

Лекция 2. Трудности мезонной теории ядерных сил

Квадрупольный момент дейтрона. Скалярный обмен и NN -притяжение на средних расстояниях. Роль заблуждений в науке. Проблемы ядерных сил в задаче трех тел. Упругое Nd -рассеяние при низких и промежуточных энергиях. A_y -puzzle. Сечения трехчастичного развала. Упругое pd -рассеяние на большие углы и ненулевые степени свободы.

Хотя теория Юкавы была большим шагом вперед на пути правильного понимания ядерных сил и смогла объяснить множество фундаментальных фактов, в частности, наличие тензорных сил и квадрупольного момента у дейтрона, в дальнейшем она встретилась с большими трудностями при описании ядра и ядерных процессов, часть из которых мы обсудим ниже.

2.1. ПРОБЛЕМА КВАДРУПОЛЬНОГО МОМЕНТА ДЕЙТРОНА

Для большинства мезонных моделей NN -сил и большинства так называемых реалистических NN -потенциалов последнего поколения теоретическое значение квадрупольного момента дейтрона получается $Q_{\text{теор}} \approx 0.275 \text{ Фм}^2$, тогда как экспериментальное значение $Q_{\text{эксп}} \approx 0.286 \text{ Фм}^2$. Разница $\Delta Q \approx 0.01 \text{ Фм}^2$ ($\sim 5\%$), хотя и невелика, однако в 20 – 30 раз превышает погрешность эксперимента. А главное, сейчас никто точно не знает, как объяснить наблюдаемое расхождение с экспериментом.

Например, если как-то увеличить интенсивность тензорной силы мезонного обмена (например, за счет радиуса обрезания Λ^{-1}), то увеличится вес D -волны в дейтроне, и параметр тензорного смешивания $\varepsilon_1(E)$ уже не будет описывать экспери-

мент при росте энергии. Поэтому такой путь не подходит, а никакой другой возможности в рамках мезонной теории не существует. Заметим, что мезон-нуклонная константа связи $g_{\pi NN}^2$ определяет величину периферических фазовых сдвигов, и поэтому ее возможные значения находятся в довольно узком интервале. При переходе к описанию свойств дейтрона в рамках кварковой модели (см. следующие Лекции) ситуация только ухудшается.

2.2. ПРОБЛЕМА СКАЛЯРНОГО σ -ОБМЕНА И NN -ПРИТЯЖЕНИЯ НА СРЕДНИХ РАССТОЯНИЯХ

Примерная форма локального NN -потенциала, которая следует из фазового анализа данных NN -рассеяния, показана на Рис. 2.1.

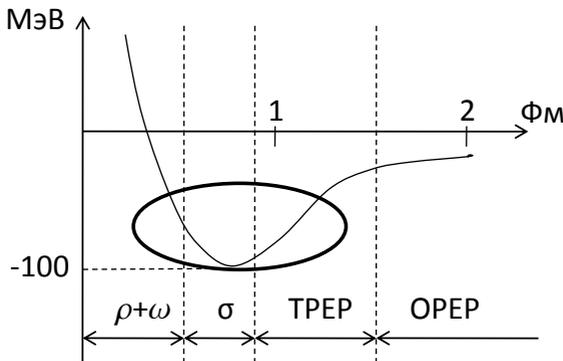


Рис. 2.1. Форма локального NN -потенциала, необходимая для описания экспериментальных данных по NN -рассеянию. Овалом отмечена основная притягивающая ядерная сила, которая удерживает нуклоны в ядре. ОРЕР (one-pion-exchange potential) и ТРЕР (two-pion-exchange potential) означают мезонные потенциалы одно- и двухпионного обмена.

Наиболее периферическая часть NN -взаимодействия (соответствующая межнуклонному расстоянию $r_{NN} > 1.5$ Фм) обусловлена одномезонным обменом Юкавского типа. На более коротких расстояниях ($1 \text{ Фм} < r_{NN} < 1.5 \text{ Фм}$) в игру вступает двухпионный обмен. Однако основная часть NN -притяжения, обеспечивающая существование стабильных ядер, возникает на довольно малых расстояниях $r_{NN} \approx 0.7\text{--}0.8$ Фм, т.е. уже в области сильного перекрывания нуклонов (отмечена эллипсом на Рис. 2.1). Напомним, что зарядовый радиус протона $\langle r_p \rangle_{\text{ch}} \approx 0.85$ Фм, а так называемый кварковый радиус нуклона, отвечающий размеру кваркового кора в нуклоне, $\langle r_N \rangle_{\text{q}} \approx 0.6$ Фм. Таким образом, при $r_{NN} \approx 0.7$ Фм два нуклона уже сильно перекрываются. Иначе говоря, основная межнуклонная сила притяжения, которая обеспечивает связь нуклонов в ядрах и само существование ядер, проявляется на расстояниях, когда два нуклона уже сильно перекрываются друг с другом, т.е. объединены в общий кварковый мешок. В такой ситуации кажется физически неоправданным говорить о мезонном обмене Юкавского типа между двумя изолированными нуклонами.

С объяснением этого мощного короткодействующего притяжения между нуклонами возникает много проблем, не решенных вплоть до настоящего времени.

Если судить по массам и константам связи возможных мезонов, отвечающих за центральное NN -притяжение на расстояниях $r_{NN} \approx 0.7\text{--}0.8$ Фм, то наиболее подходящим кандидатом является самый легкий скалярный σ -мезон с массой и шириной

$$M_{\sigma} = 475 \pm 75 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{\sigma} = 550 \pm 150 \text{ МэВ}.$$

Однако, ширина распада свободного σ -мезона по 2π -каналу столь велика, что за время его жизни $\tau_\sigma \sim \hbar/\Gamma_\sigma$ пробег этого мезона составляет $l_\sigma = c\tau_\sigma \sim 0.4$ Фм, т.е. столь мал, что вероятность P_σ такому мезону, испущенному первым нуклоном, достичь второго нуклона, который находится в том же ядре в среднем на расстоянии ~ 1.8 Фм от первого, равна всего 10–20%. Иными словами, при обмене столь короткоживущими мезонами между соседними нуклонами в ядре более 80% всех испущенных мезонов по дороге распадется на 2 пиона и, следовательно, не даст вклада в короткодействующее притяжение между нуклонами. Поскольку такой прямой σ -обмен между нуклонами в ядрах не работает, в 60-е годы прошлого века было выполнено много исследований с целью найти ему замену. Наиболее популярный механизм, имитирующий прямой σ -обмен, изображен на Рис. 2.2. Идея такого сложного механизма с рождением двух промежуточных изобар связана с отличием вершины $N\pi N$ от переходной вершины $N\pi\Delta$.

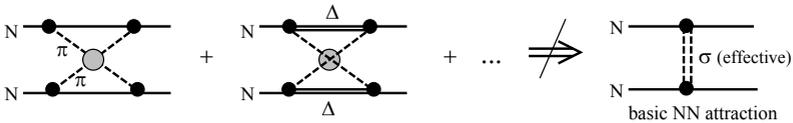


Рис. 2.2. Диаграммы, иллюстрирующие t -канальный обмен двумя пионами с их сильным перерассеянием в промежуточном состоянии и возбуждением двух промежуточных Δ -изобар.

