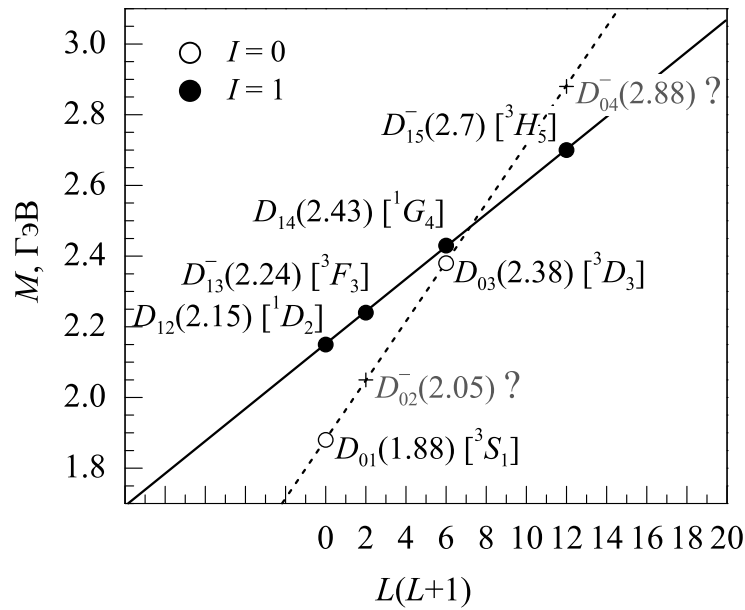


Рис. 3.8. Зависимость масс известных изовекторных и изоскалярных дибарионов от квадрата орбитального углового момента $L(L + 1)$ между кварковыми кластерами q^4 и q^2 . В круглых скобках приведены массы дибарионов, в квадратных скобках — доминирующие парциальные волны NN -системы, в которых рождаются соответствующие дибарионы. Крестиками отмечены гипотетические изоскалярные дибарионы отрицательной четности, не распадающиеся в NN -канал.

Также на Рис. 3.8 нанесены массы двух изоскалярных дибарионов (дейтрона $D_{01}(1.88)$ и $D_{03}(2.38)$), которые получаются из их изовекторных аналогов при тех же значениях L ($D_{12}(2.15)$ и $D_{14}(2.43)$, соответственно) путем заме-

ны аксиального дикварка на скалярный. Если предположить, что последовательность изоскалярных дибарионов также описывается моделью жесткого ротатора (а здесь поправки за счет спин-орбитального взаимодействия будут гораздо меньше, чем для изовекторной серии, поскольку ненулевой спин имеет только тетракварк) и провести прямую линию, соединяющую дейтронный дибарион \mathcal{D}_{01} с дибарионом \mathcal{D}_{03} , то можно предсказать существование двух изоскалярных дибарионов отрицательной четности с массой до 3 ГэВ, а именно, $\mathcal{D}_{02}^-(2.05)$ и $\mathcal{D}_{04}^-(2.88)$. Поскольку эти дибарионы соответствуют нечетным значениям L , они не распадаются в NN -канал ($L + S + I = L + 1$ — четное число). Отметим, что дибарион \mathcal{D}_{02}^- (или d'), отвечающий $L = 1$, также был предсказан в работах [19] и [20]. При этом в модели ИТЭФ [20] d' -дибарион имеет ту же самую массу $M_{d'} \simeq 2.05$ ГэВ. Однако, к сожалению, экспериментальные поиски этого дибариона пока не привели к однозначным результатам [172]. Другой изоскалярный дибарион отрицательной четности, \mathcal{D}_{04}^- (или d'^*) с массой 2.88 ГэВ, насколько нам известно, предсказывается здесь впервые. Нам представляется, что поиск этих изоскалярных дибарионов, а также уточнение параметров известных на сегодня изовекторных дибарионов представляет важную задачу для выяснения истинной структуры резонансных $6q$ -состояний.

Согласно модели ИТЭФ [20], именно кластерная структура с достаточно разделенными кварковыми кластерами позволяет существовать относительно долго $6q$ -конфигурациям с ширинами $\Gamma_{6q} \simeq 100\text{--}150$ МэВ, т.е. того же порядка, что и ширина Δ -изобары. В этой связи важно добавить, что в дибарионной модели ядерных сил [42] тот же эффект кластеризации кварков в случае скалярного дикварка $q^2(S = T = 0)$ и тетракварка $q^4(S = 1, T = 0)$ или $q^4(S = 0, T = 1)$ (которые отвечают дибариону в дейтроне или синглетном дейтроне, соответственно) достигается путем двухквантового ($2\hbar\omega$) возбуждения цветной струны с орбитальным моментом $L = 0$. Это $2\hbar\omega$ -возбуждение, являющееся простым следствием симметрии $6q$ -системы [42], приводит к появлению радиального узла в волновой функции мультикварковой системы $[q^4 - q^2]$, что соответствует

именно кластеризованной $6q$ -системе, хотя в этом случае два кварковых кластера находятся в S -волне относительно друг друга. Важно отметить, что такая же картина NN -взаимодействия в S -волнах с доминирующей кварк-кластерной конфигурацией $[q^4 - q^2]$, имеющей радиальный узел волновой функции, была найдена в полностью микроскопических шестикварковых расчетах в рамках метода резонирующих групп (см. работы [173, 174], а также [175]).

Теперь обратимся в рамках этой модели (с использованием результатов, изложенных выше в разделах 3.3–3.5) к объяснению большого наблюдаемого различия в сечениях 2π -рождения в pn - и pp -соударениях при энергиях $T_p \sim 1$ ГэВ.

3.6.2. Качественное рассмотрение 2π -рождения в pn - и pp -соударениях в терминах промежуточных дибарионов

Здесь речь пойдет в основном о наличии большого окологорогового усиления (АВС-эффекта) в реакции $pn \rightarrow d(\pi\pi)_0$ и отсутствии его в аналогичной по кинематике реакции $pp \rightarrow pp(^1S_0)(\pi\pi)_0$. Здесь важно подчеркнуть, что значительное АВС-усиление даже в изоскалярном NN -канале наблюдается только в случае образования связанного состояния (дейтрона) в конечной pn -системе. Этот факт подтверждают и последние данные Коллаборации WASA@COSY [170], которые выявили очень малый АВС-эффект в реакции $pn \rightarrow pn\pi^0\pi^0$, сопровождающейся вылетом несвязанной np -пары. В рамках предложенной здесь модели реакции $pn \rightarrow d\pi^0\pi^0$, этот результат легко понять, поскольку σ -мода распада дибариона $\mathcal{D}_{03}(2380)$ является кинематически и динамически выделенной в случае образования конечного дейтрона (также являющегося собственным состоянием $6q$ -системы) и будет проявляться гораздо слабее при интегрировании по всем возможным инвариантным массам конечной np -пары.

Если интерпретировать 2π -рождение в терминах промежуточных дибарионов, то в случае pp -соударений при энергиях $T_p \sim 1$ ГэВ наиболее вероятная

2 π -эмиссия должна идти через распад промежуточных изовекторных дибарионов⁶ ${}^3F_3(2240)$ и ${}^1G_4(2430)$ (см. предыдущий раздел). Легко видеть при этом, что прямые переходы $\mathcal{D} \rightarrow pp({}^1S_0) + \sigma$, где \mathcal{D} — один из двух вышеуказанных дибарионов, с эмиссией скалярного σ -мезона, хотя и возможны в случае малой массы σ -мезона $m_\sigma \simeq 300$ МэВ (которая получается вследствие восстановления киральной симметрии в дибарионе [56]), будут сильно подавлены центробежным барьером, поскольку σ -мезон должен излучаться при распаде дибарионов 3F_3 или 1G_4 в F - или G -волне, соответственно. Для сравнения, в случае изоскалярного дибариона $\mathcal{D}_{03}(2380)$ и его распада в канал $d + \sigma$ мы имеем примерно тот же фазовый объем, что и для распада ${}^1G_4(2430) \rightarrow pp({}^1S_0) + \sigma$ (при одной и той же массе σ -мезона), однако σ -мезон в первом случае излучается в D -волне, и такой распад, как было показано выше, приводит к заметному АВС-усилению в спектре 2π инвариантных масс. Если принять во внимание большую ширину дибариона ${}^1G_4(2430)$, то возможен также дипионный распад ${}^1G_4(2430) \rightarrow {}^1D_2(2150) + \sigma$ с излучением D -волнового σ -мезона, однако эта мода распада сильно подавлена за счет очень малого доступного фазового объема.

