1978 г. Август *Том 125, вып. 4*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.143

ЯДРА ИЗ БАРИОНОВ И АНТИБАРИОНОВ

И. С. Шапиро

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ

К семейству частиц, именуемых барионами (B), принадлежат структурные элементы атомных ядер — нуклоны (N) (протон, нейтрон) и гипероны (Y) — так называемые странные фермионы Λ, Σ, Ξ, Ω. Каждой из этих частиц отвечает античастица — антибарион ($\overline{B}$).

Настоящая статья посвящена своеобразным системам, похожим на атомные ядра, но содержащим не только барионы, но и антибарионы. Наибольшее место будет уделено, разумеется, простейшим — двухчастичным — системам $B\overline{B}$, и среди них прежде всего — системам $N\overline{N}$, поскольку нуклоны изучены лучше других барионов.

Существование ядерно-подобных систем $N\overline{N}$ было предсказано теоретически около восьми лет назад. В последнее время такие «квазиядра» были обнаружены экспериментально.

От систем NN, составляющих предмет исследования канонической ядерной физики, системы $N\overline{N}$ отличаются, во-первых, возможностью аннигиляции и, во-вторых, характером ядерных сил. По имеющимся данным представляется вполне вероятным, что притяжение между N и $\overline{N}$ значительно сильнее, чем в системе NN (при одном и том же, примерно, радиусе действия сил). Поэтому, в отличие от единственного слабо связанного состояния двух нуклонов (дейтрон), в системе $N\overline{N}$ может существовать целый спектр связанных и резонансных состояний ядерного типа (т. е. с дефектом масс, значительно меньшим 1 *Гэв*, и со средним расстоянием между частицами порядка 1*ф*). Фактор, мешающий возникновению таких квазиядерных состояний, есть аннигиляция: частицы могут исчезнуть раньше, чем сформируется состояние финитного движения. Важный вывод теории состоит, однако, в том, что аннигиляция, несмотря на большое ее сечение, не исключает возможности существования квазиядерных состояний. Физическая причина этого в том, что аннигиляция происходит на межчастичных расстояниях, заметно меньших радиуса квазиядерной орбиты. Теоретические оценки показывают, что по порядку величины аннигиляционные ширины квазиядерных уровней $N\overline{N}$ могут лежать в интервале от 0,1 *Мэв* до 100 *Мэв* (в зависимости от орбитального углового момента относительного движения N и $\overline{N}$ — большим орбитальным моментам отвечают меньшие ширины).

«Ядро» из N и $\overline{N}$ имеет нулевой барионный заряд (число барионов минус число антибарионов) и потому *должно проявлять себя как тяжелый* (*с массой около* 2 *Гэв*) и сравнительно «*узкий*» мезон, сильно связанный с каналом $N\overline{N}$ (т. е. образующийся охотнее всего при взаимодействии $\overline{N}$ с водородной или ядерными мишенями).

Квазиядерные мезоны $N\overline{N}$ (или вообще $B\overline{B}$) интересны как для ядерной физики, так и для физики частиц.

Для ядерной физики этот интерес обусловлен тем, что ядерные силы $N - \overline{N}$ и $N - N$ хотя и различны, но порождаются обменами одними и теми же легкими бозонами. Поэтому взаимодействия $N - \overline{N}$ и $N - N$ должны быть связаны между собой вполне определенным образом — так называемым G-сопряжением (аналогично тому, как электромагнитные силы электрон — позитрон и электрон — электрон переводятся друг в друга C-сопряжением). Следовательно, знание сил в канале $N - \overline{N}$ дает возможность получить сведения о взаимодействии $N - N$. Почему эта дополнительная информация нужна ядерной физике? Потому, что заключения о силах $N - N$, основывающиеся на данных о фазах рассеяния $N - N$ и структуре дейтрона, не однозначны: в настоящее время известно множество различных потенциалов взаимодействия $N - N$, более или менее удовлетворительно описывающих эти данные (см. [1]). Эта ситуация обусловлена тем, что фазы рассеяния, определяющие поведение волновой функции на асимптотически больших расстояниях (т. е. вне области действия сил), недостаточно чувствительны к виду потенциала. Дейтрон же представляет собой слабо связанную систему — значительная часть нормировочного интеграла для волновой функции приходится на внешнюю область, практически свободную от действия сил. Иными словами, силы $N - N$ трудно восстановить по экспериментальным данным (даже руководствуясь некоторой физической моделью взаимодействия $N - N$) потому, что в двухчастичной системе они слишком слабы *).

Совершенно по-другому обстоит дело в случае двухчастичной системы $N\overline{N}$, поскольку у этой системы можно ожидать наличия целого спектра связанных и резонансных состояний, хорошо пространственно локализованных в области действия ядерных сил. Положение энергетических уровней такой системы зависит от потенциала значительно сильнее, чем энергия связи дейтрона или фазы рассеяния: как показывают расчеты, потенциалы, дающие приблизительно одни и те же фазы рассеяния NN и сечения взаимодействия $N\overline{N}$, приводят к существенно разному расположению

*) Использование более сложных систем — многонуклонных ядер — вносит при получении информации о взаимодействии $N - N$ неопределенности другого сорта, связанные, если так можно выразиться, с «плохой математикой», т. е. с трудностями решения квантовомеханической проблемы нескольких взаимодействующих тел в случае, когда методы теории возмущений неприменимы (или по меньшей мере их применимость сомнительна). Помимо этого, в многонуклонном ядре вполне вероятна заметная роль многочастичных сил, отсутствующих в системе NN. Возможное наличие таких сил дополнительно осложняет получение сведений о взаимодействии NN непосредственно из ядерных данных.

конкретных (отвечающих определенным квантовым числам) уровней дискретного спектра (см. ниже гл. 5). Поэтому двухчастичная квазиядерная система $N\overline{N}$ может оказаться уникальным источником ценной информации о ядерных силах.

Изучение квазиядерных мезонов $N\overline{N}$ необходимо и для того, чтобы ответить на вопрос «кто есть кто?» в разрастающемся с каждым днем многообразии частиц. Проблема квазиядерных мезонов становится тем более актуальной в этом смысле еще и потому, что те же физические соображения, которые дают основания ожидать существования нерелятивистских связанных и резонансных состояний $N\overline{N}$, приводят к заключению о возможности образования аналогичных состояний $B\overline{B}$, где B — любой барион. В частности, речь может идти о системах типа $Y\overline{Y}$ или $Y\overline{N}$ ($\overline{Y}N$). В последнем случае мы имеем дело с двухчастичным «квазигиперядром», в котором один из барионов заменен антибарионом. Хотя о взаимодействии нерелятивистских гиперонов друг с другом или с нуклонами известно гораздо меньше, чем о ядерных силах NN, тем не менее представляется вероятным, что дискретный спектр квазиядерных состояний систем $B\overline{B}$ должен содержать целый ряд уровней (в том числе отвечающих двухзарядным — «экзотическим» — мезонам типа $\Sigma^+\overline{\Sigma}^-$ или $\Sigma^-\overline{p}$) *). Вряд ли требуется пояснить, сколь важным источником содержательной информации о силах гиперон — гиперон и гиперон — нуклон может быть спектр этих уровней.

Как показали эвристические вариационные расчеты, кроме двухчастичных квазиядерных систем $B\overline{B}$, возможны также и более сложные «ядра», содержащие антинуклоны. К ним принадлежат барионы $2N\overline{N}$ и мезоны $2N2\overline{N}$. Замечательно, что даже у четырехчастичных квазиядерных систем встречаются состояния со сравнительно малой аннигиляционной шириной. Так, в частности, возможно двухзарядное связанное состояние $2N2\overline{N}$ с шириной всего лишь порядка 20—30 *Мэв* **).

С учетом трех- и четырехчастичных систем, содержащих антибарионы, спектр квазиядерных состояний может простираться примерно от 1,7 до 7 *Гэв*. Существенно при этом, что число таких состояний ожидается большим. Все это говорит о том, что внутри «третьей спектроскопии» мы, по-видимому, сталкиваемся с новой областью — физикой связанных и резонансных состояний барион-антибарионных и, прежде всего, нуклон-антинуклонных систем.

В последние годы были получены первые экспериментальные указания о наличии связанных и резонансных состояний в системе $N\overline{N}$ (см. обзор Калоджеропулоса [2]). В частности, особую известность приобрел узкий резонанс $N\overline{N}$ (1940), в существовании которого сейчас уже вряд ли можно сомневаться, поскольку он наблюдался несколькими экспериментальными группами с помощью совершенно различных методических средств (см. [3]).

---

*) Основанием для таких ожиданий являются результаты расчетов в модели ОВЕР с константами связи барион — легкий бозон, близкими к константам нуклон — бозон (для оценок этих величин используют, в частности, симметрию SU (3)). Качественная же сторона дела сводится к тому, что для всех барионов возможен обмен ω-мезоном, который в канале $B\overline{B}$ всегда (независимо от квантовых чисел B) обусловливает притяжение между частицами.

**) Малая аннигиляционная ширина объясняется в данном случае большим (около 2 *ф*) размером систем. Этот фактор перекрывает рост ширин за счет увеличения числа «партнеров» для аннигиляции.

Появление первых экспериментальных данных о квазиядерных состояниях $N\bar{N}$, разумеется, весьма повысило интерес к физике этих своеобразных систем, становящихся теперь реальными, а не только гипотетическими объектами, какими они были несколько лет назад.