Принимая во внимание тот факт, что квантовые числа (спин и изоспин) Δ -изобары $(ST)_\Delta = (3/2, 3/2)$ отличаются от квантовых чисел нуклона $(ST)_N = (1/2, 1/2)$, легко показать, что два соответствующих коэффициента Клебша–Гордана (по S и T) дают дополнительный множитель $\sqrt{3}$ в переходной вершине

$N\pi\Delta$ по сравнению с вершиной $N\pi N$. Так что четыре таких вершины дают девятикратное усиление по сравнению с двухпионным обменом, включающим только нуклонные промежуточные состояния. С другой стороны, наличие двух Δ -пропагаторов и двух пионных пропагаторов сильно уменьшает вклад такого составного механизма. Поэтому вводят сильное дополнительное $\pi\pi$ -перерассеяние между двумя обмениваемыми пионами в скалярном канале, соответствующем σ -мезону (см. вторую диаграмму на Рис. 2.2). Однако реальный s -канальный резонанс в $\pi\pi$ -рассеянии находится при такой большой энергии, что его вклад в этот процесс оказывается незначительным.

2.3. РОЛЬ ЗАБЛУЖДЕНИЙ В НАУКЕ

В этом разделе мы попытаемся показать, как возникают заблуждения в науке, и как они преодолеваются, на примере рассмотрения силы скалярного NN -притяжения на средних расстояниях $r_{NN} \approx 0.7$ Фм.

С развитием теории появилась возможность аккуратно учесть промежуточное $\pi\pi$ -взаимодействие в высших порядках, включая далекий σ -мезонный полюс. И оказалось, что вплоть до энергий $E_{\pi\pi} \sim 600$ МэВ два пиона отталкиваются друг от друга и только при больших энергиях начинают притягиваться. Если учесть это $\pi\pi$ -отталкивание, то суммарный вклад двухпионного обмена получается сильно отталкивающим (кор высотой ~ 1 ГэВ), а не притягивающим, как считалось ранее (см. Рис. 2.3). При этом основное NN -притяжение теперь практически пропадает! Ядро в таком случае должно рассыпаться на отдельные нуклоны. Но этого не происходит — значит, здесь что-то не так!

Отсюда основной вывод: обязательно должен существовать некоторый новый (пока неизвестный) механизм для скалярной силы, дающий сильное притяжение между нуклонами на средних расстояниях. И именно эта притягивающая скалярная сила держит нуклоны в ядре вместе, т.е. фактически образует атомные ядра. Но стандартная мезонная теория, как мы видели выше, такого механизма не дает!

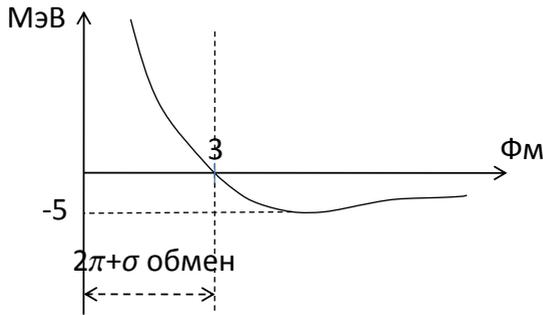


Рис. 2.3. Поведение NN -потенциала при последовательной трактовке σ -мезона как далекого s -канального полюса в $\pi\pi$ -рассеянии.

В последние годы развитие теории ядерных сил пошло по другим направлениям. Во многих полуфеноменологических моделях NN -взаимодействия постулируется обмен скалярной частицей с массой порядка 500 МэВ (“ σ -обмен”), а параметры такого обмена просто подгоняются под экспериментальные данные по упругому NN -рассеянию. Строгого обоснования для этого нет, и недавно было доказано, что вводить «руками» такое притяжение нельзя!

В подходах, основанных на эффективной теории поля (EFT), скалярный обмен вообще не рассматривается [1,2]. Вместо него берется серия пионных обменов высокого порядка, а

основная часть короткодействующего взаимодействия параметризуется с помощью контактных (т.е. пропорциональных δ -функции) членов, параметры которых подгоняются под экспериментальные данные. Так что вопрос о природе скалярного обмена здесь вообще не возникает.

Однако такой способ решения основной проблемы теории ядерных сил не может считаться удовлетворительным, поскольку σ -мезон реально наблюдается во многих адронных процессах, в том числе и в неупругом NN -рассеянии. Во-первых, σ -мезон в любом случае рождается в NN -столкновениях (см. следующие главы), а во-вторых, как оказалось, этот легкий σ -мезон играет роль голдстоуновской частицы, отвечающей за возникновение масс у кварков и нуклонов аналогично бозону Хиггса. При этом распределение ролей бозона Хиггса и σ -мезона таково: бозон Хиггса отвечает за возникновение электрослабой массы, т.е. массы частиц в электрослабом секторе, а σ -мезон отвечает за массы в секторе сильных взаимодействий. Например, бозон Хиггса отвечает за появление токовых масс легких u - и d -кварков (3 и 5 МэВ соответственно), а σ -мезон отвечает за массу конституэнтных u - и d -кварков ($m_q \sim 330$ МэВ). Более того, σ -мезон оказывается тесно связанным с нарушением киральной симметрии и соответственно с ее восстановлением с ростом энергии и температуры среды.

Поэтому полное исключение вклада этого скалярного мезона из ядерных сил представляется необоснованным. Напротив, как будет показано в следующих Лекциях, в новой дибарионной модели ядерных сил роль σ -мезона является определяющей для понимания всей физики сильных взаимодействий.

Есть еще одна фундаментальная трудность мезонной теории ядерных сил, связанная с короткодействующей частью нуклон-нуклонного взаимодействия.

Это взаимодействие описывается обычно обменом тяжелыми векторными мезонами ρ и ω с массой $m_V \sim 800$ МэВ. Юкавский радиус такого взаимодействия равен комптоновской длине волны векторного мезона

$$\lambda_V = \hbar/m_V c \approx 0.2 \text{ Фм.}$$

Если принять кварковую модель нуклона (а в ней уже никто не сомневается), то кварковый радиус нуклона равен $r_N^q \approx 0.60\text{--}0.65$ Фм. Следовательно, чтобы обменяться векторным мезоном, нуклоны должны глубоко проникнуть друг в друга!

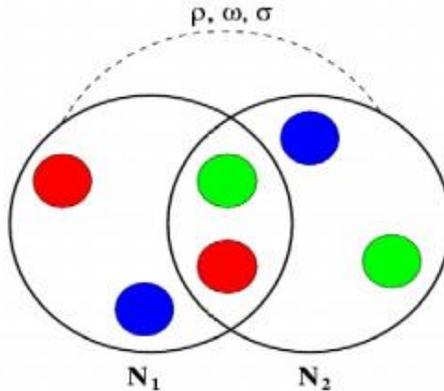


Рис. 2.4. Два сильно перекрытых нуклонных облака, которые обмениваются скалярными и векторными мезонами.

Но картина почти полностью перекрытых нуклонов, которые как-то умудряются обмениваться мезонами (см. Рис. 2.4), имеет мало общего с классическим механизмом Юкавы, где мезонами обмениваются два разделенных нуклона.

При взгляде на Рис. 2.4 естественно возникает идея одетого дибариона — единого шестикваркового мешка, окруженного мезонными полями, как неизбежный образ взаимодействия нуклонов на малых расстояниях. Таким образом, мы приходим к выводу, что на малых расстояниях использование мезонной теории ядерных сил вообще некорректно. Модель одетых дибарионов, описанная в следующих Лекциях, позволяет объяснить как отталкивание нуклонов на малых расстояниях, так и сильное притяжение между нуклонами на промежуточных расстояниях.