Более того, распады изовекторных дибарионных резонансов в синглетный дейтрон ${}^1S_0(1880)$ с излучением скалярного σ -мезона также должны быть сильно подавлены по структурным соображениям, если руководствоваться кварк-кластерной моделью дибарионов, описанной выше. Дибарионная компонента синглетного дейтрона имеет структуру $[q^4(S = 0, T = 1) - q^2(S = T = 0)]$, тогда как структура дибарионов 3F_3 и 1G_4 есть $[q^4(S = 1, T = 0) - q^2(S = T = 1)]$. Поэтому при двухпионной эмиссии из изовекторного дибариона однопионный переход аксиального дикварка в скалярный, т.е. $q^2(S = T = 1) \rightarrow q^2(S = T = 0)$, должен сопровождаться однопионным Гамов–Теллеровским переходом в тетракварке, т.е. $q^4(S = 1, T = 0) \rightarrow q^4(S = 0, T = 1)$. При этом вероятность образования тесно-коррелированной скаляр-изоскалярной пионной пары должна быть весьма мала. Напротив, изоскалярный дибарион $\mathcal{D}_{03}(2380)$ и дибари-

⁶ Здесь мы для удобства обозначаем изовекторные дибарионы квантовыми числами NN -канала.

онная компонента дейтрона имеют одну и ту же кварк-кластерную структуру $q^4(S = 1, T = 0) - q^2(S = T = 0)$, и излучение σ -мезона здесь происходит при девозбуждении струны с вращательного уровня $L = 2$ на уровень $L = 0$, т.е. без перестройки самих кварковых кластеров. В итоге, эмиссия легкого скалярного σ -мезона вблизи 2π -порога, которая может объяснить ABC-эффект в pn -соударениях в изоскалярном канале, для изовекторного канала будет очень маловероятной.

Таким образом, можно качественно понять большое различие в вероятности появления ABC-усиления вблизи 2π -порога в pn - и pp -соударениях с образованием связанного (или квазисвязанного) конечного NN -состояния. В этом отношении интерпретация 2π -рождения в NN -соударениях в терминах образования промежуточных дибарионов и их возможного распада по дипионному каналу кажется весьма адекватной и естественной.

3.7. Выводы к третьей главе

В данной главе была предложена и рассмотрена новая модель реакций 2π -рождения $pn \rightarrow d + (\pi\pi)_0$ при промежуточных энергиях $T_p = 1-1.3$ ГэВ, основанная на дибарионной концепции NN -сил. В основе предложенной модели лежит экспериментально установленный факт рождения дибарионного резонанса с квантовыми числами $I(J^P) = 0(3^+)$ в pn -соударениях. Показано, что интерференция двух каналов распада этого резонанса — одновременной эмиссии двух пионов с рождением промежуточного скалярного σ -мезона и последовательной двухпионной эмиссии через образование изовекторного дибарионного резонанса с $I(J^P) = 1(2^+)$ — дает резкое усиление в спектре инвариантных масс 2π -системы, известное с 1960-х гг. как ABC-эффект. Таким образом, в рамках дибарионной модели найдена принципиально новая количественная интерпретация ABC-эффекта, основанная на механизме рождения скалярных σ -мезонов из возбужденного дибариона.

При этом значения массы и ширины σ -мезона, требуемые для воспроизведения ABC-пика в дибарионной модели, получаются существенно меньше тех значений, которые приняты для свободного σ -мезона. Однако эти низкие значения параметров σ -мезона находятся в согласии с моделями, которые предсказывают эффект частичного восстановления киральной симметрии в адронах при высоких энергиях возбуждения, а также в ядерной материи высокой плотности и/или температуры. Полученный результат может быть объяснен тем фактом, что $0(3^+)$ -дибарион представляет собой сильно возбужденный и очень плотный шестикварковый объект и, следовательно, в нем также должно происходить частичное восстановление киральной симметрии. Таким образом, в рамках предложенной интерпретации ABC-эффект является прямым экспериментальным указанием на частичное восстановление киральной симметрии в нуклон-нуклонных (а также в нуклон-ядерных) соударениях при промежуточных энергиях.

Предложенная модель естественным образом обобщается на процессы с участием большего числа нуклонов, такие, как $pd \rightarrow {}^3\text{He} + \pi\pi$ и $d+d \rightarrow {}^4\text{He} + \pi\pi$. В дибарионной модели волновые функции основных состояний всех ядер, в том числе ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, имеют дибарионные компоненты вида $D + (A - 2)N$, где A — число нуклонов в ядре. Поэтому в процессах 2π -рождения с участием этих ядер, помимо возбуждения резонанса \mathcal{D}_{03} из падающего нуклона и нуклона мишени, возможны также процессы возбуждения дибарионной компоненты мишени (или падающего ядра) в состояние \mathcal{D}_{03} . Относительную вероятность различных механизмов возбуждения резонанса \mathcal{D}_{03} можно, в принципе, оценить по энергии соударения. Так, в реакции $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi\pi$ ABC-эффект наблюдается при энергиях $T_p = 0.7\text{--}0.9$ ГэВ [37, 39], а в реакции $d + d \rightarrow {}^4\text{He} + \pi\pi$ при $T_p = T_d/2 \simeq 0.5$ ГэВ [36, 143]. Из простых кинематических оценок следует, что эти энергии слишком малы для заметного возбуждения резонанса \mathcal{D}_{03} в элементарном pn -соударении, в то время как энергетически более выгодным является возбуждение дейтрона-мишени как целого (а также падающего дейтрона в dd -реакции) в состояние \mathcal{D}_{03} . Важно отметить, что такие процессы могут идти

со значительной вероятностью только в том случае, если дейтронная волновая функция действительно имеет компактную дибарионную компоненту.

Помимо этого, показано, что процессы одно- и двухпионного рождения в NN -соударениях можно описать вполне согласованно с учетом возбуждения промежуточных дибарионных резонансов. Также получены некоторые указания на проявление изовекторных дибарионов в процессах двухпионного рождения в pp -соударениях.

Наконец, был проведен анализ возможной кварковой структуры изоскалярных и изовекторных дибарионных резонансов и сделаны выводы о влиянии этой структуры на вероятность проявления АВС-усиления в реакциях двухпионного рождения.

Заключение

Основные результаты, полученные в диссертации, можно просуммировать в четырех пунктах.

1. Построена обобщенная дифракционная модель для упругого Nd -рассеяния при промежуточных энергиях под малыми и средними углами, включающая полную спиновую структуру NN -амплитуд и дейтронной волновой функции, а также процесс двойной перезарядки. Получены явные аналитические формулы, связывающие инвариантные Nd -амплитуды с инвариантными NN -амплитудами. Эти формулы позволяют решить обратную задачу нахождения плохо известных np - и nn -амплитуд из экспериментальных данных по $\vec{N}\vec{d}$ -рассеянию. В итоге сравнения предсказаний обобщенной дифракционной модели с результатами точных трехчастичных расчетов, основанных на решении уравнений Фаддеева, в области энергий, где применимы оба подхода, а также с многочисленными экспериментальными данными установлена высокая степень точности построенной модели. Показано, что проведенное обобщение дифракционной модели Глаубера–Ситенко позволяет существенно расширить пределы ее применимости. Также установлено, что расхождение теоретических расчетов с экспериментальными данными под большими углами связано не столько с приближениями дифракционной модели, сколько с проявлением ненуклонных степеней свободы и трехчастичных сил. Таким образом, обобщенная дифракционная модель может быть использована в качестве достаточно надежной основы для тестирования различных моделей трехчастичных сил, учитывающих ненуклонные (изобарные, кварковые, дибарионные) степени свободы.

2. Предложен нетрадиционный механизм Nd -рассеяния под большими углами, основанный на дибарионной модели ядерных сил. Этот механизм представляет собой сочетание специфической трехчастичной силы, обусловленной мезонным обменом между нуклоном и дибарионной компонентой дейтрона, и однонуклонного обмена в начальном (или конечном) состоянии. Показано, что

новый механизм Nd -рассеяния под большими углами, основанный на возбуждении промежуточных дибарионных резонансов, так же, как и традиционные механизмы возбуждения промежуточных нуклонных резонансов и изобар, тесно связан с процессами неупругого NN -рассеяния с излучением мезонов (π , σ или $\pi\pi$ и т.д.) и может быть протестирован в таких процессах.

3. Исследована относительная роль традиционных мезон-обменных механизмов, в том числе, с возбуждением промежуточной Δ -изобары, и механизмов возбуждения изовекторных дибарионных резонансов в реакции однопионного рождения $NN \rightarrow d\pi$. Показано, что включение механизмов рождения промежуточных дибарионов позволяет значительно улучшить описание экспериментальных данных для этой реакции, при условии выбора мягкого формфактора в вершине $\pi N\Delta$, согласующегося с данными по упругому πN -рассеянию. Кроме того, впервые указана возможность исследования свойств изовекторных дибарионов в реакциях двухпионного рождения в pp -соударениях.

4. Построена модель для реакции двухпионного рождения $pn \rightarrow d(\pi\pi)_0$ в изоскалярном канале, учитывающая рождение (экспериментально обнаруженного) изоскалярного дибариона, окруженного полем скалярных σ -мезонов. В рамках этой модели предложена новая количественная интерпретация эффекта окологорогового усиления в спектре инвариантных масс $\pi\pi$ -системы (так называемого ABC-эффекта), открытого в Беркли более 50 лет назад и до сих пор не получившего признанного теоретического объяснения. Согласно этой интерпретации, ABC-эффект является следствием эмиссии легкого скалярного σ -мезона из возбужденного дибариона в условиях частичного восстановления киральной симметрии. Таким образом, в рамках предложенной интерпретации ABC-эффект можно рассматривать как первое экспериментальное подтверждение частичного восстановления киральной симметрии в NN -соударениях при промежуточных энергиях.