Вопрос о возможности существования мезонов, состоящих из нуклона и антинуклона, в теоретическом аспекте имеет некоторую предысторию, восходящую к известной статье Ферми и Янга [4]. В этой работе, положившей фактически начало составным моделям частиц, пион рассматривался как связанное состояние $N\bar{N}$. Ближе к концепции квазиядерных состояний $N\bar{N}$, обсуждаемой в настоящем обзоре, находятся работы Бете и Гамильтона [5] и Африкяна [6]. В цитированных работах (выполненных еще до открытия антипротона) ставился вопрос о существовании связанного состояния $N\bar{N}$, аналогичного дейтрону*). При этом, однако, вопрос о влиянии аннигиляции на формирование связанных и резонансных состояний $N\bar{N}$ не обсуждался. Между тем последовавшие вскоре после открытия антипротонов измерения сечения аннигиляции $N\bar{N}$ дали ошеломляюще большую величину — почти втрое большую полного сечения pp-взаимодействия при нерелятивистских энергиях. Это обстоятельство заставило надолго забыть идею о возможности существования квазиядерных состояний $N\bar{N}$, хотя в первых же попытках описания процесса аннигиляции $\bar{N}N$ было отмечено (Мартеном [7]), что характерные для аннигиляции расстояния должны быть гораздо меньше радиуса действия ядерных сил. Этот факт, однако, не принимался всерьез. В наиболее реалистических моделях оптического потенциала (например, в моделях Немировского с сотрудниками [8], Брайена и Филлипса — см. [9] и ссылки там), мнимой его части (феноменологически учитывающей аннигиляцию) хотя и приписывался средний радиус порядка 0,2 *ф*, но амплитуда этого экспоненциального спадающего потенциала выбиралась настолько большой, что вероятность аннигиляции практически оказывалась близкой к единице во всей области действия ядерных сил в системе $N\bar{N}$. Поэтому, несмотря на то, что действительная часть потенциала Брайена — Филлипса (BP) давала сильное притяжение между N и $\bar{N}$, авторы получили монотонный ход с энергией сечений аннигиляции и рассеяния нерелятивистских N и $\bar{N}$ без следа каких-либо указаний на возможное наличие резонансов. Полученные в оптической модели результаты удовлетворительно согласовывались с имевшимися (довольно скудными, правда) экспериментальными данными по сечениям взаимодействия $\bar{N}$ и N. Это укрепило представление о решающей роли аннигиляции во всех эффектах взаимодействия $N\bar{N}$ при нерелятивистских энергиях. «Гипноз» больших аннигиляционных сечений приводил (и приводит до сих пор) к ряду заблуждений **).

Одним из них было и молчаливое убеждение в невозможности возникновения достаточно узких состояний дискретного спектра в системе $N\bar{N}$.

Вопрос о квазиядерных (связанных и резонансных) состояниях $N\bar{N}$, с выяснением роли аннигиляции в формировании этих состояний и с вычислением верхних границ аннигиляционных ширин, был рассмотрен теоретически в работах [11–14] до появления экспериментальных указаний на существование таких систем. Идеология и результаты этих работ были позднее резюмированы в обзорах [15–17] ***) и [18]. В работах I был вычислен спектр связанных и резонансных состояний на основе модели OBEP (действительная часть оптического потенциала BP). Этот спектр оказался чрезвычайно богатым (главным образом из-за интенсивных спин-орбитальных сил): в общей сложности в нем насчитывается около 20 квазиядерных состояний с нерелятивистскими энергиями связи (т. е. с массами вблизи двух нуклонных) и, как уже упоминалось выше, с аннигиляцион-

*) В статье [6] содержится даже утверждение, что энергия связи в системе $N\bar{N}$ должна быть в точности равна энергии связи дейтрона. Автор исходил при этом из предположения, что дейтрон связан только за счет сил однопионного обмена и что эти силы не меняются при переходе в канал $N\bar{N}$. Последнее утверждение было следствием ошибки: автор, переходя от системы NN к системе $N\bar{N}$, совершал C-сопряжение вместо требуемого G-сопряжения.

**) Отметим, в частности, содержащееся в обзоре [10] неверное утверждение, что аннигиляционное взаимодействие является «дальнодействующим».

***) В дальнейшем ссылки на статьи [11–17] будут обозначаться цифрой I.

ными ширинами, не превосходящими 100 *Мэв*. Впоследствии аналогичные расчеты были выполнены рядом авторов (эти результаты будут рассмотрены в соответствующем разделе данного обзора; см. гл. 5). Здесь мы упомянем только об одной ранней работе, принадлежащей Боллу, Скотти и Вонгу [19]. Эти авторы получили спектр тяжелых мезонов (с массами в районе 2 *Гэв*) в процессе исследования уравнений типа «бутстрапа» (совокупность самосогласованных интегральных уравнений, долженствующих, по идее, дать в качестве связанных состояний $N\bar{N}$ те же мезоны, которыми обусловлено взаимодействие в канале NN). В цитируемой работе эта идея реализована не была (исходными были легкие мезоны, а получены — тяжелые). Фактически же решения написанных в работе [19] уравнений сводятся к сумме ряда лестничных диаграмм однобозонного обмена и отвечают квантовомеханическому потенциальному подходу. Поэтому полученный там [19] спектр тяжелых мезонов оказался схож с вычисленной в I совокупностью связанных состояний $N\bar{N}$ *).

Как можно видеть из весьма кратко изложенной выше истории вопроса, одним из ключевых пунктов физической теории систем $N\bar{N}$ является правильное понимание роли аннигиляции. Можно ли совместить большие аннигиляционные сечения с существованием более или менее узких уровней дискретного спектра системы $N\bar{N}$? С ответа на этот центральный вопрос мы и намереваемся начать данный обзор.

План статьи достаточно ясен из оглавления. Заметим только, что содержание обзора охватывает три вопроса физики квазиядерных систем $N\bar{N}$: аннигиляционные эффекты, спектры дискретных состояний, наблюдаемые явления, обусловленные существованием квазиядерных систем $N\bar{N}$. Обзор посвящен физической сущности теории этих систем, и хотя рассматриваемые в статье вопросы теории относятся к вполне конкретным физическим явлениям, мы считаем детальное сравнение теоретических и экспериментальных данных преждевременным, главным образом потому, что имеющиеся экспериментальные результаты еще недостаточно полны. Экспериментальная активность в исследовании систем $N\bar{N}$ нарастает теперь довольно быстро, вследствие чего относящиеся к проблеме опытные факты, по всей вероятности, умножатся к моменту выхода данной статьи в свет. Руководствуясь этими соображениями, мы ограничимся лишь краткой характеристикой современной экспериментальной ситуации в области обнаружения квазиядерных систем $B\bar{B}$ и изучения их свойств (гл. 2).

Наконец, последнее из предварительных замечаний — о литературных ссылках. Список цитированной литературы не претендует на полноту. Мы старались, однако, не пропускать упоминаний о пионерских работах по тематике обзора и дать необходимые ключевые ссылки.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В целом данные о сечениях аннигиляции и рассеяния $\bar{p}$ в водороде характеризуются двумя важнейшими фактами:

а) Сечения аннигиляции σ_a близки к унитарному пределу $(2l+1)\,\pi\lambda\!\!\!^{-2}$ в каждой парциальной волне с орбитальным угловым моментом l (здесь, как обычно, $\lambda\!\!\!^- = 1/k$, k — импульс $\bar{p}$ в СЦИ; мы считаем везде $\hbar = c = 1$).

*) Резонансы $N\bar{N}$ в работе [19] не рассматривались. Аннигиляционные эффекты также не обсуждались. Вообще авторов данной работы интересовала главным образом структура схемы бутстрапа, а не реальные физические состояния системы $N\bar{N}$.

Это имеет место по крайней мере в интервале $100 \leqslant k \leqslant 400$ *Мэв/с* и устанавливается просто по абсолютной величине σ_a.

б) Сечение рассеяния σ_e меньше сечения аннигиляции σ_a. Приближенно в рассматриваемом интервале энергий:

$$\frac{\sigma_a}{\sigma_e} \approx 1{,}5-1{,}8$$

(большее значение отвечает меньшим энергиям). Можно установить минимальное число парциальных волн, дающих вклад в сечение. Как показывает анализ, в процессе участвуют все парциальные волны с орбитальными моментами $l \leqslant kR$, где R — величина порядка 1,0—1,4 *ф* (см. [9]).

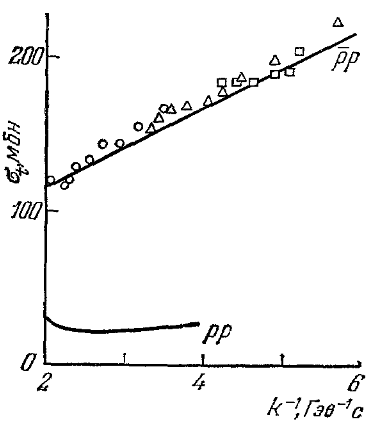


Рис. 1. Зависимость полного сечения $\bar{p}p$ от импульса сталкивающихся частиц.

По оси абсцисс отложена величина k^{-1}, где k — импульс в СЦИ в *Гэв/с*, по оси ординат полное сечение в *мбн*. Нижняя кривая — сечение взаимодействия pp.

Общий энергетический ход полного сечения взаимодействия $\bar{p}p$ $\sigma_t = \sigma_a + \sigma_e$ показан на рис. 1 (заимствован из [2]). Там же для сравнения показано сечение взаимодействия pp (по шкале абсцисс отложена величина k^{-1} в $(Гэв/с)^{-1}$). В интересующем нас интервале нерелятивистских энергий σ_t может быть аппроксимировано эмпирической формулой

$$\sigma_t\,(мбн) = 66 + \frac{26}{k} \qquad (k \text{ — в } Гэв/с).$$

Основное следствие из пп. а), б) состоит в том, что взаимодействие $\bar{p}p$ не может трактоваться как дифракция и поглощение на однородном черном шаре, хотя сечения аннигиляции велики, т. е. близки к унитарному пределу. В самом деле, в случае черного шара мы имели бы $\sigma_a = \sigma_e$, что противоречит опыту.