Недавно японскими исследователями [3] была предпринята еще одна попытка вывода нуклон-нуклонного взаимодействия из квантовой хромодинамики (КХД). Напомним, что фундаментальными степенями свободы в КХД являются кварки и глюоны. Поскольку решать в замкнутом виде нелинейные уравнения КХД (уравнения Янга–Миллса для цветного поля) мы не умеем, то основные расчеты выполняются численно на четырехмерной решетке — так называемые решеточные вычисления в КХД [4-6]. При этом сначала выбираются конфигурации кварков — источников цветного поля, а затем численно находятся сами эти поля. В результате можно найти волновую функцию всей многокварковой системы, а затем и эффективный потенциал взаимодействия двух трехкварковых кластеров в определенном ST -состоянии [3]. На основании таких расчетов японские авторы показали, что на малых межнуклонных расстояниях, в самом деле, возникает большой отталкивающий кор. Это рассматривалось как торжество КХД [7] и твердое обоснование идеи отталкивающего кора в NN -взаимодействии, которая возникла в середине 50-х годов прошлого века в результате выполнения фазового анализа NN -рассеяния при энергиях ~ 300 МэВ

(лаб.). Казалось бы, основные свойства NN -взаимодействия, постулированные эмпирически в середине XX века, нашли прекрасное подтверждение в фундаментальной теории сильных взаимодействий.

Однако, к сожалению, эти решеточные расчеты не дали сильного притяжения при межнуклонных расстояниях ~ 0.7 Фм [3]. Но главное — даже вывод о сильном отталкивающем коре, полученный, как казалось, однозначно из КХД, выглядит сомнительным, поскольку сильно противоречит большому числу экспериментов в области адронной и ядерной физики, проведенных в последние 40 лет (см. материал в других Лекциях).

2.4. ПРОБЛЕМЫ ЯДЕРНЫХ СИЛ В ЗАДАЧЕ ТРЕХ ТЕЛ

Можно зайти с другой стороны, чтобы попытаться понять, «где зарыта собака». Введем теперь руками эту недостающую силу притяжения между нуклонами на промежуточных расстояниях (как на Рис. 2.1) и силу отталкивания (кор) на малых расстояниях и посмотрим, как такой «исправленный» NN -потенциал может описать экспериментальные данные в задаче трех тел. Т.е. возьмем реалистический NN -потенциал, хорошо подогнанный под эмпирические фазовые сдвиги, и посмотрим, как этот потенциал предсказывает свойства трехнуклонных ядер, а также экспериментальные данные по nd - и pd -рассеянию и развалу.

Пусть

$$H = H_0 + V_{12} + V_{23} + V_{13}$$

— трехчастичный гамильтониан, в котором парная сила V_{ij} очень хорошо подогнана под экспериментальные данные NN -рассеяния. Рассмотрим следующие $3N$ -наблюдаемые:

- 1) энергии связи ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$;
- 2) сечения нуклон-дейтронного (nd - и pd -) рассеяния;
- 3) спин-зависящие наблюдаемые (т.е. сечения, зависящие от ориентации спина протона или дейтрона) в нуклон-дейтронном рассеянии со спин-поляризованными нуклонами или дейтронами;
- 4) сечения трехчастичного развала $n+d \rightarrow n+n+p$.

2.4.1. Точные результаты для энергии связи ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$

В точных трехчастичных расчетах на основе уравнений Фаддеева [8] с реалистическими парными NN -потенциалами было найдено:

$$E_{\text{теор}}({}^3\text{H}) = 7.50\text{--}7.70 \text{ МэВ},$$

при этом $E_{\text{эксп}}({}^3\text{H}) = 8.48 \text{ МэВ}$, т.е. $\Delta E = E_{\text{эксп}} - E_{\text{теор}} \approx 0.9 \text{ МэВ}$.

Иными словами, в точных расчетах энергии связи трития возникает существенное расхождение с экспериментальным значением примерно в 1 МэВ. При объяснении этого расхождения выбранный мезон-обменный парный NN -потенциал уже менять нельзя, так как он идеально подогнан под нуклон-нуклонные данные. Поэтому для объяснения этой недосвязки была добавлена трехчастичная сила V_3 , которая действует сразу на все три частицы, т.е. отлична от нуля, только когда все три частицы находятся близко друг к другу. Было предложено несколько моделей таких трехчастичных сил, первая из которых

была предложена Фуджитой и Миязавой в 1957 г. (см. Рис. 2.5b).

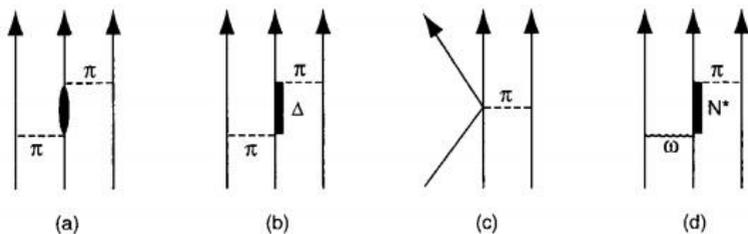


Рис. 2.5. Механизмы, которые могут вносить вклад в оператор трехчастичного взаимодействия. Механизм (b) отвечает модели Фуджиты–Миязавы— первой из предложенных моделей трехчастичных сил.

Однако следует иметь в виду, что в мезон-барионных вершинах имеется дополнительный параметр обрезания Λ , от которого зависит вклад такой трехчастичной силы. Этот параметр выбирается именно так, чтобы устранить недосвязку 0.9 МэВ. Тогда энергия связи ядра ${}^3\text{H}$ будет воспроизводиться точно!

Но теперь посмотрим, что же получается с такой трехчастичной силой для энергии зеркального ядра ${}^3\text{He}$? В ядре ${}^3\text{H}$ имеется два нейтрона и протон, в ядре ${}^3\text{He}$ — два протона и нейтрон (см. Рис. 2.6), т.е. отличие этих ядер состоит только в кулоновском взаимодействии двух протонов. Теория дает $E({}^3\text{H}) - E({}^3\text{He}) = 640$ кэВ, а в эксперименте получается 760 кэВ. Снова получаем расхождение в 120 кэВ, и долгое время было неясно, как его устранить.

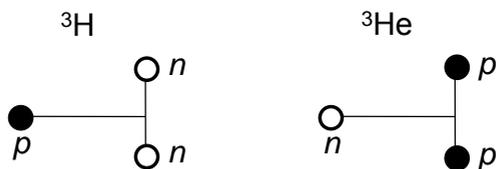


Рис. 2.6. Нуклонные конфигурации ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$.

Лишь недавно Глекле с сотр. дали следующее объяснение кулоновской разности энергий связи трехнуклонных ядер в рамках обычной мезонной теории ядерных сил [8,9]: если нейтрон-нейтронный потенциал сделать немного сильнее, чем ядерный протон-протонный потенциал (т.е. потенциал взаимодействия двух протонов за вычетом их кулоновского взаимодействия), то большую часть этого расхождения в 120 кэВ можно объяснить. Но, к сожалению, имеется ряд других экспериментальных данных, тесно связанных с проблемой кулоновской разности, которые не могут быть объяснены подобным образом. Например, такого же уровня расхождения теории с экспериментом для кулоновских энергий зеркальных ядер имеются по всей периодической системе Менделеева (так называемый парадокс Ноллена–Шиффера). Кроме того, даже для трехчастичной системы эксперименты по развалу $n + d \rightarrow (n + n) + p$ показывают, что на самом деле nn -потенциал не сильнее, а немного слабее, чем ядерный pp -потенциал, и поэтому такое объяснение снова не проходит!