В заключение стоит сделать несколько общих замечаний. В настоящей дис-

сертации был проанализирован вклад механизмов рождения промежуточных дибарионных резонансов в процессы одно- и двухпионного рождения в NN -соударениях. Поскольку указанные процессы, в отличие от упругого рассеяния, всегда сопровождаются большой передачей импульса, т.е. затрагивают область малых межнуклонных расстояний, очень важную роль в них играют короткодействующие механизмы NN -взаимодействия, определяемые кварковой структурой нуклонов. В частности, в области перекрывания двух нуклонов повышается вероятность образования компактных шестикварковых объектов, т.е. дибарионных резонансов. Этот вывод подтверждается проведенным сравнительным анализом вкладов s -канальных дибарионных и t -канальных мезон-обменных механизмов в процессы упругого pp - и π^+d -рассеяния и в реакцию однопионного рождения $pp \rightarrow d\pi^+$.

Вместе с тем, как показывают результаты многочисленных исследований и, в том числе, изложенные в настоящей диссертации, во многих случаях рождение промежуточных дибарионных резонансов приводит к тем же наблюдаемым эффектам, что и стандартные мезон-обменные механизмы (с соответствующей подгонкой параметров), поэтому основные качественные черты адронных процессов могут быть воспроизведены и без привлечения дибарионных степеней свободы. Однако, если дальнедействующая часть таких процессов описывается универсальными мезон-обменными механизмами (в основном, одно- и двухпионным обменом) и не вызывает сомнений, то в описании короткодействующей части (процессов с большими передачами импульса) требуется вводить специфические механизмы и подгонять их параметры под конкретный процесс, при этом параметры одних и тех же механизмов могут существенно меняться при описании различных процессов и зачастую противоречат результатам, полученным на основе микроскопических моделей. В качестве показательного примера здесь можно привести существенное отличие параметра высокоимпульсного обрезания в вершине $\pi N\Delta$, необходимого для описания πN -рассеяния, от того же параметра, выбираемого в реалистических потенциальных моделях

NN -взаимодействия, в моделях процессов однопионного рождения и др. Другими словами, описание короткодействующих процессов в рамках традиционных мезон-обменных моделей не является вполне последовательным и содержит ряд противоречий (см. дискуссию по этому вопросу в [131]).

С другой стороны, при эффективном описании короткодействующих кварковых механизмов NN -взаимодействия в терминах дибарионных степеней свободы параметры дибарионов, используемые в расчетах различных адронных и ядерных процессов, хорошо согласуются между собой. Учет механизмов рождения промежуточных дибарионов позволяет не только согласованно описать широкий круг процессов, но и в принципе найти недостающие вклады, требующиеся для описания экспериментальных данных в области больших переданных импульсов. При этом важно понимать, что КХД-механизмы рождения дибарионов на малых межнуклонных расстояниях вовсе не противоречат традиционной мезон-обменной картине на больших и средних расстояниях, а, скорее, дополняют ее.

Таким образом, можно предположить, что дибарионы — это гораздо более интересные объекты, чем просто мультикварковая экзотика, проявляющаяся в особых экспериментальных условиях. Они кажутся проявлением фундаментальных свойств непертурбативной КХД, которые определяют взаимодействие нуклонов на малых расстояниях и короткодействующие корреляции в ядрах. Количественная проверка этой гипотезы требует дальнейших теоретических и экспериментальных исследований.

Благодарности. Автор выражает глубокую признательность своему научному руководителю и соавтору Владимиру Иосифовичу Кукулину за постановку интересных и актуальных задач, за помощь в их решении и поддержку в течение всего времени работы над настоящей диссертацией. Также хочу поблагодарить своих коллег Ольгу Андреевну Рубцову и Владимира Назаровича Померанцева за многочисленные плодотворные обсуждения научных проблем.

Список литературы

1. Bazavov A., Toussaint D., Bernard C. et al. Nonperturbative QCD simulations with 2+1 flavors of improved staggered quarks // *Rev. Mod. Phys.* 2010. Vol. 82. P. 1349–1417. [arXiv:hep-lat/0903.3598](https://arxiv.org/abs/hep-lat/0903.3598).
2. Gloeckle W., Witala H., Huber D. et al. The three-nucleon continuum: Achievements, challenges and applications // *Phys. Rept.* 1996. Vol. 274. P. 107–285.
3. Witala H., Golak J., Gloeckle W., Kamada H. Relativistic effects in neutron-deuteron elastic scattering // *Phys. Rev. C.* 2005. Vol. 71. P. 054001. [arXiv:nucl-th/0412063](https://arxiv.org/abs/nucl-th/0412063).
4. Sekiguchi K. Exploring three-nucleon forces with nucleon-deuteron scattering // *Nucl. Phys.* 2008. Vol. A805. P. 250–259.
5. Suda K., Uesaka T., Maeda Y. et al. Development of deuteron polarimeter at Internal Target Station of Nuclotron // *AIP Conf. Proc.* 2007. Vol. 915. P. 920–923.
6. Dyson F. J., Xuong N.-H. $Y = 2$ states in SU(6) theory // *Phys. Rev. Lett.* 1964. Vol. 13. P. 815–817.
7. Gell-Mann M. A Schematic Model of Baryons and Mesons // *Phys. Lett.* 1964. Vol. 8. P. 214–215.
8. Jaffe R. L. Perhaps a stable dihyperon // *Phys. Rev. Lett.* 1977. Vol. 38. P. 195–198.
9. Aerts A. T. M., Mulders P. J. G., de Swart J. J. Multi-baryon states in the bag model // *Phys. Rev. D.* 1978. Vol. 17. P. 260.
10. Mulders P. J. G., Aerts A. T. M., de Swart J. J. Negative parity, NN resonances and extraneous states // *Phys. Rev. Lett.* 1978. Vol. 40. P. 1543.
11. Макаров М. М. Дибарионные резонансы // *УФН.* 1982. Т. 136. С. 185–214.
12. Страковский И. И. Дибарионы и пороги // *ЭЧАЯ.* 1991. Т. 22. С. 615–634.
13. Неганов Б. С., Парфенов Л. Б. Исследование реакции $\pi^+ + d \rightarrow 2p$ для π^+ -мезонов с энергиями 174–307 МэВ // *ЖЭТФ.* 1958. Т. 34. С. 767.
14. Auer I. P., Beretvas A., Colton E. et al. Measurements of the total cross-section

- difference and the parameter $C(LL)$ in pp scattering with longitudinally polarized beam and target // *Phys. Lett.* 1977. Vol. B70. P. 475.
15. Auer I. P., Colton E., Halpern H. et al. Observation of structures in the pp total cross-section difference of pure helicity states in the mass range of 2100 to 2500 MeV // *Phys. Rev. Lett.* 1978. Vol. 41. P. 354–356.
 16. Kamae T., Arai I., Fujii T. et al. Observation of an anomalous structure in proton polarization from deuteron photodisintegration // *Phys. Rev. Lett.* 1977. Vol. 38. P. 468.
 17. Kamae T., Fujita T. Possible existence of a deeply bound Δ - Δ system // *Phys. Rev. Lett.* 1977. Vol. 38. P. 471.
 18. Ikeda H., Arai I., Fujii H. et al. Further measurement of proton polarization in deuteron photodisintegration at photon energies between 400 and 650 MeV: Possible evidence for dibaryon resonances // *Nucl. Phys.* 1980. Vol. B172. P. 509–533.
 19. Mulders P. J., Aerts A. T. M., De Swart J. J. Multi-quark states. III. Q^6 dibaryon resonances // *Phys. Rev. D.* 1980. Vol. 21. P. 2653–2671.
 20. Кондратюк Л. А., Мартемьянов Б. В., Щепкин М. Г. Дибарионные резонансы как вращательные возбуждения шестикварковых состояний // *ЯФ.* 1987. Т. 45. С. 1252–1262.
 21. Simonov Yu. A. The quark compound bag model and the Jaffe–Low P-matrix // *Phys. Lett.* 1981. Vol. B107. P. 1.
 22. Garcilazo H., Fernandez F., Valcarce A., Mota R. D. Bound states of $\Delta\Delta$ and $\Delta\Delta\Delta$ systems // *Phys. Rev. C.* 1997. Vol. 56. P. 84–89.
 23. Kamo H., Watari W. Phenomenological analysis of $pp \rightarrow \pi^+d$ in the energy range between 400 and 800 MeV and diproton resonances // *Prog. Theor. Phys.* 1979. Vol. 62. P. 1035.
 24. Kanai K., Minaka A., Nakamura A., Sumiyoshi H. Elastic pion-deuteron scattering and dibaryon resonances // *Prog. Theor. Phys.* 1979. Vol. 62. P. 153.
 25. Ferreira E., Perez Munguia G. A. Dibaryon resonances and the pion-deuteron