Впервые Немировским с сотрудниками (см. [8]) было замечено, что для согласования а) и б) требуется приписать области «поглощения» (аннигиляции) линейный размер, заметно меньший радиуса действия ядерных сил. К аналогичному выводу пришли авторы работы [9].

Другим полуэмпирическим методом описания наблюдаемых сечений взаимодействия $N\bar{N}$ является использование модели с граничным условием полного поглощения на сфере определенного радиуса внутри области действия ядерных сил (применительно к аннигиляции $N\bar{N}$ модель с граничным условием была использована впервые Боллом и Чью [20]; с реалистическим потенциалом ядерных сил N — $\bar{N}$ расчеты сечений в рамках этой модели выполнены недавно Далькаровым и Мирером (см. [21]). Модель с граничным условием полного поглощения практически эквивалентна оптической модели с резко пространственно ограниченной мнимой частью потенциала (типа прямоугольной ямы). Поэтому радиус аннигиляционной области в такой модели оказывается больше, чем r_a в потенциале с размытым краем.

Отметим, что во всех упомянутых полуэмпирических методах описания сечений взаимодействия $N\bar{N}$ аннигиляция учитывается так, что ни мнимая часть оптического потенциала, ни эквивалентное граничное условие поглощения не зависят от квантовых чисел состояния аннигилирующей пары $N\bar{N}$ и ее энергии. Довольно очевидно, что такое допущение заведомо неверно и представляет собой огрубление истинной картины процесса аннигиляции. Заметим, что волновая функция оптической модели в области действия ядерных сил имеет мало общего с истинной волновой функцией системы $N\overline{N}$. Вряд ли следует удивляться, что, несмотря на это, в рамках оптической модели (или модели с граничным условием) можно получить удовлетворительное описание экспериментальных данных по сечениям взаимодействия $N\overline{N}$. Последнее объясняется просто тем, что указанные величины мало чувствительны к виду взаимодействия в области действия сил (как уже упоминалось в гл. 1, даже в более простом случае рассеяния NN имеется множество потенциалов, воспроизводящих в пределах необходимой точности экспериментальные фазы рассеяния). Оптическая модель применительно к проблеме взаимодействия $N\overline{N}$ есть не более чем полуэмпирический способ экстраполяции (или интерполяции) экспериментальных данных по сечениям аннигиляции и упругого рассеяния *). Подчеркнем здесь, что эта модель (как и физически эквивалентная ей модель с граничным условием полного поглощения), не может быть использована для теории явлений, существенно зависящих от вида волновой функции системы $N\overline{N}$ в области действия сил (в частности, для исследования вопроса о дискретном спектре состояний $N\overline{N}$). Энергетический ход сечений σ_a, σ_e и σ_{ce} получается в оптической модели (или в модели с граничным условием полного поглощения) монотонным, без каких-либо признаков резонансных максимумов. До недавнего времени такой ход сечений согласовывался с данными опыта. В последние годы, как уже упоминалось, в сечениях взаимодействия $\overline{p}p$ и $\overline{p}d$ обнаружены резонансы. К ним относятся узкий (ширина $\leqslant 10$ *Мэв*) резонанс $N\overline{N}$ (1940), показанный на рис. 2, *а* (см. [3]), и по меньшей мере три резонанса с массами 2000; 2150 и 2335 *Мэв* (ширины двух последних соответственно 95 и 110 *Мэв*) [22, 23]. Эти резонансы наблюдались в отдельных аннигиляционных каналах, в энергетическом ходе полного сечения, сечений аннигиляции и упругого рассеяния. Оговорка «по меньшей мере» введена в связи с тем, что в самое последнее время в «production»-эксперименте [24] обнаружены узкие резонансные состояния $\overline{p}p$ с массами 2020 ± 12 и 2204 ± 5 *Мэв* и ширинами соответственно 24 ± 12 и 16^{+20}_{-18} *Мэв* — см. рис. 2, *б* заметим, что возможное наличие тонкой структуры «широких» пиков в районе 2 *Гэв* подозревалось ранее — см. [22]). Данные резонансы наблюдались в спектре масс пар $\overline{p}p$, рожденных в реакции $\pi^-p \to 2p\overline{p}\pi^-$ при импульсах начальных пионов 9 и 12 *Гэв/с*.

До сих пор речь шла об интегральных сечениях аннигиляции (сумма сечений по всем аннигиляционным каналам, усредненная по спиновым состояниям $N\overline{N}$). Доминирующим аннигиляционным каналом является многопионный. Средняя множественность пионов при аннигиляции нерелятивистской пары $N\overline{N}$ равна 4—5. Это число отвечает максимуму лоренц-инвариантного фазового объема

$$\Omega = \frac{\overline{\mu}^{1-2n}}{(2\pi)^{3n-4}} \int \delta\left(p_i - \sum_f p_f\right) \prod_{j=1}^{n} \frac{d^3\mathbf{p}_f}{2E_f}$$

*) Добавим, что, кроме этого, с помощью оптической модели описывается еще сечение перезарядки ($\overline{p}p \to \overline{n}n$) σ_{ce}, определяемое зависящей от изоспина эрмитовой частью гамильтониана. Сечение перезарядки слабо зависит от энергии и составляет не более 25% сечения упругого рассеяния (более подробные данные см. в работах [9, 21]).

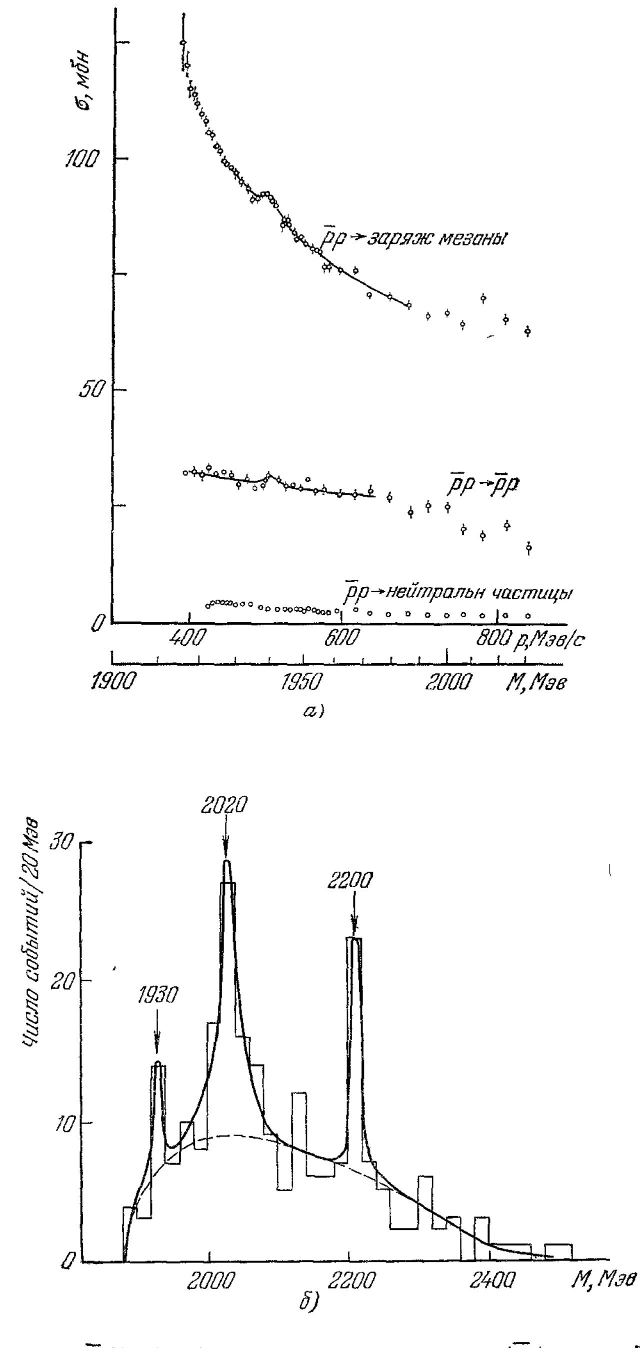


Рис. 2. *а*) Резонанс $N\bar{N}$ (1940); *б*) узкие резонансы в канале $(\bar{p}p)$ с массой вблизи 2 *Гэв*.

при значении обезразмеривающей массы $\bar{\mu} \approx 1,43\mu$ (μ, как и раньше,— масса пиона) *).

Определенный интерес представляют изоспиновые соотношения при многопионной аннигиляции, дающие распределение пионов по заряду. Эти соотношения особенно содержательны, когда начальное состояние имеет определенный изоспин I. В аннигиляции $\bar{p}p$ имеет место суперпозиция состояний с изоспином 0 и 1. Случай «чистого» по изоспину состояния осуществляется при аннигиляции $\bar{p}d$ ($I = 1/2$). Если обозначать через $F_{\lambda_i\lambda_\pi}(s)$ амплитуду перехода из начального состояния с изоспином I_i и его проекцией λ_i в конечное состояние с рождением пиона с проекцией изоспина λ_π ($\lambda_\pi = 0, \pm 1$) и других частиц в состояниях с совокупностью квантовых чисел s, то отвечающая процессу изоспиновая матрица плотности будет

$$(\rho)_{\lambda_i\lambda_i',\,\lambda_\pi\lambda_\pi'} = \sum_s F^*_{\lambda_i'\lambda_\pi'}(s)\, F_{\lambda_i\lambda_\pi}(s). \tag{2.1}$$

Диагональные элементы ρ дают (при соответствующей нормировке) вероятность реакции. По соображениям изоспиновой инвариантности матрица плотности ρ должна иметь вид

$$\rho = a + b\mathbf{I}_i\mathbf{I}_\pi + C(\mathbf{I}_i\mathbf{I}_\pi)^2, \tag{2.2}$$