Как видим, неразрешенных загадок и противоречий получается довольно много, причем успешное объяснение одной загадки «тянет за собой» новое расхождение с экспериментом. Рассмотрим далее, как на основе наиболее точных современных $2N$ - и $3N$ -потенциалов взаимодействия можно описать трехчастичное pd - и nd -рассеяние.

2.4.2. Упругое Nd -рассеяние при низких и средних энергиях: дифференциальные сечения

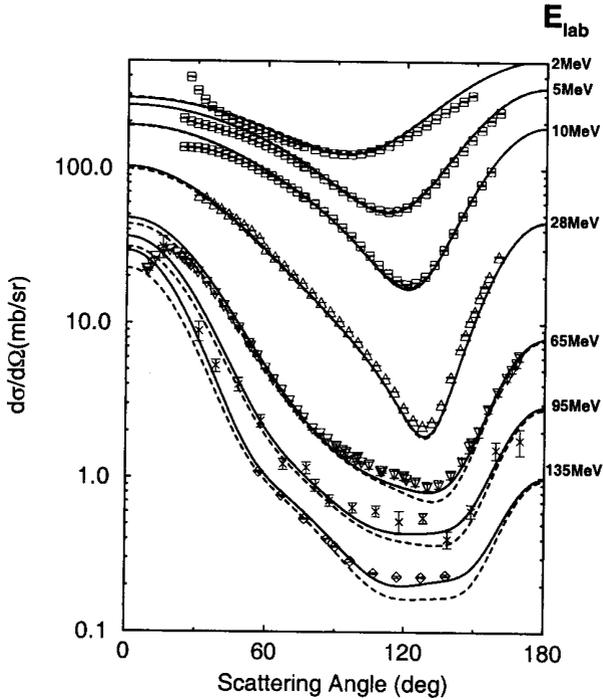


Рис. 2.7. Сравнение экспериментально измеренных и рассчитанных на основе уравнений Фаддеева дифференциальных сечений pd -рассеяния как функций угла рассеяния в системе центра масс. Теоретические результаты, полученные с учетом вклада промежуточной Δ -изобары, показаны сплошными кривыми, тогда как результаты для чисто нуклонных степеней свободы показаны штриховыми линиями. В расчетах использован Парижский NN -потенциал.

На Рис. 2.7 и 2.8 показаны дифференциальные сечения упругого pd -рассеяния при ряде энергий от 2 до 135 МэВ. Экс-

периментальные данные сравниваются с трехчастичными расчетами на основе уравнений Фаддеева с учетом как $2N$ -, так и $3N$ -сил.

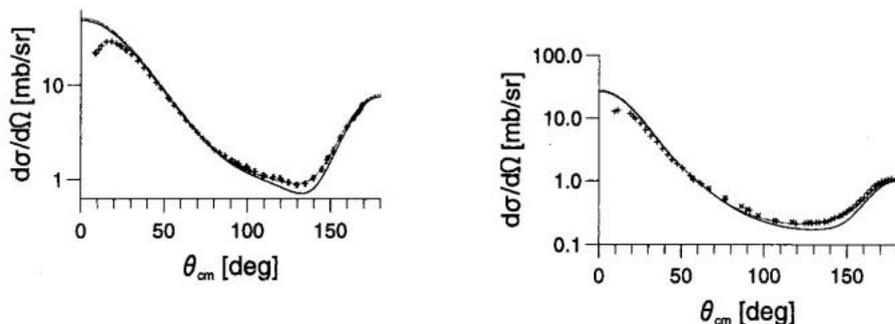


Рис. 2.8. Угловое распределение упругого pd -рассеяния при энергии $E_p = 65$ МэВ (слева) и 135 МэВ (справа). Сплошные кривые соответствуют учету только парных NN -сил.

Из этих рисунков видно, что с ростом энергии соударения расхождение теоретических расчетов (с учетом только парных сил) с экспериментом для сечений упругого Nd -рассеяния под большими углами становится все сильнее. Учет трехчастичных сил традиционного типа помогает убрать это расхождение при сравнительно небольших энергиях, однако, как мы увидим ниже, при энергиях > 200 МэВ существенное расхождение с экспериментом остается даже после учета трехчастичных сил и продолжает расти с увеличением энергии.

2.4.3. Упругое Nd -рассеяние при низких и средних энергиях: спиновые наблюдаемые

Исследование спиновых наблюдаемых важно в первую очередь по той причине, что эти наблюдаемые зависят не только от квадратов парциальных амплитуд, подобно дифференциаль-

ным сечениям, но также от интерференционных членов, куда наряду с большими амплитудами входят также и малые.

Имеется три основных типа спин-зависящих наблюдаемых в Nd -рассеянии:

- векторные анализирующие способности (для значений спина $S = 1/2, 1, \dots$);
- тензорные анализирующие способности (для спина $S = 1$);
- коэффициенты передачи поляризации.

Векторные анализирующие способности определяются формулами

$$A_\alpha = \text{Sp}(M\sigma_\alpha M^+)/\text{Sp}(MM^+) \text{ для рассеяния протонов,}$$

$$A_\alpha = \text{Sp}(MS_\alpha M^+)/\text{Sp}(MM^+) \text{ для рассеяния дейтронов,}$$

где $\frac{1}{2} \sigma_\alpha$ — спиновая матрица нуклона (т.е. матрица Паули), а

$S_\alpha = \frac{1}{2} (\sigma^n_\alpha + \sigma^p_\alpha)$ — спиновая матрица дейтрона.

Тензорные анализирующие способности определяются как

$$A_{\alpha\beta} = \text{Sp}(MS_{\alpha\beta} M^+)/\text{Sp}(MM^+),$$

где $S_{\alpha\beta} = 3/2 (S_\alpha S_\beta + S_\beta S_\alpha) - 2\delta_{\alpha\beta}$ — тензорный оператор (оператор квадрупольного момента), $\alpha, \beta \in \{x, y, z\}$.

M — полная амплитуда Nd -рассеяния, связанная с дифференциальным сечением как

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{6} \text{Sp}(MM^+),$$

где $-t = q^2$ — квадрат переданного импульса.

Как видно, анализирующие способности определяются зависящими от спина компонентами NN -взаимодействия. Особенно важным обстоятельством при исследовании спиновых наблюдаемых является тот факт, что они определяются не толь-

ко суммой квадратов модулей соответствующих парциальных амплитуд Nd -рассеяния (как сечения), но также интерференционными членами, содержащими парциальные амплитуды в первой степени. При этом в суммах по парциальным волнам возникают произведения малых и больших парциальных амплитуд. В результате спиновые наблюдаемые оказываются зависимыми от малых амплитуд, вклад которых в упругое сечение не заметен. Другими словами, спиновые (или поляризационные) наблюдаемые более чувствительны к тонким деталям NN -взаимодействия, чем дифференциальные сечения.