- cross sections // [J. Phys. G.](#) 1983. Vol. 9. P. 169.
26. Simonov Yu. A., van der Velde M. On the structure of the πd amplitude near the ΔN threshold // [J. Phys. G.](#) 1979. Vol. 5. P. 493.
 27. Niskanen J. A. The differential cross section and polarization in $pp \rightarrow d\pi^+$ // [Nucl. Phys.](#) 1978. Vol. A298. P. 417–451.
 28. Mizutani T., Fayard C., Lamot G. H., Nahabetian R. S. Coupled $\pi d - NN$ system at intermediate energies and the dibaryon problems // [Phys. Lett.](#) 1981. Vol. B107. P. 177–181.
 29. Grein W., König A., Kroll P. et al. Relativistic study of the reaction $pp \rightarrow d\pi$: Formalism and comparison with experiment at $T_p = 578$ MeV // [Ann. Phys.](#) 1984. Vol. 153. P. 301.
 30. Shanahan P. E., Thomas A. W., Young R. D. Mass of the H-dibaryon // [Phys. Rev. Lett.](#) 2011. Vol. 107. P. 092004. [arXiv:nucl-th/1106.2851](#).
 31. Carames T. F., Valcarce A. The renewed challenge of the H dibaryon // [Int. J. Mod. Phys.](#) 2013. Vol. E22. P. 1330004.
 32. Sako H., Ahn J. K., Baek K. Y. et al. Search for H-dibaryon at J-PARC with a Large Acceptance TPC // [EPJ Web Conf.](#) 2014. Vol. 66. P. 09015.
 33. Seth K. K. A personal journey through hadronic exotica // [Few Body Syst.](#) 2009. Vol. 45. P. 85–90.
 34. Bashkanov M., Bargholtz C., Berlowski M. et al. Double-pionic fusion of nuclear systems and the ABC effect: Approaching a puzzle by exclusive and kinematically complete measurements // [Phys. Rev. Lett.](#) 2009. Vol. 102. P. 052301. [arXiv:nucl-ex/0806.4942](#).
 35. Adlarson P. et al. ABC effect in basic double-pionic fusion — observation of a new resonance? // [Phys. Rev. Lett.](#) 2011. Vol. 106. P. 242302. [arXiv:nucl-ex/1104.0123](#).
 36. Adlarson P. et al. Abashian-Booth-Crowe resonance structure in the double pionic fusion to ${}^4\text{He}$ // [Phys. Rev. C.](#) 2012. Vol. 86. P. 032201. [arXiv:nucl-ex/1206.6337](#).

37. Adlarson P. et al. ABC effect and resonance structure in the double-pionic fusion to ^3He . 2014. [arXiv:nucl-ex/1408.5744](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/1408.5744).
38. Abashian A., Booth N. E., Crowe K. M. Possible anomaly in meson production in p+d collisions // *Phys. Rev. Lett.* 1960. Vol. 5. P. 258–260.
39. Booth N. E., Abashian A., Crowe K. M. Anomaly in meson production in p+d collisions // *Phys. Rev. Lett.* 1961. Vol. 7. P. 35–39.
40. Clement H., Bashkanov M., Perez del Rio E., Skorodko T. Encounters with dibaryons - have they finally become true? // *EPJ Web Conf.* 2014. Vol. 81. P. 01010.
41. Kukulin V. I., Obukhovskiy I. T., Pomerantsev V. N., Faessler A. Arguments against one-boson-exchange models of nuclear forces and new mechanism for intermediate- and short-range nucleon-nucleon interaction // *Phys. At. Nucl.* 2001. Vol. 64. P. 1667–1688.
42. Faessler A., Kukulin V. I., Obukhovskiy I. T., Pomerantsev V. N. The new mechanism for intermediate-range and short-range nucleon-nucleon interaction // *J. Phys. G.* 2001. Vol. 27. P. 1851–1868. [arXiv:nucl-th/9912074](https://arxiv.org/abs/nucl-th/9912074).
43. Kukulin V. I., Obukhovskiy I. T., Pomerantsev V. N., Faessler A. Two-component dressed-bag model for NN interaction: Deuteron structure and phase shifts up to 1 GeV // *Int. J. Mod. Phys.* 2002. Vol. E11. P. 1–33.
44. Kukulin V. I., Platonova M. N. Short-range components of nuclear forces: experiment versus mythology // *Phys. At. Nucl.* 2013. Vol. 76, no. 12. P. 1465–1481.
45. Machleidt R., Holinde K., Elster C. The Bonn meson-exchange model for the nucleon-nucleon interaction // *Phys. Rept.* 1987. Vol. 149. P. 1–89.
46. Machleidt R. The high-precision, charge-dependent Bonn nucleon-nucleon potential (CD-Bonn) // *Phys. Rev. C.* 2001. Vol. 63. P. 024001. [arXiv:nucl-th/0006014](https://arxiv.org/abs/nucl-th/0006014).
47. Wiringa R. B., Stoks V. G. J., Schiavilla R. An accurate nucleon-nucleon potential with charge independence breaking // *Phys. Rev. C.* 1995. Vol. 51. P. 38–51. [arXiv:nucl-th/9408016](https://arxiv.org/abs/nucl-th/9408016).

48. Sarantsev A. V., Fuchs M., Kotulla M. et al. New results on the Roper resonance and the P_{11} partial wave // *Phys. Lett.* 2008. Vol. B659. P. 94–100. [arXiv:hep-ph/0707.3591](#).
49. Obukhovskiy I. T., Faessler A., Fedorov D. K. et al. Electroproduction of the Roper resonance on the proton: the role of the three-quark core and the molecular $N\sigma$ component // *Phys. Rev. D.* 2011. Vol. 84. P. 014004. [arXiv:hep-ph/1104.0957](#).
50. Bugg D. V. An alternative explanation for the dibaryon suggested by experiments at the WASA facility at Julich // *Eur. Phys. J.* 2014. Vol. A50. P. 104. [arXiv:nucl-ex/1311.6252](#).
51. Platonova M. N., Kukulkin V. I. Refined Glauber model versus Faddeev calculations and experimental data for pd spin observables // *Phys. Rev. C.* 2010. Vol. 81. P. 014004.
52. Платонова М. Н., Кукулин В. И. Описание спин-зависящих наблюдаемых в упругом pd -рассеянии на основе обобщенной дифракционной модели // *Ядерная физика*. 2010. Т. 73, № 1. С. 90–110.
53. Платонова М. Н. Развитие обобщенной дифракционной модели для упругого pd -рассеяния при промежуточных энергиях // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2010. Т. 74, № 11. С. 1650–1656.
54. Кукулин В. И., Платонова М. Н. О возможности восстановления nn и np спиральных амплитуд на основе $\vec{p} + \vec{d}$ и $\vec{n} + \vec{d}$ данных рассеяния при промежуточных энергиях // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2011. Т. 75, № 4. С. 551–555.
55. Platonova M. N., Kukulkin V. I. Quark degrees of freedom in the deuteron and their testing in nucleon-deuteron scattering // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2012. Vol. 381. P. 012110.
56. Platonova M. N., Kukulkin V. I. ABC effect as a signal of chiral symmetry restoration in hadronic collisions // *Phys. Rev. C.* 2013. Vol. 87, no. 2. P. 025202. [arXiv:nucl-th/1211.0444](#).
57. Кукулин В. И., Платонова М. Н. Короткодействующие компоненты ядерных

- сил: эксперимент против мифологии // *Ядерная физика*. 2013. Т. 76, № 12. С. 1549–1565.
58. Platonova M. N. New interpretation of the ABC effect in two-pion production in NN collisions // *Few-Body Syst.* 2014. Vol. 55. P. 791–794.
59. Kukulin V. I., Platonova M. N. Chiral symmetry restoration in σ -meson production in hadronic processes // *EPJ Web Conf.* 2014. Vol. 73. P. 05005.
60. Платонова М. Н. Обобщенная дифракционная модель для спиновых наблюдаемых в упругом pd -рассеянии // Сборник тезисов LIX Международного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Чебоксары, 2009. Санкт-Петербург: СпбГУ, 2009. С. 208.
61. Платонова М. Н. Построение спиральных NN -амплитуд в аналитической форме в интервале энергий 0-3 ГэВ // Сборник тезисов LIX Международного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Чебоксары, 2009. Санкт-Петербург: СпбГУ, 2009. С. 209.
62. Платонова М. Н., Кукулин В. И. Проявление дибарионных степеней свободы в упругом pd -рассеянии при промежуточных энергиях // Сборник тезисов LIX Международного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Чебоксары, 2009. Санкт-Петербург: СпбГУ, 2009. С. 210.
63. Платонова М. Н., Кукулин В. И. Рождение роуперовского резонанса в неупругом dp -рассеянии как индикатор дибарионной компоненты в дейтроне // Сборник тезисов LIX Международного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Чебоксары, 2009. Санкт-Петербург: СпбГУ, 2009. С. 211.
64. Platonova M. N., Kukulin V. I. Spin observables in proton-induced deuteron breakup within the refined Glauber model // Book of Abstracts of LX International Conference “NUCLEUS 2010”, St. Petersburg, 2010. St. Petersburg: SPbGU, 2010. P. 281.
65. Platonova M. N., Kukulin V. I. Reconstruction of nn and np helicity amplitudes from Nd experimental data at intermediate energies // Book of Abstracts