где $\mathbf{I}_i$ и $\mathbf{I}_\pi$ — операторы изоспина начального состояния и пиона соответственно. Если $I_i \leqslant 1/2$, коэффициент $C = 0$ **). В частности, в случае аннигиляции $\bar{p}d$ нас интересует диагональный матричный элемент ρ при $\lambda_i = \lambda_i' = -1/2$, $\lambda_\pi = \lambda_\pi'$. Принимая во внимание, что

$$(\mathbf{I}_i)_3 = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \qquad (\mathbf{I}_\pi)_3 = \begin{pmatrix} 1 & & \\ & 0 & \\ & & 1 \end{pmatrix},$$

а диагональные элементы остальных матриц I_i, I_π равны нулю, находим из (2.2) вероятности рождения π^0, π^+ и π^- мезонов:

$$\rho_{\pi^0} = a, \quad \rho_{\pi^\pm} = a \mp \frac{b}{2}.$$

Из этих формул следует, что при аннигиляции $\bar{p}d$ между числом нейтральных пионов N_0 и числами заряженных пионов N_+ и N_- должно осуществляться соотношение

$$N_+ + N_- = 2N_0 = N_\gamma. \tag{2.3}$$

Здесь N_γ — число фотонов, образующихся в результате распада $\pi^0 \to 2\gamma$. Для аннигиляции $\bar{p}p$ из состояния с $I_i = 0$ соотношение (2.3) будет, очевидно, также справедливым, причем в этом случае имеют место более сильные равенства

$$N_+ = N_- = N_0.$$

То же самое будет справедливо и для канала с $I_i = 1$ (поскольку $\lambda_i = 0$), если в (2.2) коэффициент $C = 0$ по каким-либо динамическим причинам. Мы остановились на изоспиновых соотношениях потому, что они проверялись экспериментально для аннигиляции $\bar{p}d$ группой Калоджеропулоса [25, 26] и (с меньшей точностью) для аннигиляции $\bar{p}p$ [27]. Результаты, полученные в случае аннигиляции $\bar{p}d$, оказались весьма не тривиальны. В работе [25] с помощью дейтериевой пузырьковой камеры проверялось следствие соотношения (2.3) для энергий, приходящихся на заряженные пионы $\langle E_c\rangle$ и нейтральные бозоны $\langle E_0\rangle$ в среднем на акт аннигиляции остановившихся в камере $\bar{p}$. Очевидно что теоретически должно быть:

$$\langle E_c\rangle = 2\,\langle E_0\rangle.$$

*) Не следует смешивать $1/\bar{\mu}$ с радиусом аннигиляционной зоны r_a. Величина $\bar{\mu}$ определяется значением элемента S-матрицы, отвечающего аннигиляции. Последний же существенным образом зависит от ядерных сил $N\bar{N}$: сечение аннигиляции велико при малом r_a из-за сильного притяжения между N и $\bar{N}$ (см. гл. 4).

**) Полученная здесь простым путем формула (2.2) представляет собой частный случай изоспиновых соотношений в инклюзивных реакциях, рассмотренных в работах [24].

Экспериментальное же значение $\langle E_c\rangle_{\exp}$ оказалось меньше ожидавшегося

$$2\langle E_0\rangle - \langle E_c\rangle_{\exp} = 58 \pm 10\ \textit{Мэв}\ ^{*)}.$$

В работе [26] соотношение (2.3) проверялось непосредственно. Для среднего числа заряженных пионов на акт аннигиляции $\bar{p}d$ (известно[20] также по предыдущим измерениям) было получено

$$\langle N_+ + N_-\rangle = 3{,}04 \pm 0{,}02,$$

тогда как для $\langle N_\gamma\rangle$ измерения дали другую цифру **):

$$\langle N_\gamma\rangle_{\exp} = 3{,}77 \pm 0{,}08.$$

Таким образом, «избыточное» число γ-квантов на акт аннигиляции $\bar{p}d$ оказалось равным

$$\langle \Delta N_\gamma\rangle \equiv \langle N_\gamma\rangle_{\exp} - \langle N_+ + N_-\rangle = 0{,}73 \pm 0{,}08.$$

Другими словами, на каждый «законный» (т. е. теоретически ожидаемый в силу сохранения изоспина) фотон пришлось по

$$\frac{\langle \Delta N_\gamma\rangle}{\langle N_+ + N_-\rangle} = 0{,}24 \pm 0{,}03$$

«избыточных» квантов со средней энергией около 180 *Мэв*. На рис. 3 (заимствован из работы [2]) показан энергетический спектр γ-квантов, рождающихся при аннигиляции остановившихся $\bar{p}$ в дейтериевой пузырьковой камере (сплошная кривая на этом рисунке отвечает спектру γ-квантов от распада $\pi^0 \to 2\gamma$) ***). По мнению авторов работы [26], энергетический спектр «избыточных» фотонов указывает на возможное наличие некоторой дискретной структуры. Предпринятая позже попытка обнаружения дискретных γ-линий с помощью люминесцентного спектрометра γ-излучения [28] не привела к успеху (по заключению авторов, интенсивность каждой из линий дискретного спектра, если они существуют, не превосходит 1%) ****). В связи с этими данными заметим, что в случае существования связанных квазиядерных состояний $N\bar{N}$ теория предсказывает наличие сравнительно узких (с шириной $\leqslant 10$ *Мэв*) дискретных γ-линий в спектре фотонов, испускаемых при аннигиляции остановивших $\bar{p}$ в водороде или дейтерии [29]. Теория вопроса излагается в гл. 7, здесь же мы заметим только, что источником этих моноэнергетических γ-линий являются радиационные электромагнитные переходы из S состояний $\bar{p}p$- или $\bar{p}d$-атомов в связанные квазиядерные состояния $N\bar{N}$. Теоретически ожидаемая суммарная интенсивность γ-линий дискретного спектра составляет величину порядка нескольких процентов на акт аннигиляции (интенсив-

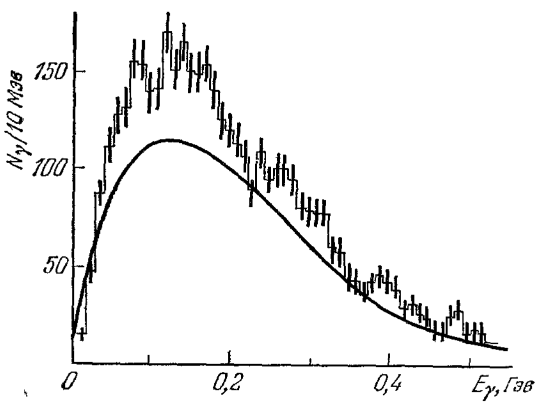


Рис. 3. Спектр γ-излучения, испускаемого при аннигиляции остановившихся $\bar{p}$ в дейтериевой пузырьковой камере (по [2, 26]).

Сплошная кривая — ожидаемый непрерывный спектр γ-квантов от распада $\pi^0 \to 2\gamma$. Площадь под кривой нормирована на среднее число заряженных пионов в соответствии с соотношением (2.5) (см. текст).

*) Эта цифра получена после внесения поправки на электромагнитные распады η- и ω-мезонов (идущих с нарушением сохранения изоспина).

**) Эта величина была найдена путем измерения средней энергии фотона $\langle\omega_\gamma\rangle = 184 \pm 3$ *Мэв*. Приведенная в тексте цифра получилась из соотношения $\langle N_\gamma\rangle = \langle E_0\rangle/\langle\omega_\gamma\rangle$ при $\langle E_0\rangle = 693 \pm 10$ *Мэв*.

***) Спектр, приведенный на рис. 3, обеспечен статистически лучше (примерно в 4 раза по числу событий), чем аналогичная гистограмма в первоначальной публикации [26].

****) Не исключается при этом, что отрицательный результат эксперимента связан с несовершенством методики (см. [2,27]).

ности же отдельных линий должны быть порядка нескольких десятых долей процента — общее число линий зависит от спектра квазиядерных уровней $N\bar{N}$ и для одного из вариантов ядерных сил равно восьми) *). Подчеркнем, что данные работ [25], [26] пока уникальны. Они требуют проверки и уточнения в дальнейших экспериментальных исследованиях **).

Значительный интерес для изучения процесса аннигиляции представляют двухчастичные каналы ($N\bar{N} \to 2\pi$, $N\bar{N} \to 2K$, $\bar{p}p \to e^+e^-$). Их интенсивности сравнительно малы (например, вероятность аннигиляции $\bar{p}p \to 2\pi$ составляет около 0,3% на один $\bar{p}$, остановившийся в водороде), но они важны потому, что дают возможность определить квантовые числа состояния аннигилирующей пары $N\bar{N}$. Особо выделенными двухчастичными каналами являются аннигиляции $\bar{p}p$ на $2\pi^0$ и лептонную пару e^+e^-. Процесс $\bar{p}p \to 2\pi^0$ возможен только при следующих квантовых числах аннигилирующей пары:

$$I = 0, \quad S = 1, \quad l \text{ — нечетное ***)};$$

здесь S — суммарный спин пары, l — орбитальный момент относительного движения $\bar{p}p$. Таким образом, по реакции $\bar{p}p \to 2\pi^0$ можно судить о вкладе состояний $\bar{p}p$ с нечетным l в двухпионный аннигиляционный канал вообще ($2\pi^0$ или $\pi^+\pi^-$). Непосредственные измерения вероятности процесса $\bar{p}p \to 2\pi^0$ для $\bar{p}$, «остановившихся» в жидко-водородной мишени, привели к неожиданно большой величине (см. [30]):

$$\frac{(\bar{p}p \to 2\pi)_{l\text{-odd}}}{(\bar{p}p \to 2\pi)_{\text{all}}} = 0{,}39 \pm 0{,}08.$$

Аналогичный результат получен для аннигиляции «остановившихся» $\bar{p}$ на протоне, связанном в дейтроне (см. [31]):

$$\frac{(\bar{p}p \to 2\pi)^d_{l\text{-odd}}}{(\bar{p}p \to 2\pi)^d_{\text{all}}} = 0{,}75 \pm 0{,}08.$$

Не вполне ясно, следует ли придавать значение различию двух приведенных цифр. На первый план здесь выступает общность обоих этих результатов, а именно — большая вероятность аннигиляции $\bar{p}p$ из состояний с $l \neq 0$, хотя речь идет о медленных $\bar{p}$ ****). Данный эффект в принципе мог

*) После того как эта статья была написана, были опубликованы данные о дискретном γ-спектре, сопровождающем аннигиляцию остановившихся антипротонов. Сотрудничеством Базель — Карлсруэ — Стокгольм в ЦЕРНе (см. Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 72, p. 415) были наблюдены три γ-линии, отвечающие энергиям 183 ± 7; 216 ± 9 и 420 ± 17 *Мэв* с интенсивностями в интервале от нескольких десятых процента до одного процента (на акт аннигиляции). Ширины линий не превосходят аппаратурного разрешения (порядка 10%).