В качестве примера приведем здесь сравнение теоретических и экспериментальных векторных анализирующих способностей для рассеяния спин-поляризованных протонов неполяризованными дейтронами. Векторную анализирующую способность A_y можно определить как отношение сечений:

$$A_y = \frac{\frac{d\sigma_{\uparrow}}{d\Omega}(\vartheta) - \frac{d\sigma_{\downarrow}}{d\Omega}(\vartheta)}{\frac{d\sigma_{\uparrow}}{d\Omega}(\vartheta) + \frac{d\sigma_{\downarrow}}{d\Omega}(\vartheta)},$$

т.е. при данном угле рассеяния θ измеряется разность сечений рассеяния протонов со спином, направленным вверх, $\frac{d\sigma_{\uparrow}}{d\Omega}$, и вниз, $\frac{d\sigma_{\downarrow}}{d\Omega}$, и эта разность нормируется на суммарное сечение рассеяния под данным углом.

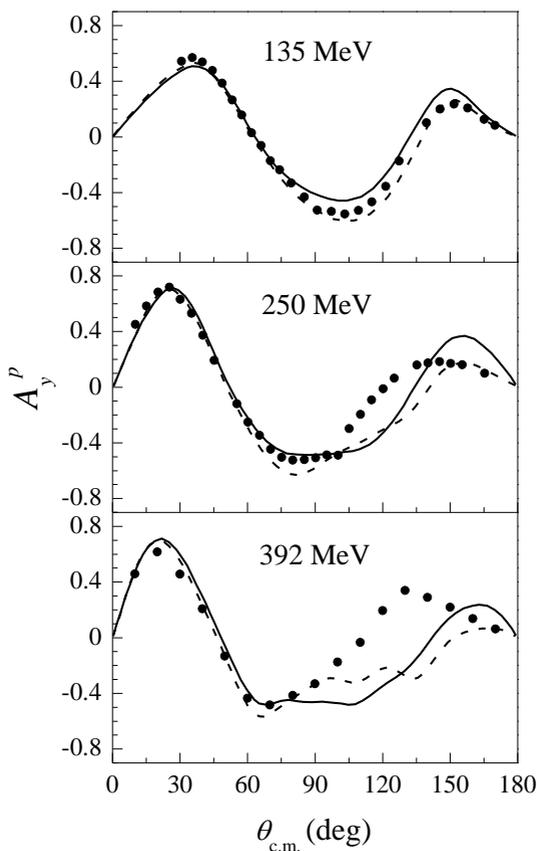


Рис. 2.9. Сравнение теоретических и экспериментальных векторных анализирующих способностей для рассеяния спин-поляризованных протонов неполяризованными дейтронами при энергиях 135, 250 и 392 МэВ (лаб.). Штриховые кривые — расчет по уравнениям Фаддеева с учетом только парных сил (использован NN -потенциал CD-Bonn), сплошные кривые — расчет с учетом парных и трехчастичных сил типа Тусон–Мельбурн (ТМ).

На Рис. 2.9 показано сравнение экспериментальных и теоретических значений $A_y(\theta)$, вычисленных с использованием Боннского (CD-Bonn) NN -потенциала, а также с включением

трехчастичных сил в версии, предложенной группой Тусон–Мельбурн (ТМ). Из приведенных на рисунке данных хорошо видно, что расхождение теоретических результатов с экспериментальными данными под большими углами растет с увеличением энергии, а также, что включение в расчет трехчастичных сил в целом не улучшает результата.

Таким образом, из этого сравнения можно заключить, что современные модели $2N$ - и $3N$ -сил не в состоянии описать экспериментальные данные по упругому pd -рассеянию даже при тех энергиях, которые находятся в пределах применимости использованных моделей сил и сделанных приближений.

Рассмотрим теперь векторные и тензорные анализирующие способности в упругом dp -рассеянии. Можно выполнить поляризационные измерения в обратной кинематике, изучая упругое рассеяние спин-поляризованных дейтронов на неполяризованных протонах. Поскольку спин дейтрона $S_d = 1$, то в таких экспериментах можно измерить как векторные, так и тензорные анализирующие способности, а также коэффициенты передачи поляризации. Сравнение экспериментальных данных при энергиях дейтронов $T_d = 200$ и 270 МэВ (соответствующих энергиям протонов $T_p = T_d/2 = 100$ и 135 МэВ в обратной кинематике) с результатами точных расчетов по уравнениям Фаддеева показано на Рис. 2.10–2.12. Сплошные кривые на этих рисунках отвечают результатам расчетов с учетом $3N$ сил.

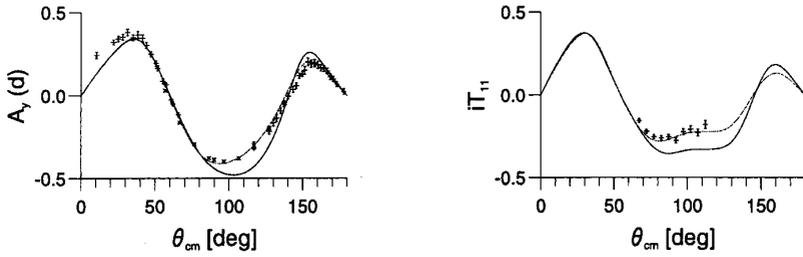


Рис. 2.10. Векторная анализирующая способность A_y (iT_{11}) при рассеянии поляризованных дейтронов на протонах при энергии дейтронов 270 МэВ (слева) и 200 МэВ (справа).

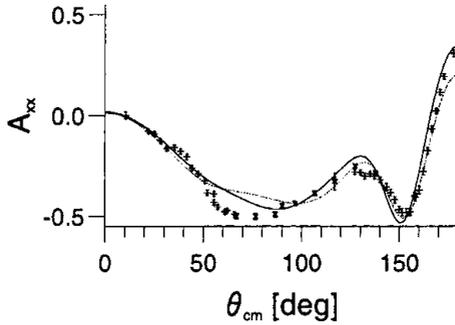


Рис. 2.11. Тензорная дейтронная анализирующая способность A_{xx} (в декартовых координатах) при рассеянии поляризованных дейтронов на протонах при энергии дейтронов 270 МэВ.

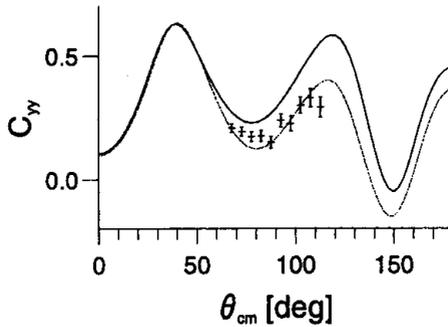


Рис. 2.12. Коэффициенты спиновой корреляции C_{yy} для рассеянных дейтронов.

Из приведенных рисунков видно, что не удается достигнуть количественного описания спиновых наблюдаемых ни для спин-поляризованных протонов, ни для спин-поляризованных дейтронов, хотя качественное согласие вполне удовлетворительное.

Есть еще несколько известных загадок, которые не объясняются даже при учете трехчастичных сил. Одной из них является известная загадка A_y (A_y -puzzle) при низких энергиях [10,11]. Анализирующие способности A_y , измеренные в nd -рассеянии при трех низких энергиях, и соответствующие результаты точных фаддеевских расчетов показаны на Рис. 2.13.