- of LX International Conference “NUCLEUS 2010”, St. Petersburg, 2010. St. Petersburg: SPbGU, 2010. P. 282.
66. Platonova M. N. Quark degrees of freedom in the deuteron and their testing in nucleon-deuteron scattering // Book of abstracts of the Rutherford Centennial Conference on Nuclear Physics, Manchester, UK, 2011. Bristol: IOP Publishing, 2011. P. 55.
 67. Kukulin V. I., Platonova M. N. Short-range components of nuclear forces: experiment versus mythology // Book of Abstracts of LXII International Conference “NUCLEUS 2012”, Voronezh, 2012. St. Petersburg: SPbGU, 2012. P. 31.
 68. Platonova M. N., Kukulin V. I. Manifestation of quark degrees of freedom in backward pd scattering // Book of Abstracts of LXII International Conference “NUCLEUS 2012”, Voronezh, 2012. St. Petersburg: SPbGU, 2012. P. 179.
 69. Platonova M. N. New interpretation of the ABC effect in two-pion production in NN collisions // Book of Abstracts of 22nd European Conference on Few-Body Problems in Physics “EFB22”, Cracow, Poland, 2013.
 70. Platonova M. N. New interpretation of the ABC effect in the double-pionic fusion reactions // Book of Abstracts of 13th International Conference on Meson-Nucleon Physics and the Structure of the Nucleon “MENU”, Rome, Italy, 2013.
 71. Platonova M. N., Kukulin V. I. Theoretical description of scattering in $3N$ system with account of dibaryon channels and $3N$ forces // Book of Abstracts of LXIV International Conference “NUCLEUS 2014”, Minsk, Belarus, 2014. St. Petersburg: SPbGU, 2014. P. 169.
 72. Lin T., Elster Ch., Polyzou W. N. et al. Poincare-invariant three-body scattering at intermediate energies // [Phys. Rev. C](#). 2008. Vol. 78. P. 024002. [arXiv:nucl-th/0801.3210](#).
 73. Ermisch K., Amir-Ahmadi H. R., van den Berg A. M. et al. Systematic investigation of three-nucleon force effects in elastic scattering of polarized protons from deuterons at intermediate energies // [Phys. Rev. C](#). 2005. Vol. 71. P. 064004.

74. Glauber R. J. Cross sections in deuterium at high energies // *Phys. Rev.* 1955. Vol. 100. P. 242–248.
75. Glauber R. J. High energy collision theory // *Lectures in theoretical physics* / Ed. by W. E. Brittin, L. G. Dunham. Vol. 1. New York: Interscience Publishers, Inc., 1959. P. 315–414.
76. И. Ахиезер А., Ситенко А. Г. К теории реакции расщепления дейтона // *Уч. зап. ХГУ.* 1955. Т. 64. С. 9–12.
77. Ситенко А. Г. К теории ядерных реакций с участием сложных частиц // *УФЖ.* 1959. Т. 4. С. 152–163.
78. Ситенко А. Г. Взаимодействие дейтонов с ядрами // *УФН.* 1959. Т. 67. С. 377–444.
79. Pumplin J. Elastic scattering from deuterium // *Phys. Rev.* 1968. Vol. 173. P. 1651–1659.
80. Remler E. A. High-energy scattering by nuclei // *Phys. Rev.* 1968. Vol. 176. P. 2108–2112.
81. Franco V., Glauber R. J. High-energy deuteron cross sections // *Phys. Rev.* 1966. Vol. 142. P. 1195–1214.
82. Kujawski E., Sachs D., Trefil J. S. Spin effects in the scattering of protons from light nuclei and a possible test for the existence of Regge cuts // *Phys. Rev. Lett.* 1968. Vol. 21. P. 583–585.
83. Franco V. Scattering of protons by deuterium and helium // *Phys. Rev. Lett.* 1968. Vol. 21. P. 1360–1364.
84. Wilkin C. Charge independence in high-energy scattering from deuterons // *Phys. Rev. Lett.* 1966. Vol. 17. P. 561–563.
85. Glauber R. J., Franco V. High-energy deuteron cross sections: charge-exchange effects // *Phys. Rev.* 1967. Vol. 156. P. 1685–1697.
86. Harrington D. R. D-wave effects in high-energy proton-deuteron scattering // *Phys. Rev. Lett.* 1968. Vol. 21. P. 1496–1498.
87. Franco V., Glauber R. J. Effect of quadrupole deformation on high-energy scat-

- tering by deuterons // *Phys. Rev. Lett.* 1969. Vol. 22. P. 370–374.
88. Alberi G., Bleszynski M., Jaroszewicz T. Theory of hadron-deuteron elastic scattering in the GeV region // *Ann. Phys.* 1982. Vol. 142. P. 299–358.
89. Harrington D. R. Multiple scattering, the Glauber approximation, and the off-shell eikonal approximation // *Phys. Rev.* 1969. Vol. 184. P. 1745–1749.
90. Sorensen C. Rescattering corrections to spin-dependent proton-deuteron total cross sections // *Phys. Rev. D.* 1979. Vol. 19. P. 1444–1450.
91. Arndt R. A., Briscoe W. J., Strakovsky I. I., Workman R. L. Updated analysis of NN elastic scattering to 3 GeV // *Phys. Rev. C.* 2007. Vol. 76. P. 025209. [arXiv:nucl-th/0706.2195](https://arxiv.org/abs/nucl-th/0706.2195).
92. Полная база данных SAID доступна на сайте: URL: <http://gwdac.phys.gwu.edu/>.
93. Matsuda M., Nagata J., Yoshino H., Yoshino Y. PANN: Partial-wave analysis of nucleon-nucleon scattering in wide energy region // *Comput. Phys. Commun.* 2000. Vol. 131. P. 225–263.
94. Hatanaka K., Shimizu Y., Hirooka D. et al. Cross-section and complete set of proton spin observables in p polarized d elastic scattering at 250 MeV // *Phys. Rev. C.* 2002. Vol. 66. P. 044002.
95. Tamii Atsushi, Fujita K., Hatanaka K. et al. Measurement of cross section and various spin observables in the pd elastic scattering at 392 MeV // *AIP Conf. Proc.* 2007. Vol. 915. P. 765–768.
96. Elster Ch., Lin T., Glockle W., Jeschonnek S. Faddeev and Glauber calculations at intermediate energies in a model for $n + d$ scattering // *Phys. Rev. C.* 2008. Vol. 78. P. 034002. [arXiv:nucl-th/0805.2010](https://arxiv.org/abs/nucl-th/0805.2010).
97. Booth N. E., Dolnick C., Esterling R. J. et al. Proton-deuteron elastic scattering at 1.0 GeV/c // *Phys. Rev. D.* 1971. Vol. 4. P. 1261–1267.
98. von Przewoski B., Meyer H. O., Balewski J. T. et al. Analyzing powers and spin correlation coefficients for $\vec{p} + \vec{d}$ elastic scattering at 135 and 200 MeV // *Phys. Rev. C.* 2006. Vol. 74. P. 064003. [arXiv:nucl-ex/0411019](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0411019).

99. Bennett G. W., Friedes J. L., Palevsky H. et al. Proton-deuteron scattering at 1 BeV // [Phys. Rev. Lett.](#) 1967. Vol. 19. P. 387–390.
100. Haji-Saied M., Bleszynski E., Bleszynski M. et al. Tensor and vector spin observables in pd elastic scattering at 600, 800, and 1000 MeV // [Phys. Rev. C.](#) 1987. Vol. 36. P. 2010–2017.
101. Kerman A. K., Kisslinger L. S. High-energy backward elastic proton-deuteron scattering and baryon resonances // [Phys. Rev.](#) 1969. Vol. 180. P. 1483–1489.
102. Узиков Ю. Н. Упругое pd -рассеяние назад при промежуточных энергиях // [ЭЧАЯ.](#) 1998. Т. 29. С. 1405–1455.
103. Kobushkin A. P. Deuteron electromagnetic form factors at the large transferred momentum // [ЯФ.](#) 1978. Т. 28. С. 495–509.
104. Craigie N. S., Wilkin C. Elastic proton-deuteron scattering at large angles // [Nucl. Phys.](#) 1969. Vol. B14. P. 477–488.
105. Kukulín V. I., Pomerantsev V. N., Kaskulov M., Faessler A. The properties of the three-nucleon system with dressed-bag model for NN interactions: I. New scalar three-body force // [J. Phys. G.](#) 2004. Vol. 30. P. 287–308.
106. Mandelstam S. A resonance model for pion production in nucleon-nucleon collisions at fairly low energies // [Proc. Roy. Soc.](#) 1958. Vol. 244A. P. 491.
107. Brack M., Riska D. O., Weise W. Pionic disintegration of the deuteron // [Nucl. Phys.](#) 1977. Vol. A287. P. 425–450.
108. Lamot G. H., Perrot J. L., Fayard C., Mizutani T. Unified description of $\pi d - \pi d$, $\pi d - NN$, and $NN - NN$ reactions at intermediate energies // [Phys. Rev. C.](#) 1987. Vol. 35. P. 239–253.
109. Hoshizaki N. pp phase shifts and diproton resonances in the mass range from 2.1 to 2.8 GeV. I. Summary of the pp phase shift results and the F -wave triplet (2.22 GeV) diproton // [Prog. Theor. Phys.](#) 1978. Vol. 60. P. 1796–1811.
110. Hoshizaki N. pp phase shifts and diproton resonances in the mass range from 2.1 to 2.8 GeV. II. The D -wave doublet (2.17 GeV) diproton // [Prog. Theor. Phys.](#) 1979. Vol. 61. P. 129–144.