**) Опубликованные в [27] данные по проверке соотношения (2.3) в аннигиляции $\bar{p}p$ (где оно, вообще говоря, может и не иметь места даже при отсутствии дополнительного излучения) недостаточно точны: $\langle \Delta N_\gamma \rangle = 0{,}88 \pm 0{,}46$.

***) Это легко получить из сохранения полного углового момента, четности, изоспина, G-четности и тождественности двух конечных частиц. Следует помнить при этом, что внутренние четности N и $\bar{N}$ противоположны (S-состояние пары $N\bar{N}$ имеет отрицательную четность).

****) Эксперименты [30, 31] выполнены с помощью различных методик, и потому термины «остановившиеся» или «медленные» $\bar{p}$ имеют несколько разный количественный смысл. Однако в обоих случаях речь идет об импульсах $\bar{p}$ (в СЦИ) меньших или порядка 150 *Мэв/с*. Измерения, выполненные в работах [30, 31], были до недавнего времени уникальными, однако в то время, когда эта статья находилась в печати, появились новые данные, подтверждающие большую вероятность аннигиляции $\bar{p}p$ из состояний с $l \neq 0$ [68].

бы быть объяснен повышенной вероятностью аннигиляции из p-состояний $\bar{p}p$-атома из-за наличия вблизипорогового квазиядерного состояния $N\bar{N}$ с соответствующими квантовыми числами.

Аннигиляция на лептонную пару $\bar{p}p \to e^+e^-$ может иметь место из состояний $\bar{p}p$ с квантовыми числами фотона $J^{PC} = 1^-$ (для медленных $\bar{p}$ такие квантовые числа свойственны состоянию $^3S_1$). В недавней работе [32] измерена относительная вероятность аннигиляции $\bar{p}p \to e^+e^-$ для «остановившихся» $\bar{p}$). При этом оказалось

$$BR(e^+e^-) \equiv \frac{\bar{p}p \to e^+e^-}{\bar{p}p \to \text{all}} = (3{,}2 \pm 0{,}9) \cdot 10^{-7}.$$

Легко понять, что это очень большая величина, если сравнить $BR\,(e^+e^-)$ с аналогичным отношением для аннигиляции $\bar{p}p \to \pi^+\pi^-$:

$$BR\,(\pi^+\pi^-) = (3{,}2 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-3}.$$

Мы получим

$$\frac{BR\,(e^+e^-)}{BR\,(\pi^+\pi^-)} = 10^{-4} \approx \alpha^2$$

($\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры). Последнее равенство означает, что формфактор протона G на границе физической области со стороны времениподобных передаваемых импульсов q (т. е. при $q^2 = 4m^2$) близок к единице *):

$$G\,(q^2 = 4m^2) \approx 1.$$

Столь большое значение G по меньшей мере свидетельствует о сильном ядерном притяжении между $\bar{p}$ и p (увеличивающем «плотность» частиц в аннигиляционной области). Формфактор G связан с сечением аннигиляции $\bar{p}p \to e^+e^-$ равенством

$$v\sigma_{e^+e^-} = \frac{\pi\alpha^2 G^2}{m^2},$$

где v — относительная скорость p и $\bar{p}$. Таким образом, рост G при $v \to 0$ равнозначен росту (более быстрому, чем $1/v$) сечения аннигиляции по данному каналу. Мы увидим ниже (гл. 4), что сильное ядерное притяжение между N и $\bar{N}$ есть общая причина большой величины всех аннигиляционных сечений и одновременно является фактором, обусловливающим возможность возникновения узких квазиядерных состояний. Дополнительной причиной роста форм-фактора во времениподобной области при $q^2 \to 4m^2$ может быть существование «подпороговых» резонансов (т. е. связанных квазиядерных состояний $N\bar{N}$ с массами, близкими к $2m$). На эту возможность (до появления экспериментальных данных в области $q^2 \approx 4m^2$) было указано в работе [33]. Заметный вклад резонансов $N\bar{N}$ в рост формфактора G представляется правдоподобным в свете последних экспериментальных результатов об аннигиляции $e^+e^- \to$ адроны. В энергетическом ходе сечений таких процессов обнаружены два резонансных пика, отвечающих массам 1600 *Мэв* (ширина порядка 300 *Мэв*) [34] и 1780 *Мэв* (ширина около 150 *Мэв*) [35]. Прямого экспериментального доказательства квазиядерной природы этих резонансов нет, поскольку, будучи «под-

*) Напомним, что при $q^2 = 4m^2$ электрический и магнитный формфакторы протона равны.

пороговыми», они не могут проявиться в виде максимумов в «formation»-экспериментах в аннигиляции $\bar{p}p$ (аргументами в пользу вероятного квазиядерного происхождения упомянутых резонансов является близость их масс к $2m$ и доминантность многопионного канала распада). Здесь следует заметить, что для поиска связанных состояний $N\bar{N}$ (имеющих массу $<2m$) наиболее перспективны эксперименты с ядерными мишенями и, в частности, с дейтроном. Пионерские работы в этом направлении принадлежат Т. Калоджеропулосу с сотрудниками (см. ссылки в [2, 15–17]). В реакции

$$\bar{p}+d \to (\bar{p}n)+p, \quad (\bar{p}n) \to \text{пионы} \tag{2.4}$$

система $\bar{p}n$ может образоваться в состоянии с массой, меньшей $2m$, так как остальная энергия может быть унесена освобождающимся протоном (спектатором). Масса M системы $(\bar{p}n)$ связана с импульсом $\mathbf{p}$ налетающего антипротона и импульсом протона-спектатора $\mathbf{q}$ соотношением

$$M = 2m + \frac{(\mathbf{p}+\mathbf{q})^2}{4m} - \frac{q^2}{2m} - \varepsilon_d \tag{2.5}$$

(здесь ε_d — энергия связи дейтрона). Из этого же соотношения видно, во-первых, что возможны $M < 2m$ и, во-вторых, что одну и ту же массу можно получить при разных относительных скоростях компонент аннигилирующей пары $\bar{p}$ и n. В самом деле, если процесс (2.4) является по своему механизму простой ядерной реакцией подхвата, то $(\mathbf{p}+\mathbf{q})/m = \mathbf{v}$ есть относительная скорость $\bar{p}$ и n, а $(\mathbf{p}+\mathbf{q})/2 = \mathbf{k}$ — их относительный импульс. Возможность варьировать k, удерживая постоянным M, позволяет избежать для вблизипороговых резонансов с большим спином появления подавляющего сечение фактора $(kR)^{2l}$, где l — орбитальный момент относительного движения $N\bar{N}$ в резонансном состоянии: выбором подходящей области импульсов спектатора $\mathbf{q}$ и начального протона $\mathbf{p}$ можно добиться того, чтобы $kR \gg 1$, даже если $\sqrt{m|Q|}\,R < 1$, где $Q = M - 2m$. Рис. 4, заимствованный из работы Калоджеропулоса с сотрудниками (см. [3]), иллюстрирует воплощение этой идеи на практике. Три кривые на этом рисунке отвечают одной и той же области масс M (или масс-дефекта Q), но разным значениям относительного импульса $\mathbf{k}$ аннигилирующих частиц $\bar{p}$ и n. На кривых рис. 4, *б* и 4, *в* проявляются два максимума, отвечающие резонансам $(\bar{p}n)$ с массами 1897 и 1932 *Мэв*. На кривой рис. 4, *а*, отвечающей меньшим значениям k, резонанс 1932 отсутствует. Из этого авторы заключают, что орбитальный момент l для этого резонанса

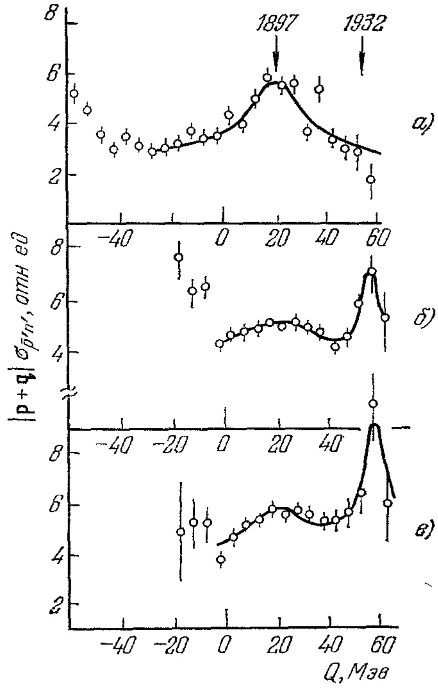


Рис. 4. Реакция $\bar{p}d \to (\bar{p}n) + p$.
Распределение по масс-дефекту Q при низких значениях относительного импульса $\bar{p}$ и n, отвечающих разным значениям импульса спектатора q. Кривая рис. *а*) относится к наименьшим значениям относительного импульса (импульс спектатора > 200 *Мэв/с*); кривые рис. *б*) и *в*) отвечают импульсам спектатора 100—150 *Мэв/с* соответственно (импульс $\bar{p} \geqslant 250$ *Мэв/с*).