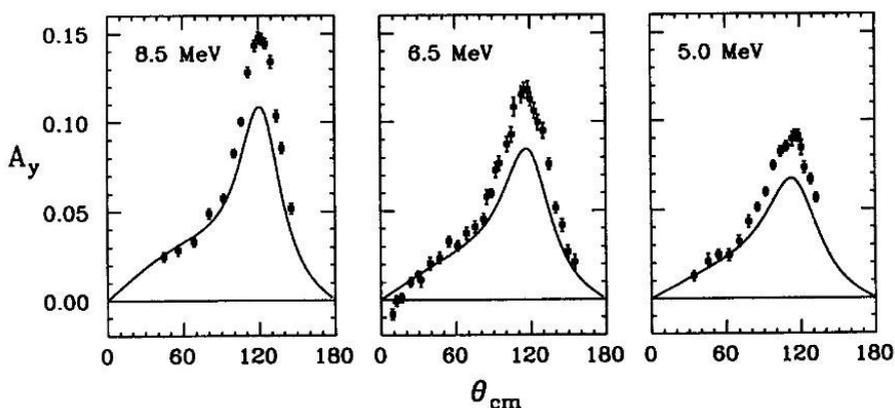


Рис. 2.13. Анализирующие способности A_y при рассеянии нейтронов дейтронами при низких энергиях в сравнении с результатами фаддеевских расчетов с NN -потенциалом Vonn-B (сплошные кривые).

На Рис. 2.14. показаны анализирующие способности A_y для nd - и pd -рассеяния при энергии 3 МэВ и результаты фаддеевских расчетов с различными NN - и $3N$ -потенциалами. Из рисунка видно, что результаты расчетов с различными реалистическими NN потенциалами мало отличаются друг от друга

(сплошные и точечные кривые на Рис. 2.14), а учет трехчастичных сил, хотя и уменьшает степень расхождения теории с экспериментом, но полностью его не устраняет.

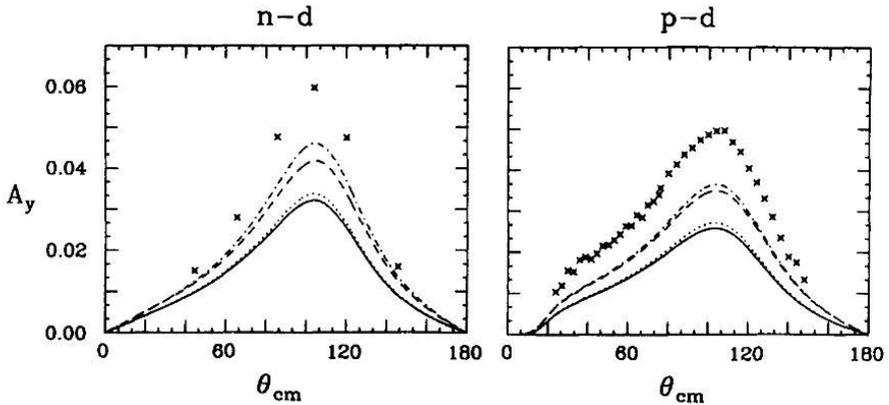


Рис. 2.14. Анализирующие способности A_y для nd - и pd -рассеяния при энергии 3 МэВ в сравнении с результатами фаддеевских расчетов с различными NN - и $3N$ -потенциалами. Сплошными и точечными кривыми показаны результаты расчетов без учета трехчастичных сил, а штриховыми и штрихпунктирными — результаты с учетом трехчастичных сил.

2.4.4. Сечения трехчастичного развала $N+d \rightarrow N+n+p$

Большую группу данных по трехчастичным распадам $n+d \rightarrow n+n+p$ и $p+d \rightarrow p+p+n$, для которых теория, основанная на точном решении уравнений Фаддеева, существенно расходится с довольно точными экспериментальными данными, составляют так называемые «звездные» распады. В таких распадах плоскость вылета трех конечных нуклонов перпендикулярна направлению падающих частиц в системе центра масс. Пример такого расхождения теории с экспериментом показан на Рис. 2.15.

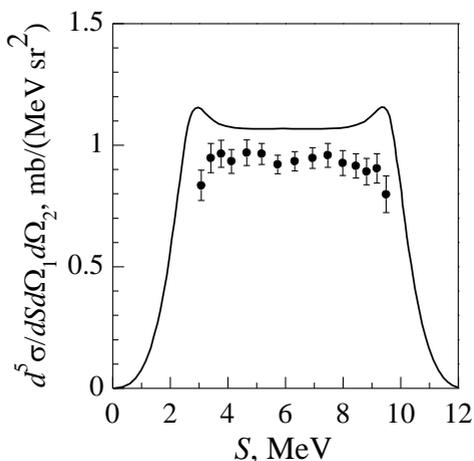


Рис. 2.15. Сечение развала дейтрона $pd \rightarrow ppp$ в конфигурации *Space Star* как функция параметра кинематической кривой S при энергии падающего протона $E_p = 13$ МэВ. Точки — экспериментальные данные, сплошная кривая — расчет Гановерской группы на основе уравнений Фаддеева.

Интересно, что когда три конечных нуклона в звездном распаде вылетают точно под углами 60° относительно друг друга, расхождение теории и эксперимента оказывается максимальным. Если угол разлета какой-либо пары нуклонов уменьшается, степень расхождения также существенно уменьшается. Вероятной причиной этого расхождения может быть образование промежуточного (неустойчивого) трехнуклонного состояния, которое затем распадается в перпендикулярной плоскости. На следующей стадии это промежуточное состояние распадается симметричным образом на три нуклона, вылетающих перпендикулярно к направлению падающей частицы. При такой кинематике полный поперечный импульс равен нулю, как и следует из закона сохранения импульса.

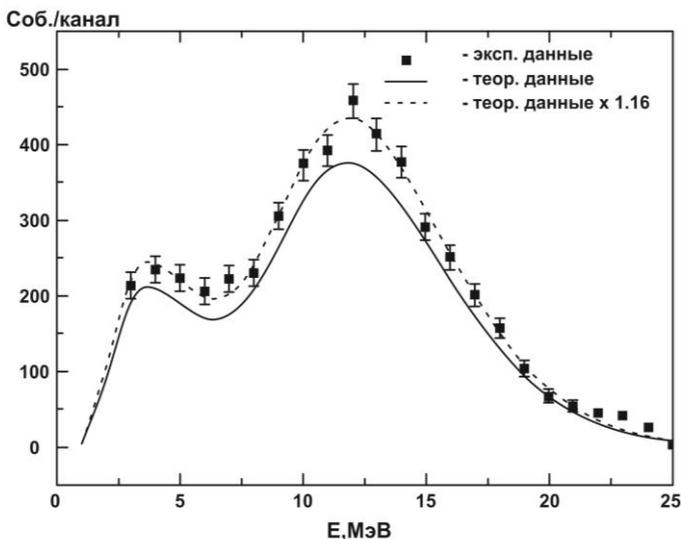


Рис. 2.16. Энергетический спектр нейтронов в области квазисвободного рассеяния в процессе $d(n,2n)p$ в сравнении с теоретическими предсказаниями, полученными с использованием NN -потенциала CD-Bonn.