111. Hoshizaki N. On 2^+ dibaryon in pp and πd scattering // *Prog. Theor. Phys.* 1993. Vol. 89. P. 251–255.
112. Bhandari R., Arndt R. A., Roper L. D., VerWest B. J. Existence of dibaryon resonances in $I = 1$, 1D_2 and 3F_3 nucleon-nucleon scattering // *Phys. Rev. Lett.* 1981. Vol. 46. P. 1111–1114.
113. Arndt R. A., Strakovsky I. I., Workman R. L., Bugg D. V. Analysis of the reaction $\pi^+d \rightarrow pp$ to 500 MeV // *Phys. Rev. C.* 1993. Vol. 48. P. 1926–1938.
114. Arndt R. A., Strakovsky I. I., Workman R. L. Analysis of πd elastic scattering data to 500 MeV // *Phys. Rev. C.* 1994. Vol. 50. P. 1796–1806. [arXiv:nucl-th/9407032](https://arxiv.org/abs/nucl-th/9407032).
115. Kravtsov A. V., Ryskin M. G., Strakovsky I. I. Energy-dependent partial-wave analysis of the $\pi^+d \rightarrow pp$ reaction in the region $\sqrt{s} = 2.09\text{--}2.42$ GeV // *J. Phys. G.* 1983. Vol. 9. P. L187–L190.
116. Gal A., Garcilazo H. Three-body model calculations of Nucleon-Delta and Delta-Delta dibaryon resonances // *Nucl. Phys.* 2014. Vol. A928. P. 73–88. [arXiv:nucl-th/1402.3171](https://arxiv.org/abs/nucl-th/1402.3171).
117. Locher M. P. Analysis of experimental information on the dibaryon resonance problem // *Nucl. Phys.* 1984. Vol. A416. P. 243–256.
118. Jacob M., Wick G. C. On the general theory of collisions for particles with spin // *Ann. Phys.* 1959. Vol. 7. P. 404–428.
119. Koepf W., Frankfurt L. L., Strikman M. The nucleon's virtual meson cloud and deep inelastic lepton scattering // *Phys. Rev. D.* 1996. Vol. 53. P. 2586–2598. [arXiv:hep-ph/9507218](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9507218).
120. Schutz C., Haidenbauer J., Holinde K. πNN and $\pi N\Delta$ form factors determined from a microscopic model for πN -scattering // *Phys. Rev. C.* 1996. Vol. 54. P. 1561–1565. [arXiv:nucl-th/9508021](https://arxiv.org/abs/nucl-th/9508021).
121. Olive K.A. et al. Review of Particle Physics // *Chin. Phys. C.* 2014. Vol. 38. P. 090001. URL: <http://pdg.lbl.gov>.
122. Кондратюк Л. А., Шапиро И. С. О многобарионных резонансах // *ЯФ.* 1970.

- T. 12. С. 401–413.
123. Flender J., Gari M. F. Nonperturbative and self-consistent determination of baryonic vertex form factors // *Phys. Rev. C*. 1995. Vol. 51. P. R1619–R1623.
124. Имамбеков О., Узиков Ю. Н. Анализ реакции $pp \rightarrow pn\pi^+$ при энергии 800 МэВ в области Δ -резонанса // *ЯФ*. 1988. Т. 47. С. 1089–1093.
125. Liu K. F., Dong S. J., Draper T. et al. Valence QCD: Connecting QCD to the quark model // *Phys. Rev. D*. 1999. Vol. 59. P. 112001. [arXiv:hep-ph/9806491](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9806491).
126. Erkol G., Oka M., Takahashi T. T. Pseudoscalar-meson–octet-baryon coupling constants in two-flavor lattice QCD // *Phys. Rev. D*. 2009. Vol. 79. P. 074509. [arXiv:hep-lat/0805.3068](https://arxiv.org/abs/hep-lat/0805.3068).
127. Melde T., Canton L., Plessas W. Structure of meson-baryon interaction vertices // *Phys. Rev. Lett*. 2009. Vol. 102. P. 132002. [arXiv:nucl-th/0811.0277](https://arxiv.org/abs/nucl-th/0811.0277).
128. Alexandrou C., Koutsou G., Negele J. W. et al. Nucleon to Δ transition form factors with $N_F = 2 + 1$ domain wall fermions // *Phys. Rev. D*. 2011. Vol. 83. P. 014501. [arXiv:hep-lat/1011.3233](https://arxiv.org/abs/hep-lat/1011.3233).
129. Huber S., Aichelin J. Production of Δ and N^* resonances in the one-boson exchange model // *Nucl. Phys.* 1994. Vol. A573. P. 587–625.
130. Ericson T. E. O., Rosa-Clot M. The deuteron asymptotic D -state as a probe of the nucleon-nucleon Force // *Nucl. Phys.* 1983. Vol. A405. P. 497.
131. Holinde K. The nucleon-nucleon interaction // *Nucl. Phys.* 1992. Vol. A543. P. 143C–162C.
132. Oh C.-H., Arndt R. A., Strakovsky I. I., Workman R. L. Combined analysis of the reactions $pp \rightarrow pp$, $\pi d \rightarrow \pi d$ and $\pi d \rightarrow pp$ // *Phys. Rev. C*. 1997. Vol. 56. P. 635–640. [arXiv:nucl-th/9702006](https://arxiv.org/abs/nucl-th/9702006).
133. Hiroshige N., Watari W., Yonezawa M. Partial-wave amplitudes of $pp \rightarrow \pi^+ d$ process from its threshold to $T_\pi^L = 810$ MeV // *Prog. Theor. Phys.* 1984. Vol. 72. P. 1146.
134. Bugg D. V., Hasan A., Shypit R. L. $NN \rightarrow \pi d$ amplitudes from 400 to 800 MeV // *Nucl. Phys.* 1988. Vol. A477. P. 546–558.

135. Kamada H., Locher M. P., Lee T.-S. H. et al. Pion absorption cross section for ^2H and ^3He in the Δ -isobar region: A phenomenological connection // [Phys. Rev. C](#). 1997. Vol. 55. P. 2563–2570. [arXiv:nucl-th/9612055](#).
136. Barannik V. P., Bratashevsky A. S., Gorbenko V. G. et al. Proton polarization in deuteron disintegration by linearly polarized photons and dibaryon resonances // [Nucl. Phys.](#) 1986. Vol. A451. P. 751–767.
137. Shimizu F., Kubota Y., Koiso H. et al. Measurement of the pp cross sections in the momentum range 0.9–2.0 GeV/c // [Nucl. Phys.](#) 1982. Vol. A386. P. 571.
138. König A., Kroll P. A study of single pion production in nucleon-nucleon collisions // [Nucl. Phys.](#) 1981. Vol. A356. P. 345.
139. Akemoto M., Baba K., Endo I. et al. Confirmation of dip-bump structure in backward πd elastic scattering: Possible evidence for dibaryon resonances // [Phys. Rev. Lett.](#) 1983. Vol. 50. P. 400–403.
140. Bolger J., Boschitz E., Probstle G. et al. Evidence for a dibaryon signal in the measurement of elastic $\pi^+ d$ (polarized) scattering // [Phys. Rev. Lett.](#) 1981. Vol. 46. P. 167.
141. van der Velde M., Bakker B. L. G., Boersma H. J. et al. The single-scattering contribution to πd elastic scattering at low and intermediate energies // [Nuovo Cim.](#) 1977. Vol. A40. P. 97.
142. Ferreira E. M., Pinguelli-Rosa L., Thome Z.D. Scattering of pions by deuterons at low and medium energies // [Phys. Rev. C](#). 1977. Vol. 16. P. 2353.
143. Banaigs J., Berger J., Goldzahl L. et al. A study of the inclusive reaction $dd \rightarrow ^4\text{He}X$, the ABC effect, and $I = 0$ meson resonances // [Nucl. Phys.](#) 1976. Vol. B105. P. 52–76.
144. Plouin F., Duflo J., Goldzahl L. et al. Observation of the ABC effect in the reaction $np \rightarrow d(mm)_0$ with a 1.88 GeV/c neutron beam // [Nucl. Phys.](#) 1978. Vol. A302. P. 413–422.
145. Risser T., Shuster M. D. Anomalous enhancements in multiple-pion production with deuterons // [Phys. Lett.](#) 1973. Vol. B43. P. 68–72.