должен быть отличен от нуля. Отметим, что в цитированной работе получено первое указание на наличие резонанса $N\bar{N}$ (1897), весьма близкого к порогу ($Q = 17$ *Мэв*, ширина — около 20 *Мэв*), с изоспином $I = 1$ *). Помимо вблизипороговых резонансов, в экспериментах с дейтериевой мишенью получены указания на существования связанных состояний $\bar{p}n$ с массами 1794 *Мэв* (см. [36]) и 1873 *Мэв* (см. [37]). Ширины этих резонансов равны соответственно 7 и 10 *Мэв* **).

Изучение реакций типа (2.4) на ядрах и исследование спектров γ-излучения в аннигиляции $\bar{p}p$ и $\bar{p}d$ *являются непосредственными методами* обнаружения и идентификации связанных квазиядерных состояний $N\bar{N}$.

Резюмируем теперь кратко «резонансную» часть нашего обзора экспериментальных данных по взаимодействию $N\bar{N}$. Основным для сегодняшней экспериментальной ситуации является наличие ряда связанных и резонансных состояний $N\bar{N}$ с массами и ширинами (в скобках): 1794 (7), 1873 (10), 1900 (20), 1940 (<10), 2020 ($\leqslant 20$), 2200 ($\leqslant 20$), 2150 (95), 2335 (110). Возможно, к ним следует добавить и резонансы 1600 (≈ 300), 1780 (150), наблюдавшиеся в аннигиляции $e^+e^- \to$ адроны. Лучше других установлен резонанс $N\bar{N}$ (1940) (данные о квантовых числах перечисленных состояний $N\bar{N}$ не полны и не достоверны). Интересным является, далее, большое значение формфактора протона $G\,(q^2 = 4m^2)$, свидетельствующее по крайней мере о наличии сильного ядерного притяжения в системе $N\bar{N}$. Наконец, существуют данные о наличии дискретных линий в спектре γ-излучения, испускаемого при аннигиляции остановившихся $\bar{p}$ в водороде и дейтерии.

Совокупность этих данных делает теоретическое обсуждение физических аспектов проблемы квазиядерных состояний $N\bar{N}$ весьма актуальным.

3. АННИГИЛЯЦИОННЫЙ РАДИУС

Расстояние, характерное для аннигиляции $N\bar{N}$, есть величина порядка комптоновской длины волны нуклона $1/m$. В этом можно убедиться разными способами. Наиболее строгий формальный путь (см. ссылку [7]) состоит в рассмотрении ближайшей особенности диаграмм аннигиляционного рассеяния (рис. 5, *а*) по переменной $t = q^2$ (q — переданный 4-импульс). Почему для определения радиуса аннигиляционного взаимодействия нужно рассматривать аннигиляционное рассеяние, а не саму аннигиляцию $N\bar{N}$ в бозоны? Потому что величиной, канонически сопряженной расстоянию между взаимодействующими частицами, является изменение импульса какой-либо одной из частиц в процессе взаимодействия, иными словами, импульс, переданный при рассеянии. Амплитуда же аннигиляции в бозоны подобного рода величины не содержит. Подчеркнем в связи с этим, что квадратный корень из сечения аннигиляции (величина, имеющая размерность длины), вообще говоря, физического смысла аннигиляцион-

*) Резонанс $N\bar{N}$ (1932), наблюдавшийся в этой работе, авторы идентифицируют с упомянутым выше резонансом $N\bar{N}$ (1940) в сечениях взаимодействия $\bar{p}p$ (см. другие работы в [3]). Если это так, то изоспин данного резонанса должен быть равен 1.

**) Результат работы [36] был первым экспериментальным указанием на возможное существование связанных состояний $N\bar{N}$. Теоретическому обсуждению данных этой работы была посвящена статья [38]. Заметим, что эксперименты [36, 37] уникальны и других данных об обнаруженных в них связанных состояниях $N\bar{N}$ пока нет.

ного радиуса не имеет (сечение может достигать унитарного предела, т. е. отвечать длине волны медленных аннигилирующих частиц, тогда как расстояние, на которое частицы должны подойти друг к другу для аннигиляции, может быть очень малым). Минимальная масса, передаваемая по t-каналу в диаграмме рис. 5, *а*, равна $2m$. Поэтому радиус аннигиляционного взаимодействия, отвечающий диаграмме рис. 5, *а* (при любом числе горизонтальных бозонных линий), будет равен $1/2m$ (ближайшая особенность по t при этом будет $t_0 = 4m^2$). Результат не изменится,

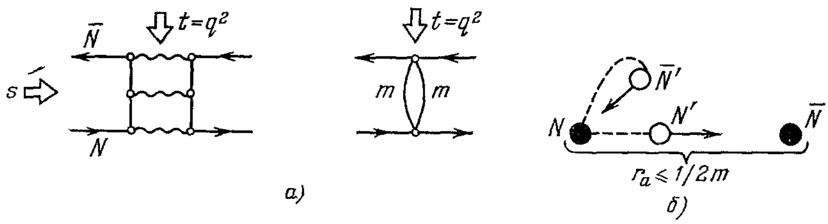


Рис. 5. *а*) Примитивная диаграмма аннигиляционного рассеяния («ужатая» по бозонным линиям диаграмма справа отвечает ближайшей особенности по t ($t_0 = 4m^2$) и, следовательно, дает минимальный радиус аннигиляционного взаимодействия); *б*) иллюстрация к соотношению неопределенностей, ограничивающему аннигиляционный радиус (в точке нахождения нуклона N на время $\tau \leqslant 1/2m$ рождается виртуальная пара $N'\bar{N}'$ (светлые кружки), $\bar{N}$ аннигилирует с N', а N' с $\bar{N}$, если $\bar{N}$ находится не дальше чем $\tau e = 1/2m$).

если, кроме двух фермионов, по t-каналу будут передаваться еще и бозоны: это только отдалит положение особенности по t и соответственно уменьшит радиус аннигиляции r_a. Таким образом, из общей теории следует

$$r_a \leqslant \frac{1}{2m}. \tag{3.1}$$

Этот результат может быть получен также с помощью соотношения неопределенностей, подобно тому, как выводят связь между массой мезона и радиусом сил, обусловленных мезонным обменом. Поскольку вопрос об аннигиляционном радиусе эвристически весьма важен для всей рассматриваемой проблемы в целом, его полезно понимать с разных точек зрения. Мы поэтому поясним несколько формальный результат (3.1) с помощью физических соображений. Прежде всего заметим, что исчезновение N и $\bar{N}$ при аннигиляции должно происходить строго одновременно, иначе будут нарушены законы сохранения спина, заряда и других квантовых чисел, которые должны выполняться во всех переходах. Отсюда, казалось бы, следует, что аннигиляция может произойти лишь в том случае, когда N и $\bar{N}$ находятся в одной и той же точке пространства (поскольку разноместные события, одновременные в одной системе отсчета, не одновременны в другой). Однако вследствие соотношения неопределенностей энергия — время в точке, где находится одна из частиц, например N, на время $\tau \leqslant 1/2m$ может родиться еще одна пара $N'\bar{N}'$. Находящиеся в одной точке N и $\bar{N}'$ могут аннигилировать одновременно. Если антинуклон $\bar{N}$ (из первоначальной пары $N\bar{N}$) удален от этой точки на расстояние

$$r_a \leqslant \tau c = \frac{1}{2m}$$

(здесь c — скорость света), то нуклон N' может успеть дойти (за время своего существования τ) до оставшегося антинуклона $\bar{N}$ и проаннигилировать с ним, завершив тем самым весь процесс аннигиляции в целом. Рис. 5, *б* наглядно поясняет сказанное Мы видим, что неравенство (3.1) для аннигиляционного радиуса является следствием фундаментальных физических положений.

4. АННИГИЛЯЦИЯ И КВАЗИЯДЕРНЫЕ УРОВНИ

В этом разделе мы рассмотрим вопрос о том, как сказывается аннигиляция на квазиядерном уровне системы $N\overline{N}$. Мы будем исходить из предложения, что ядерное взаимодействие между N и $\overline{N}$ без учета аннигиляции достаточно сильно для образования связанных состояний $N\overline{N}$. Детали этого взаимодействия, конкретный тип ядерного потенциала, расположение дискретного спектра и их квантовые числа нас пока интересовать не будут. Единственное свойство рассматриваемых квазиядерных состояний, которое мы используем здесь,— это их нерелятивистский характер, т. е. сравнительно большое среднее расстояние между частицами $R \gg r_a$ и малый масс-дефект $|Q| \ll 2m$.