Недавно появились новые экспериментальные данные по квазиупругому выбиванию $d(n,2n)p$ при относительно небольших энергиях (порядка 16 МэВ). Эти данные были получены при таком выборе кинематики процесса, когда падающий нейтрон выбивает нейтрон из дейтрона в кинематике квазисвободного столкновения двух биллиардных шаров, которые, как известно, разлетаются под прямым углом друг к другу. К большому удивлению исследователей, наиболее точное теоретическое описание такого процесса на основе уравнений Фаддеева дает сечение на 16% ниже экспериментального как в самом квазиупругом пике, так и вблизи него (см. Рис. 2.16). Причины такого большого расхождения теории и эксперимента не ясны. Более того, если подогнать теоретические результаты под экспе-

риментальные данные путем изменения параметров теории эффективного радиуса, то эти параметры оказываются довольно далекими от принятых на сегодня точных значений.

2.4.5. Упругое pd -рассеяние под большими углами

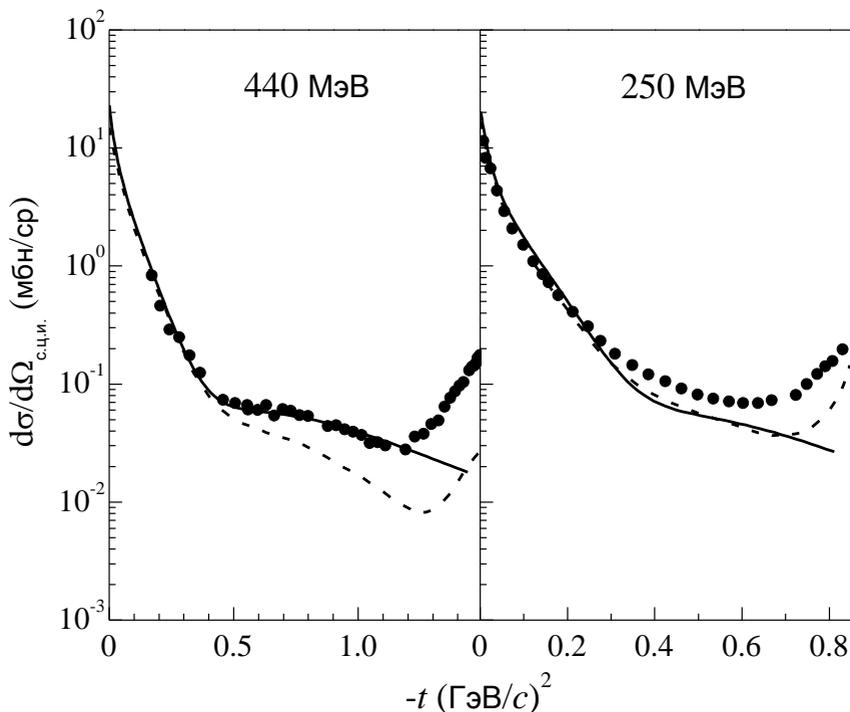


Рис. 2.17. Сравнение теоретических предсказаний с экспериментальными данными для дифференциальных сечений в упругом pd -рассеянии при энергиях падающих протонов 250 и 440 МэВ. Штриховыми кривыми показаны результаты расчетов по уравнениям Фаддеева, сплошными кривыми — предсказания обобщенной модели Глаубера [13].

Важно подчеркнуть, что приведенные в данной главе расхождения между теорией и экспериментом носят не какой-то

выборочный, а вполне систематический характер, что иллюстрируется на Рис. 2.17 и 2.18.

На этих рисунках показаны предсказания обобщенной модели Глаубера (дифракционной модели) для упругого pd -рассеяния и результаты точных трехчастичных расчетов по уравнениям Фаддеева в сравнении с экспериментальными данными для дифференциальных сечений и протонных анализирующих способностей [13]. Из рисунков хорошо видно, что вплоть до некоторого значения квадрата переданного импульса $-t \approx 0.35(\text{ГэВ}/c)^2$ предсказания приближенной глауберовской модели и точной фаддеевской теории совпадают как между собой, так и с экспериментом. При больших значениях $-t$ теоретические предсказания двух подходов начинают различаться между собой и оба расходятся с экспериментом.

Отличие предсказаний модели Глаубера от результатов точных фаддеевских расчетов неудивительно, так как условием применимости глауберовского подхода является относительная малость переданного импульса, т.е. этот подход применим только к рассеянию в передней полусфере углов. Однако одновременное расхождение результатов расчетов в обоих подходах от экспериментальных данных, начиная с некоторого значения квадрата переданного импульса $-t$, ясно свидетельствует о том, что сам механизм упругого pd -рассеяния при таких энергиях не сводится к простому перерассеянию в системе трех нуклонов, как предполагает точная фаддеевская теория.

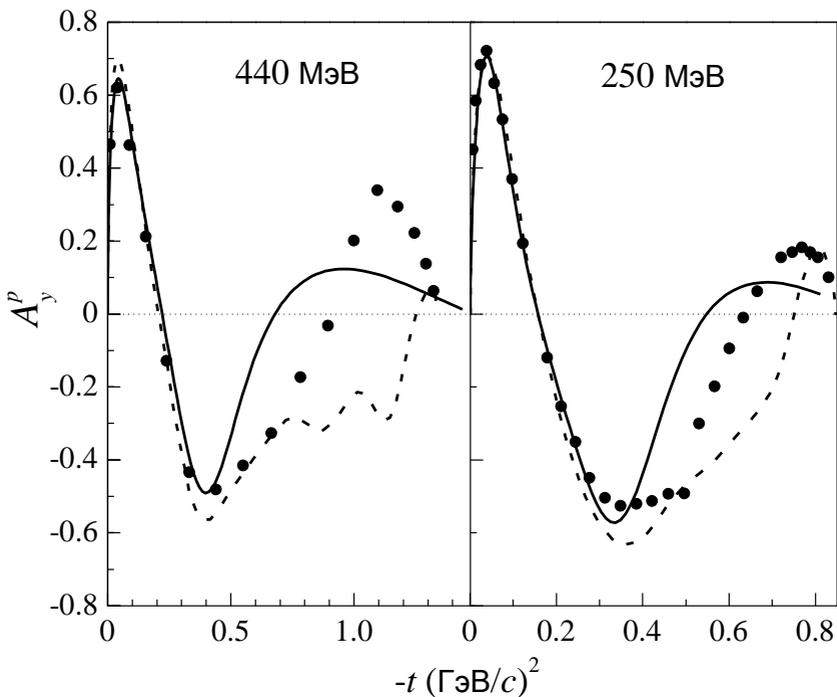


Рис. 2.18. Сравнение теоретических предсказаний с экспериментальными данными для протонных анализирующих способностей в упругом pd -рассеянии при энергиях падающих протонов 250 и 440 МэВ. Штриховыми кривыми показаны результаты расчетов по уравнениям Фаддеева, сплошными кривыми — предсказания обобщенной модели Глаубера. (На левом рисунке приведены экспериментальные данные и теоретические результаты для энергии 392 МэВ.)

Этот механизм должен включать в себя возбуждение каких-то новых (ненуклонных) степеней свободы (дибарионов, Δ -изобар и т.п.), не учтенных в традиционных теоретических подходах.

Существенные расхождения между теорией и экспериментом для сечений и спиновых наблюдаемых упругого pd -

рассеяния, проявляющиеся при промежуточных энергиях, растут с увеличением энергии и при энергиях $T_p = 600$ МэВ под задними углами достигают уже порядка величины (см. Рис. 2.19).