146. Bar-Nir I., Risser T., Shuster M. D. The origin of the ABC effect in the reaction $NN \rightarrow d\pi\pi$ // *Nucl. Phys.* 1975. Vol. B87. P. 109.
147. Adlarson P. et al. Isospin decomposition of the basic double-pionic fusion in the region of the ABC effect // *Phys. Lett.* 2013. Vol. B721. P. 229–236. [arXiv:nucl-ex/1212.2881](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/1212.2881).
148. Adlarson P. et al. Evidence for a new resonance from polarized neutron-proton scattering // *Phys. Rev. Lett.* 2014. Vol. 112. P. 202311. [arXiv:nucl-ex/1402.6844](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/1402.6844).
149. Goldman J. T., Maltman K., Stephenson Jr., G. J. et al. An “inevitable” non-strange dibaryon // *Phys. Rev. C.* 1989. Vol. 39. P. 1889–1895.
150. Valcarce A., Garcilazo H., Mota R. D., Fernandez F. $\Delta\Delta$ and $\Delta\Delta\Delta$ bound states // *J. Phys. G.* 2001. Vol. 27. P. L1–L7.
151. Mota R. D., Valcarce A., Fernandez F. et al. Nonlocal calculation for nonstrange dibaryons and tribaryons // *Phys. Rev. C.* 2002. Vol. 65. P. 034006. [arXiv:nucl-th/0112059](https://arxiv.org/abs/nucl-th/0112059).
152. Gal A., Garcilazo H. Three-body calculation of the Δ - Δ dibaryon candidate D_{03} at 2.37 GeV // *Phys. Rev. Lett.* 2013. Vol. 111. P. 172301. [arXiv:nucl-th/1308.2112](https://arxiv.org/abs/nucl-th/1308.2112).
153. Yuan X. Q., Zhang Z. Y., Yu Y. W., Shen P. N. Deltaron dibaryon structure in chiral SU(3) quark model // *Phys. Rev. C.* 1999. Vol. 60. P. 045203. [arXiv:nucl-th/9901069](https://arxiv.org/abs/nucl-th/9901069).
154. Wong C. W. The $d\pi\pi$ decay of the d^* dibaryon // *Phys. Rev.* 1999. Vol. C60. P. 038201. [arXiv:nucl-th/9902032](https://arxiv.org/abs/nucl-th/9902032).
155. Kukulín V. I., Grabmayr P., Faessler A. et al. Experimental and theoretical evidences for an intermediate sigma-dressed dibaryon in the NN interaction // *Ann. Phys.* 2010. Vol. 325. P. 1173–1189. [arXiv:nucl-th/0807.0192](https://arxiv.org/abs/nucl-th/0807.0192).
156. Alvarez-Ruso L., Oset E., Hernandez E. Theoretical study of the $NN \rightarrow NN\pi\pi$ reaction // *Nucl. Phys.* 1998. Vol. A633. P. 519–546. [arXiv:nucl-th/9706046](https://arxiv.org/abs/nucl-th/9706046).
157. Alvarez-Ruso L. The role of the Roper resonance in $np \rightarrow d(\pi\pi)_0$ // *Phys. Lett.*

1999. Vol. B452. P. 207–213. [arXiv:nucl-th/9811058](https://arxiv.org/abs/nucl-th/9811058).
158. Zou B. S., Hussain F. Lorentz covariant orbital-spin scheme for the effective N^*NM couplings // *Phys. Rev. C*. 2003. Vol. 67. P. 015204.
159. Zemach C. Use of angular-momentum tensors // *Phys. Rev.* 1965. Vol. 140. P. B97–B108.
160. Chung S. U. [Spin formalisms — updated version](#): Tech. Rep. BN-L-QGS-02-0900, CERN 71-8. Brookhaven National Laboratory, Upton, NY, USA: 2014. URL: <http://suchung.web.cern.ch/suchung/spinfmt1.pdf>.
161. Anisovich A. V., Anisovich V. V., Markov V. N. et al. Moment operator expansion for the two meson, two photon and fermion anti-fermion states // *J. Phys. G*. 2002. Vol. 28. P. 15–32. [arXiv:hep-ph/0105330](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0105330).
162. Kren F. et al. Exclusive measurements of $pp \rightarrow d\pi^+\pi^0$: double-pionic fusion without ABC effect // *Phys. Lett.* 2010. Vol. B684. P. 110–113. [arXiv:nucl-ex/0910.0995](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0910.0995).
163. Hatsuda T., Kunihiro T. Fluctuation effects in hot quark matter: Precursors of chiral transition at finite temperature // *Phys. Rev. Lett.* 1985. Vol. 55. P. 158–161.
164. Hatsuda T., Kunihiro T., Shimizu H. Precursor of chiral symmetry restoration in the nuclear medium // *Phys. Rev. Lett.* 1999. Vol. 82. P. 2840–2843.
165. Volkov M. K., Radzhabov A. E., Russakovich N. L. Sigma meson in hot and dense matter // *Phys. At. Nucl.* 2003. Vol. 66. P. 997–1004. [arXiv:hep-ph/0203170](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0203170).
166. Glozman L. Ya. Parity doublets and chiral symmetry restoration in baryon spectrum // *Phys. Lett.* 2000. Vol. B475. P. 329–334. [arXiv:hep-ph/9908207](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9908207).
167. Glozman L. Ya., Nefediev A. V. Chiral symmetry and the string description of excited hadrons // *Phys. Rev. D*. 2007. Vol. 76. P. 096004. [arXiv:hep-ph/0704.2673](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0704.2673).
168. Skorodko T., Bashkanov M., Bogoslawsky D. et al. $\Delta\Delta$ excitation in proton-pro-

- ton induced $\pi^0\pi^0$ production // *Phys. Lett.* 2011. Vol. B695. P. 115–123. [arXiv:nucl-ex/1007.0405](#).
169. Dymov S., Hartmann M., Kacharava A. et al. Observation of an ABC effect in proton-proton collisions // *Phys. Rev. Lett.* 2009. Vol. 102. P. 192301. [arXiv:nucl-ex/0902.0715](#).
170. Adlarson P. et al. Measurement of the $np \rightarrow np\pi^0\pi^0$ reaction in search for the recently observed $d^*(2380)$ resonance // *Phys. Lett. B* (to be published). 2014. [arXiv:nucl-ex/1409.2659](#).
171. Mac Gregor M. H. $p - p$ resonances: A link between nuclear and hadronic excitations // *Phys. Rev. D.* 1979. Vol. 20. P. 1616–1632.
172. Brodowski W., Pätzold J., Bilger R. et al. Search for narrow $NN\pi$ resonances in exclusive $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ measurements // *Phys. Lett.* 2002. Vol. B550. P. 147–153. [arXiv:nucl-ex/0206020](#).
173. Stancu F., Pepin S., Glozman L. Ya. The nucleon-nucleon interaction in a chiral constituent quark model // *Phys. Rev. C.* 1997. Vol. 56. P. 2779–2788. [arXiv:nucl-th/9705030](#).
174. Bartz D., Stancu F. Nucleon-nucleon scattering in a chiral constituent quark model // *Phys. Rev. C.* 2001. Vol. 63. P. 034001. [arXiv:nucl-th/0009010](#).
175. Faessler A., Fernandez F., Lubeck G., Shimizu K. The nucleon-nucleon interaction and the role of the (42) orbital six-quark symmetry // *Nucl. Phys.* 1983. Vol. A402. P. 555–568.

Приложение А

Параметры спиральных NN -амплитуд и дейтронных волновых функций, использованные в расчетах

В таблицах А.1 и А.2 параметры CR_i, AR_i относятся к действительным, а CI_i, AI_i — к мнимым частям амплитуд. Единицы измерения CR_i и CI_i — $\text{мбн}^{1/2}/\text{ГэВ}^n$, где $n = 1$ для N_0, U_0 и $(U_2 - N_2)/2$, $n = 2$ для N_1 и $n = 3$ для $(U_2 + N_2)/2$. Среднеквадратичное отклонение χ^2 во всех таблицах определено следующим образом:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N (f_i - \tilde{f}_i)^2,$$

где N — число точек разбиения, f_i и \tilde{f}_i — значения точной и приближенной функции в этих точках.