В сущности, нам надо ответить на два вопроса. Один из них относится к ширине уровней: если сечение аннигиляции велико, не будут ли вследствие этого уровни настолько широки, что утверждение об их формальном существовании потеряет физический смысл? Второй вопрос относится к влиянию аннигиляции на положение уровней: не сдвинутся ли они настолько сильно, что весь дискретный спектр, обусловленный ядерными силами, кардинально изменится, или вообще перестанет существовать из-за «выталкивания» уровней в сплошной спектр вследствие поглощения? На самом деле вопросы о ширине уровней и их аннигиляционном сдвиге взаимосвязаны. Обе эти величины определяются амплитудой аннигиляционного рассеяния, о которой мы уже упоминали ранее. Забегая несколько вперед, скажем, что аннигиляционные сдвиги и ширины — величины одного и того же порядка. Мы увидим, что, вопреки распространенному мнению об обязательном «выталкивании» уровней за счет аннигиляции, знак сдвига может быть и отрицательным, т. е. энергия связи $N\overline{N}$ может даже увеличиваться из-за аннигиляции в бозоны, а не уменьшатся. Отметим, однако, что, каков бы ни был знак аннигиляционного сдвига, говорить о связанном состоянии системы $N\overline{N}$ имеет смысл лишь тогда, когда этот сдвиг достаточно мал. В противном случае мы будем иметь не уровень системы, состоящей из N и $\overline{N}$, а просто бозонный резонанс, в котором канал $N\overline{N}$ ничем не выделен и физическая природа которого не имеет прямого отношения к ядерному взаимодействию $N\overline{N}$. Насколько велики могут быть ширины уровней и их аннигиляционные сдвиги? Мерой являются расстояния между уровнями с одинаковыми квантовыми числами. Для того чтобы спектр квазиядерных уровней не был сильно искажен аннигиляцией, ширины и сдвиги должны быть меньше этих расстояний. В отсутствие вырождения расстояния между уровнями с одинаковыми и разными квантовыми числами по порядку величины одинаковы. Естественным масштабом поэтому может служить расстояние между соседними уровнями, лежащими на одной траектории Редже. Используя известную формулу для производной dl/dE (см., например, [39]), находим

$$\delta E = \frac{2l+1}{m}\left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle .$$

При $r \approx 1$ *ф*, $l \approx 1$ отсюда следует, что

$$\delta E \approx 100 \text{ Мэв}.$$

Таким образом, аннигиляционные ширины и сдвиги должны быть меньше или (в крайнем случае) порядка 100 *Мэв*. Отметим сразу же, что в квазиядерной системе $N\overline{N}$ имеется всего одна-две пары уровней с одинаковыми квантовыми числами. Поэтому, вообще говоря, допустимые значения ширин, в сущности, определяются не теорией, а экспериментальными возможностями обнаружения широких резонансов. Мы, однако, увидим, что в действительности аннигиляционные ширины и сдвиги могут быть значительно меньше указанных выше допустимых верхних пределов.

Сформулируем теперь постановку задачи об аннигиляционных ширинах и сдвигах.

Во взаимодействие $N\bar{N}$ вносят вклад процессы обмена легкими бозонами и аннигиляционные диаграммы. Бозонный обмен в t-канале отвечает

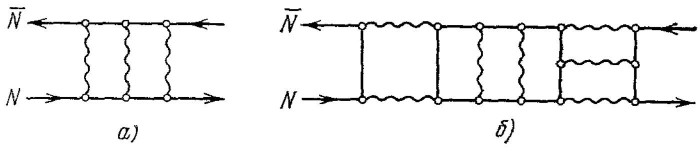


Рис. 6. *а*) Лестничная диаграмма бозонного обмена (сумма бесконечного ряда этих диаграмм дает амплитуду рассеяния в ОВЕР); *б*) пример аннигиляционных диаграмм (сумма бесконечного ряда диаграмм такого типа (включая простейшую на рис. 4) дает амплитуду аннигиляционного рассеяния f_a).

модели ОВЕР. В частности, сумма лестничных диаграмм этого рода (рис. 6, *а*) дает амплитуду рассеяния f нерелятивистских $N\bar{N}$ в указанной модели. Пример диаграмм аннигиляционного типа приведен на рис. 4 и 6, *б*).

Наличие полюсов по энергии E_λ в «потенциальной» амплитуде f приведет, вообще говоря, к появлению полюсов W_λ в полной амплитуде рассеяния (с учетом аннигиляционных эффектов). Наша цель — найти величины W_λ.

Рассмотрим массовый оператор $\hat{M}$, определенный равенством

$$M_{\lambda\nu}(E) = -\,\frac{1}{2^4\pi^5 m}\int \varphi_\nu(\mathbf{k})\, f_a(k, k', E)\, \varphi_\lambda(\mathbf{k})\, d\mathbf{k}\, d\mathbf{k}', \quad (4.1)$$

здесь E — кинетическая энергия N и $\bar{N}$ в СЦИ этих частиц, m — масса нуклона, φ_λ, φ_ν — волновые функции системы $N\bar{N}$ в связанных состояниях, обусловленных потенциальным взаимодействием, f_a — амплитуда аннигиляционного рассеяния вне энергетической поверхности. Эта величина не содержит бозонных обменов в начальном и конечном состояниях и представляет собой сумму ряда аннигиляционных диаграмм, показанных на рис. 4 и 6, *б*. Волновые функции в (4.1) нормированы так, что

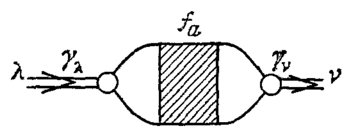


Рис. 7. Диаграмма, отвечающая массовому оператору $\hat{M}$ (E). Светлый кружок — вершинная часть квазиядерного состояния $N\bar{N}$, заштрихованный прямоугольник — амплитуда аннигиляционного рассеяния f_a.

$$\varphi(\mathbf{k}) = \int \psi(\mathbf{r})\, e^{-i\mathbf{kr}} d\mathbf{r}, \qquad \int \psi^+(\mathbf{r})\, \psi(\mathbf{r})\, d\mathbf{r} = 1.$$

Массовый оператор (4.1) с точностью до множителя $i/(2\pi)^4$ отвечает диаграмме на рис. 7, где заштрихованный прямоугольник есть амплитуда $(4\pi/m)\, f_a$. Вершинные части $\gamma_\lambda(\mathbf{k})$ этой диаграммы связаны с $\varphi(\mathbf{k})$ соотношением

$$\gamma_\lambda(\mathbf{k}) = \frac{k^2 - mE_\lambda}{m}\, \varphi_\lambda(\mathbf{k}), \quad E_\lambda < 0.$$

Введем матрицу Грина $\hat{D}$ (E), удовлетворяющую уравнению

$$\hat{D} = \hat{d} + \hat{d}\hat{M}\hat{D}, \quad (4.2)$$

где

$$d_{\lambda\nu}(E) = d_\lambda(E)\,\delta_{\lambda\nu}, \quad d_\lambda(E) = \frac{1}{E - E_\lambda}. \tag{4.3}$$

Уравнения (4.2) и (4.3) написаны для случая, когда амплитуда аннигиляционного рассеяния f_a либо не имеет полюсов вовсе, либо ее полюсы лежат достаточно далеко от E_λ. Для нахождения W_λ следует решить уравнение (4.2) и диагонализовать матрицу $\hat{D}$. Полюсами ее собственных значений как раз и будут искомые величины W_λ.

Заметим теперь, что в силу инвариантности f_a относительно вращений, пространственной инверсии и изовращений, будут отличны от нуля только те недиагональные элементы $\hat{M}$, которые отвечают состояниям λ, μ с одинаковыми квантовыми числами (спин, полный угловой момент, четность, изоспин). В системе $N\bar{N}$ такие состояния возникают за счет тензорных сил (две пары уровней ${}^3S_1 + {}^3d_1$ и ${}^3p_2 + {}^3f_2$). В принципе массовый оператор мог бы смешивать состояния с разным числом радиальных узлов, но в системе $N\bar{N}$ почти все связанные состояния — безузельные (обилие уровней — более десяти — обусловлено не радиальными возбуждениями, а спин-орбитальной связью). Таким образом, в интересующем нас случае матрицы $\hat{M}$ и $\hat{D}$ содержат только несколько недиагональных «ящиков» 2×2, расположенных вдоль главной диагонали, все же остальные недиагональные элементы $\hat{D}$ равны нулю. Для диагональных элементов вне упомянутых «ящиков», т. е. для состояний с уникальными квантовыми числами, уравнение (4.2) упрощается, и мы получаем

$$D_\lambda = d_\lambda + d_\lambda M_{\lambda\lambda} D_\lambda. \tag{4.4}$$

Решение этого уравнения есть функция

$$D_\lambda(E) = \frac{d_\lambda(E)}{1 - M_{\lambda\lambda}(E)\, d_\lambda(E)}. \tag{4.5}$$

Нули знаменателя в (4.5) являются полюсами $D_\lambda(E)$. Подставляя в (4.5) выражение для $d_\lambda(E)$ из (4.3), находим

$$W_\lambda - E_\lambda = M_{\lambda\lambda}(W_\lambda). \tag{4.6}$$

Решением уравнения (4.6) непосредственно находятся уровни W_λ. Сдвиг уровня $\operatorname{Re} W_\lambda - E_\lambda$ за счет аннигиляционных эффектов равен просто значению действительной части диагонального элемента массового оператора в полюсе. Для того чтобы оценить этот сдвиг, рассмотрим выражение (4.1) для случая $\lambda = \mu$ и, полагая для простоты, что состояние λ есть s-состояние, допустим, вначале, что f_a не имеет собственных полюсов по E. Тогда единственным размерным параметром, определяющим скорость изменения f_a как функции $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$, является ближайшая особенность этой амплитуды по переданному импульсу. Для аннигиляционных диаграмм (см. рис. 4) особенность расположена в точке $t_0 = 4m^2$. Таким образом, интервал заметного изменения f_a как функции импульсов должен быть масштаба m. Волновая же функция $\varphi_\lambda(\mathbf{k})$, описывающая связанное квазиядерное состояние системы $N\bar{N}$, существенно меняется на интервалах масштаба R^{-1}, где R — среднее расстояние между частицами. По условию (состояние λ — нерелятивистское)

$$R^{-1} \ll m.$$

Фактически для квазиядерных состояний в модели ОВЕР (см. [1]) величины R варьируются в пределах 1—1,5 *ф* и, следовательно,

$$R^{-1} = 130\text{—}200\ \textit{Мэв/с}.$$

Таким образом, параметр малости $1/2mR$ для нашей задачи имеет порядок величины 0,1. Воспользовавшись этим, мы можем вынести f_a из-под знака интеграла в (4.1), как величину, медленно меняющуюся сравнительно с $\varphi_\lambda(\mathbf{k})$. Выполнив это и замечая, что

$$\int \varphi_\lambda(\mathbf{k})\, d\mathbf{k} = (2\pi)^3\, \Psi_\lambda(0),$$

получим

$$M_{\lambda\lambda}(E) = -\frac{4\pi}{m} f_a(k_0, k_0', E)\, |\Psi_\lambda(0)|^2. \tag{4.7}$$