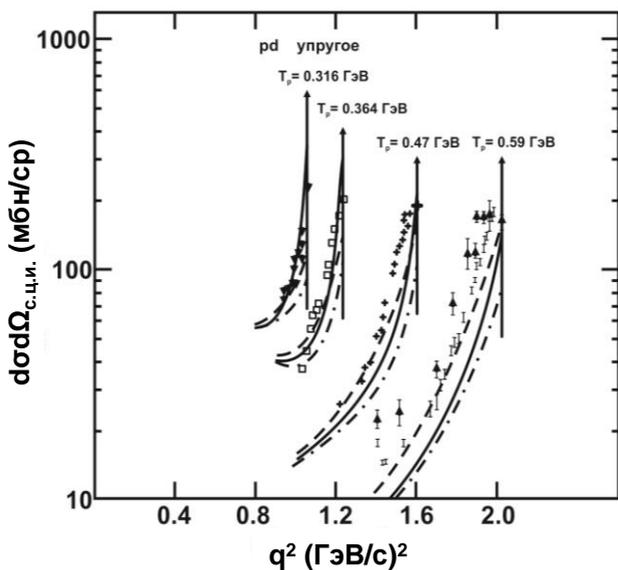


Рис. 2.19. Экспериментальные дифференциальные сечения pd -рассеяния под большими углами в сравнении с теоретическими предсказаниями на основе «оптимального» приближения Гурвица при энергиях налетающих протонов 316, 364, 470 и 590 МэВ [14]. Штриховые кривые отвечают учету однократного рассеяния, штрих-пунктирные кривые — учету одно- и двукратного рассеяния, сплошные кривые — учету одно- и двукратного рассеяния, а также одноуклонного обмена.

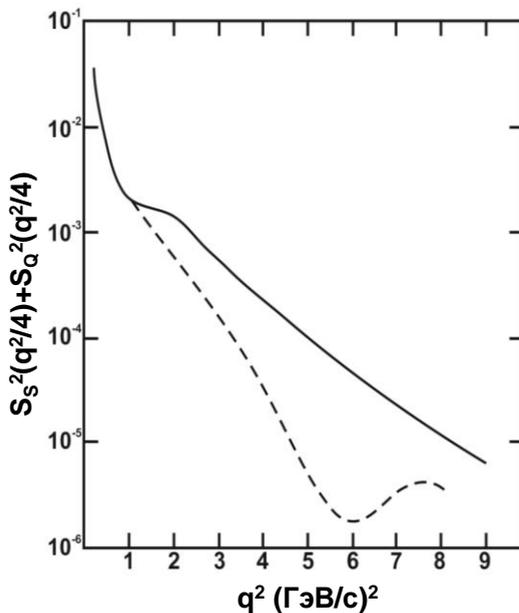


Рис. 2.20. Сравнение массовых дейтронных формфакторов (“body form factors”), определяющих распределение массы в дейтроне: форм-фактор, рассчитанный с помощью реалистического NN -потенциала (штриховая кривая) и извлеченный из экспериментальных данных по упругому pd -рассеянию (сплошная кривая) [14].

Из сравнения, приведенного на Рис. 2.20, видно, что массовый формфактор дейтрона, подогнанный под дифференциальное сечение упругого pd -рассеяния под задними углами, примерно на порядок больше теоретического форм-фактора. Это означает, что волновая функция реального дейтрона включает много больше высокоимпульсных компонент, чем функции, полученные с традиционными NN -потенциалами. Отсюда следует, что в дейтроне на относительно малых межнуклонных расстояниях имеется значительный избыток D -волновой компоненты (в сравнении с тем, что дают реалистические NN -потенциалы), ко-

торой отвечают более высокие средние импульсы (по сравнению с S -волновой компонентой). В следующих разделах будет показано, что эта дополнительная D -волновая компонента возникает как прямое следствие наличия в дейтроне специфической кварковой конфигурации $|s^4p^2[42]L=2,ST=10\rangle$.

В итоге, все представленные здесь результаты по сравнению экспериментальных данных с предсказаниями традиционных потенциальных моделей NN -взаимодействия ясно показывают, что мы все еще не имеем адекватного описания сильного взаимодействия нуклонов на малых расстояниях, и необходимо искать более полную и точную картину ядерных сил.

2.5. ВЫВОДЫ

– Наиболее точные на сегодня модели NN - и $3N$ -взаимодействий, основанные на мезонной теории ядерных сил, в целом дают неплохое качественное, а часто и количественное согласие с экспериментальными данными. Тем не менее, они не могут количественно описать большой круг экспериментальных данных, причем с ростом энергии расхождения теории с экспериментом только увеличиваются.

– Сравнение различных теоретических подходов между собой и с экспериментальными данными ясно указывает на проявление ненуклонных (кварковых, дибарионных и др.) степеней свободы в процессах с большой передачей импульса (т.е. на малых межнуклонных расстояниях).

– Таким образом, ясно, что устранить многочисленные расхождения между теорией и экспериментом, оставаясь в рамках традиционных моделей ядерных сил, вряд ли возможно. По-

этому необходимо искать совсем другие подходы к проблеме ядерных сил, особенно на коротких расстояниях, альтернативные к базовой концепции Юкавы. Желательно делать это уже на основе современной кварковой модели и квантовой хромодинамики.

Литература

1. S. Weinberg, *Physica A* **96**, 327 (1979); *Phys. Lett. B* **251**, 288 (1990); *Nucl. Phys. B* **363**, 3 (1991).
P. Valderrama, Ruiz Arriola, *Phys. Rev. C* **72**, 044007 (2005).
2. S. Scherer in *Advances in Nuclear Physics*, Edt. by J.W. Negele, E.W. Vogt, vol. 27, (Kluwer Academic/Plenum, N.Y., 2003), pp. 277-538; S.Scherer, M.R. Schindler, arXiv:0505265 [hep-ph].
E. Epelbaum, J. Gegelia, arXiv:1210.3964 [nucl-th]; *Eur. Phys. J. A* **41**, 341 (2009); C. Zeoli, R. Machleidt, D.R. Entem, arxiv:1208.2657 [nucl-th].; E. Epelbaum, J. Gegelia, *Phys. Lett. B* **716**, 338 (2012).
3. S. Aoki, J. Balog, P. Weisz, arXiv:0910.4255 (2009).
4. N. Ishii, S. Aoki, T. Hatsuda, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 022001 (2007).
5. X. Nemura, *Nucl. Phys. A* **835**, 174 (2010).
6. D.G. Richards, arXiv:0011012 [nucl-th].
7. F. Wilczek, *Nature* **445**, 156 (2007).
8. W. Gloeckle, H. Witala, D. Hüber, H. Kamada, J. Golak, *Phys. Rep.* **274** (3-4), 107 (1996); *ibid.* 668 (1996).
9. Y. Wu, S. Ishikawa, T. Sasakawa, *Few-Body Systems* **15**, 145 (1993); L. Fachruddin, W. Gloeckle, *Phys. Rev. C* **69**, 064002 (2004).
10. H. Witala, D. Hüber, W. Gloeckle, *Phys. Rev. C* **49**, R14 (1994).
11. H. Witala et al., *Phys. Rev. C* **77**, 034004 (2008).
12. H. Witala et al., *Phys. Rev. C* **83**, 034003 (2011); arXiv:1011.4714 [nucl-th].
13. M.N. Platonova, V.I. Kukulín, *Phys. Rev. C* **81**, 014004 (2010).
14. S.A. Gurvitz, *Phys. Rev. C* **22**, 725 (1980); *Ann. Phys. (N.Y.)* **119**, 405 (1979).