Таблица А.1. Параметры спиральных pp -амплитуд при энергии $T_p = 1$ ГэВ.

	i	CR_i (мбн $^{1/2}$ /ГэВ n)	AR_i (ГэВ $^{-2}$)	CI_i (мбн $^{1/2}$ /ГэВ n)	AI_i (ГэВ $^{-2}$)
N_0	1	$-0.2370849E + 01$	$0.1271132E + 02$	$0.2474585E + 03$	$0.1147534E + 01$
	2	$0.2944713E + 04$	$0.3627809E + 01$	$-0.1167199E + 03$	$0.9817775E + 00$
	3	$-0.1205936E + 04$	$0.4352294E + 01$	$0.1234351E + 04$	$0.1769125E + 01$
	4	$0.4885749E + 03$	$0.5003959E + 01$	$-0.1359411E + 04$	$0.1717827E + 01$
	5	$-0.2227340E + 04$	$0.3512172E + 01$	$0.4745866E + 01$	$0.7009792E + 01$
	χ^2	$0.3447740E - 01$		$0.3146107E - 01$	
U_0	1	$0.1493321E + 03$	$0.3007975E + 01$	$-0.2116170E + 00$	$0.1621314E + 00$
	2	$-0.1830597E + 03$	$0.3100545E + 01$	$0.4175857E + 01$	$0.1839830E + 01$
	3	$0.3286755E + 00$	$0.2091349E + 02$	$-0.1328535E + 02$	$0.3651911E + 01$
	4	$0.4398395E + 02$	$0.4172556E + 01$	$0.1502974E + 02$	$0.5311368E + 01$
	5	$-0.9030405E + 01$	$0.7842815E + 01$	$-0.7249974E + 01$	$0.7092469E + 01$
	χ^2	$0.4339781E - 03$		$0.1220185E - 02$	
N_1	1	$0.2109781E + 01$	$0.1728840E + 01$	$-0.3509267E + 00$	$0.2285959E + 02$
	2	$-0.6162544E + 01$	$0.2290930E + 01$	$0.4981168E - 01$	$0.5240040E + 00$
	3	$0.1591380E + 02$	$0.4084840E + 01$	$-0.1928210E + 01$	$0.3312704E + 01$
	4	$-0.2987791E + 02$	$0.5958357E + 01$	$-0.4583731E + 01$	$0.4795618E + 01$
	5	$0.1131797E + 02$	$0.7790463E + 01$	$0.2614488E + 01$	$0.6600623E + 01$
	χ^2	$0.1340133E - 03$		$0.2398505E - 02$	
$\frac{U_2-N_2}{2}$	1	$-0.2021693E + 01$	$0.3034218E + 01$	$0.5584046E + 00$	$0.1466092E + 01$
	2	$-0.2023385E - 01$	$0.2428309E + 05$	$-0.2625167E + 01$	$0.2305416E + 01$
	3	$-0.4346238E + 01$	$0.9450458E + 01$	$0.8202009E + 01$	$0.4190570E + 01$
	4	$0.5025444E + 01$	$0.4257902E + 01$	$-0.9900066E + 01$	$0.6156841E + 01$
	5	$-0.1171227E + 01$	$0.8311188E + 02$	$0.3043820E + 01$	$0.8164182E + 01$
	χ^2	$0.2881700E - 01$		$0.8384821E - 02$	
$\frac{U_2+N_2}{2}$	1	$0.4010647E + 02$	$0.4735456E + 02$	$-0.5807302E + 01$	$0.7308395E + 01$
	2	$-0.4601986E + 03$	$0.1260900E + 02$	$-0.5773172E + 01$	$0.2138717E + 01$
	3	$0.1745105E + 02$	$0.4596751E + 01$	$0.3740526E + 00$	$0.2546569E + 02$
	4	$0.4824520E + 03$	$0.1307805E + 02$	$-0.1160816E + 01$	$0.1907263E + 04$
	5	$0.3314367E + 02$	$0.1102181E + 03$	$0.4394428E + 00$	$0.4243616E + 03$
	χ^2	$0.2314414E - 02$		$0.3490489E - 01$	

Таблица А.2. Параметры спиральных pn -амплитуд при энергии $T_p = 1$ ГэВ.

	i	CR_i (мбн ^{1/2} /ГэВ ^{n})	AR_i (ГэВ ⁻²)	CI_i (мбн ^{1/2} /ГэВ ^{n})	AI_i (ГэВ ⁻²)
N_0	1	$-0.5894853E - 01$	$0.3134185E + 05$	$0.1534183E - 01$	$0.5365823E + 02$
	2	$-0.7194564E + 01$	$0.2927490E + 01$	$0.8018029E + 01$	$0.1774895E + 01$
	3	$0.1878320E + 02$	$0.9212164E + 01$	$-0.1420515E + 02$	$0.3502259E + 01$
	4	$-0.5422398E + 01$	$0.1091784E + 02$	$0.1987845E + 02$	$0.5468171E + 01$
	5	$-0.9897718E + 01$	$0.8684971E + 01$	$-0.4934510E + 01$	$0.7140916E + 01$
	χ^2	$0.1602948E - 01$		$0.5312073E - 02$	
U_0	1	$-0.8582494E + 00$	$0.1000887E + 01$	$0.3890009E + 00$	$0.2458016E + 00$
	2	$0.3929665E + 01$	$0.1904799E + 01$	$-0.4102911E + 01$	$0.1568080E + 01$
	3	$-0.6687084E + 01$	$0.4706147E + 01$	$0.1184114E + 02$	$0.3552893E + 01$
	4	$0.5374342E + 01$	$0.8414765E + 01$	$-0.9589189E + 01$	$0.5408167E + 01$
	5	$-0.2382602E + 01$	$0.1290678E + 02$	$0.1344100E + 01$	$0.7032356E + 01$
	χ^2	$0.3040577E - 01$		$0.1490572E - 02$	
N_1	1	$0.1074820E + 00$	$0.9367460E + 02$	$0.1112487E + 03$	$0.3290332E + 01$
	2	$-0.6445398E - 01$	$0.3212665E + 00$	$-0.2095137E + 00$	$0.1066828E + 01$
	3	$0.7035228E + 01$	$0.3524121E + 01$	$-0.1312343E + 03$	$0.3433815E + 01$
	4	$-0.2400067E + 02$	$0.5701548E + 01$	$0.2498678E + 02$	$0.5104615E + 01$
	5	$0.1013610E + 02$	$0.7587452E + 01$	$-0.7914932E + 01$	$0.6836382E + 01$
	χ^2	$0.3257560E - 02$		$0.3437672E - 03$	
$\frac{U_2 - N_2}{2}$	1	$0.6997013E + 00$	$0.1530812E + 03$	$0.6061326E + 00$	$0.3857045E + 01$
	2	$-0.4563496E + 02$	$0.1450139E + 02$	$-0.2214017E + 01$	$0.2839633E + 01$
	3	$0.3600904E + 02$	$0.1292939E + 02$	$0.4030517E + 01$	$0.5350662E + 01$
	4	$0.1223364E + 02$	$0.1968641E + 02$	$-0.3776007E + 01$	$0.8112113E + 01$
	5	$-0.8266295E + 00$	$0.2406998E + 01$	$0.8763169E + 00$	$0.1270774E + 02$
	χ^2	$0.1151958E - 01$		$0.3488501E - 01$	
$\frac{U_2 + N_2}{2}$	1	$-0.5348374E + 02$	$0.7597417E + 02$	$-0.6928406E + 00$	$0.1636820E + 02$
	2	$0.5382932E + 03$	$0.9749653E + 01$	$-0.6949058E - 01$	$0.3614245E + 00$
	3	$-0.1010243E + 04$	$0.1079707E + 02$	$0.6514509E + 01$	$0.2516221E + 01$
	4	$0.9106097E + 03$	$0.1389751E + 02$	$-0.1062030E + 02$	$0.3127041E + 01$
	5	$-0.4964102E + 03$	$0.1630767E + 02$	$-0.9985939E + 00$	$0.5463522E + 01$
	χ^2	$0.1559494E - 01$		$0.1894356E - 01$	

Таблица А.3. Параметры дейтронной волновой функции в дибарионной модели.

i	$C0_i (\Phi_M^{-3/2})$	$A0_i (\Phi_M^{-2})$	$C2_i (\Phi_M^{-7/2})$	$A2_i (\Phi_M^{-2})$
1	$-0.8772299E - 01$	$0.3661063E - 01$	$-0.1299320E - 03$	$0.2889024E - 01$
2	$-0.1726077E - 01$	$0.9816141E - 02$	$-0.2436547E + 00$	$0.1005785E + 01$
3	$-0.2188573E + 00$	$0.1364221E + 00$	$-0.4668394E - 01$	$0.3471924E + 00$
4	$-0.2792448E + 00$	$0.5122986E + 00$	$-0.3937615E - 02$	$0.1096631E + 00$
5	$0.1533457E + 01$	$0.3490136E + 01$	$0.7064251E + 00$	$0.8340583E + 01$
χ^2	$0.3213092E - 03$		$0.9611353E - 04$	

Таблица А.4. Параметры дейтронной волновой функции в модели CD-Bonn.

i	$C0_i (\Phi_M^{-3/2})$	$A0_i (\Phi_M^{-2})$	$C2_i (\Phi_M^{-7/2})$	$A2_i (\Phi_M^{-2})$
1	$0.2735080E - 01$	$0.1248299E - 01$	$0.1748384E - 03$	$0.3229171E - 01$
2	$0.2134582E + 00$	$0.1633824E + 00$	$0.1908814E - 01$	$0.1911095E + 00$
3	$0.1044782E + 00$	$0.4765748E - 01$	$0.2391706E + 00$	$0.8486950E + 00$
4	$0.2476300E + 00$	$0.5146949E + 00$	$-0.2814899E + 00$	$0.9955802E + 01$
5	$-0.2901292E + 00$	$0.2412550E + 01$	$-0.5504276E + 00$	$0.6477437E + 02$
χ^2	$0.7623137E - 04$		$0.4146497E - 02$	