где k_0, k_0' — некоторые эффективные значения k и k', равные по порядку величины R^{-1}. Формула (4.7) хорошо известна и часто используется для вычисления сдвигов уровней в адронных атомах (см., например, [40a]; в этом случае роль f_a играет амплитуда рассеяния адрон — ядро). Подчеркнем здесь, что формула (4.7) не является результатом использования теории возмущений по амплитуде аннигиляционного рассеяния f_a или, тем более, по константам взаимодействия фермион — бозон. Она также не связана с какой-либо потенциальной моделью для f_a. Условием ее применимости является сравнительная медленность изменения f_a как функции k и k'. Только это предположение отличает (4.7) от точной формулы (4.1). Для оценки сдвига уровня рассмотрим первую итерацию уравнения (4.6), т. е. подставим в (4.7) E_λ вместо E. Учтем, что по порядку величины должно быть

$$|\psi(0)|^2 \approx \frac{3}{4\pi R^3}, \tag{4.8}$$

$$|\mathrm{Re}\, f_a| \leqslant \frac{1}{m}. \tag{4.9}$$

Подставив эти оценки в (4.7), найдем

$$|\mathrm{Re}\, M_{\lambda\lambda}(E_\lambda)| \leqslant \frac{3}{2}\frac{1}{m^2R^3} = 8-25\ \text{Мэв}.$$

Согласно этой оценке вероятная величина аннигиляционного сдвига квазиядерного s-уровня составляет около 10 *Мэв*. Такой сдвиг мало что меняет в общей картине спектра, поскольку энергии связи квазиядерных s-уровней в системе $N\bar{N}$ имеют порядок величины 100 *Мэв*. Что же касается аннигиляционных сдвигов уровней с отличным от нуля орбитальным моментом l, то они должны быть еще меньше. Из формулы (4.1) в этом случае можно получить оценку

$$|\mathrm{Re}\, M_{\lambda\lambda}(E_\lambda)| \approx \frac{R^{-1}}{(mR)^{2l+2}},$$

откуда следует, например, что для $l = 1$

$$|\mathrm{Re}\, M_{\lambda\lambda}(E_\lambda)| \approx 0{,}2-0{,}6\ \text{Мэв},$$

т. е. что аннигиляционный сдвиг p-уровня меньше или порядка 1 *Мэв*, тогда как по порядку величины для большинства p-уровней $|E_\lambda| \gg 10-100$ *Мэв*. Аннигиляционный сдвиг уровня обусловлен действительной частью амплитуды f_a и, следовательно, отличен от нуля лишь тогда и настолько, насколько аннигиляционное рассеяние отличается от рассеяния на абсолютном черном шаре (для которого амплитуда рассеяния чисто мнима, и потому сдвиг уровня равен нулю).

Оценим теперь возможное значение аннигиляционной ширины. Мы имеем

$$-\mathrm{Im}\, W_\lambda = \frac{\Gamma_{\lambda a}}{2} = \frac{4\pi}{m}\, \mathrm{Im}\, f_a(E_\lambda)\, |\psi(0)|^2. \tag{4.10}$$

Если $E_\lambda \leqslant 0$, то $\operatorname{Im} f_a$ выражается через сечение аннигиляции (а не полное сечение). Мы примем $\operatorname{Im} f_a(E_\lambda) = \operatorname{Im} f_a(0)$ и получим

$$\frac{4\pi}{m} \operatorname{Im} f_a(E_\lambda) = \frac{1}{2} (v\bar{\sigma}_a)_{v\to 0}, \tag{4.11}$$

где v — относительная скорость частиц, $\bar{\sigma}_a$ — сечение аннигиляции. Мы снабдили этот символ чертой сверху, чтобы отличить данное сечение от наблюдаемого (на величине которого существенно сказывается t-канальный бозонный обмен; см. гл. 4). Подставив (4.11) в (4.10), найдем

$$\Gamma_{\lambda a} \simeq |\psi(0)|^2 (v\bar{\sigma}_a)_v \to 0. \tag{4.12}$$

Руководствуясь теми же соображениями о радиусе аннигиляционного взаимодействия, что и при оценке сдвига уровня, естественно принять

$$\bar{\sigma}_a = \frac{\pi}{m^2 v}. \tag{4.13}$$

Множитель $1/v$ следует ввести, так как нерелятивистские N и $\bar{N}$ должны считаться в данном случае медленными частицами (длина волны много больше радиуса области взаимодействия). Подставив в формулу (4.12) оценки (4.8) и (4.13), находим

$$\Gamma_{\lambda a} \approx \frac{3}{4} \frac{R^{-1}}{m^2 R^2} \approx 2-7 \ \text{Мэв}, \tag{4.14}$$

т. е. по порядку величины то же значение, что и для аннигиляционного сдвига уровня. Заметим, что в работах I $\bar{\sigma}_a$ заменялось наблюдаемым сечением аннигиляции (порядка 45 *мб*$/v$), что давало величины Γ_a для s-состояний в 20—30 раз больше оценки (4.14). Как указывалось в цитированных статьях, это делалось с целью получения доверительной верхней границы значений Γ_a, заведомо перекрывающей вероятные неопределенности в оценках $\bar{\sigma}_a$ и значениях $\psi/0$ (с той же целью при вычислении аннигиляционных ширин уровней с $l \neq 0$ на малых расстояниях обрезался центробежный потенциал, что увеличивало значение ширин этих состояний на 1—2 порядка). При всех этих заведомо преувеличенных оценках получились значения Γ_a, не превышающие по порядку величины ширин хорошо известных бозонных резонансов. Это свидетельствовало в пользу возможности существования квазиядерных состояний $N\bar{N}$ и реализации их экспериментального поиска.

Используя (4.7), можно выразить сдвиг уровня ΔE_1 через ширину $\Gamma_{\lambda a}$, не прибегая к каким-либо дополнительным предложениям:

$$\Delta E_\lambda = \operatorname{Re}(W_\lambda - E_\lambda) = \alpha \frac{\Gamma_{\lambda a}}{2}, \quad \alpha = \frac{\operatorname{Re} f_a}{\operatorname{Im} f_a}. \tag{4.15}$$

Поскольку в рассеянии адрон — адрон при наличии многих неупругих каналов, как правило, реализуется неравенство

$$\alpha < 1, \tag{4.16}$$

следует ожидать, в соответствии с соотношением (4.15), что

$$\Delta E_\lambda \lesssim \Gamma.$$

Рассмотрим пример, в котором ΔE_λ и $\Gamma_{\lambda a}$ вычисляются явно. Именно, допустим, что f_a имеет по E полюс $E_a - i(\Gamma_a/2)$, расположенный достаточно далеко от E_λ $(\sqrt{m |E_a|} \gg \sqrt{m |E_\lambda|},\ R^{-1})$. Тогда имеем

$$f_a(k, k', E) = -\frac{1}{2\sqrt{kk'}} \frac{\sqrt{\Gamma_{ae}(k)\Gamma_{ae}(k')}}{E - E_a + i(\Gamma_a/2)}. \tag{4.17}$$

Зависимость величины $\Gamma_{ae}(k)$ от k определяется радиусом r_a состояния, отвечающего полюсу. В соответствии с изложенным мы должны считать $r_a \gg R$, так как либо $r_a \approx 1/m$, либо $r_a \approx (m \mid E_a \mid)^{-1/2}$. Эффективные значения k, k' в интеграле (4.1) равны R^{-1}, так что

$$kr_a \approx \frac{r_a}{R} \ll 1.$$

Поэтому мы можем написать:

$$\Gamma_{ae}(k) = 2\gamma_{ae} k r_a \tag{4.18}$$

(напомним, что рассматривается s-состояние). Подставив (4.18) в (4.17) и (4.17) в (4.7), находим

$$M_{\lambda\lambda}(E) = \frac{4\pi}{m} \frac{r_a \gamma_{ae}}{E - E_a + i(\Gamma_a/2)} |\psi(0)|^2. \tag{4.19}$$

Подставив (4.19) в (4.6), получим квадратное уравнение для E. Простоты ради мы решаем его для случая, когда

$$\frac{16\pi}{m} r_a \gamma_{ae} |\psi(0)|^2 \ll \sqrt{(E_\lambda - E_a)^2 + \frac{\Gamma_a^2}{4}}.$$

Тогда

$$\Delta E_\lambda = \frac{8\pi r_a \gamma_{ae} |\psi(0)|^2}{m} \frac{E_\lambda - E_a}{(E_\lambda - E_a)^2 + (\Gamma_a^2/4)}, \tag{4.20}$$

$$\Gamma_{\lambda a} = \frac{8\pi r_a \gamma_{ae} |\psi(0)|^2}{m} \frac{\Gamma_a}{(E_\lambda - E_a)^2 + (\Gamma_a^2/4)}. \tag{4.21}$$

Сдвиг ΔE_λ, определяемый формулой (4.20), положителен (так как $E_\lambda > E_a$), т. е. уровень E_λ «выталкивается». Но наличие аннигиляционной ширины Γ_a не увеличивает, а уменьшает сдвиг. Заметим, что если бы для учета неупругих процессов использовался оптический потенциал с отличной от нуля мнимой частью, мы получили бы обратный эффект (см. [41]) Из формулы (4.20) видно, что сдвиг уровня за счет короткодействующих сил (в данном случае имеющих аннигиляционную природу) зависит не столько от интенсивности аннигиляции (ею целиком определяется ширина $\Gamma_{\lambda a}$), сколько от наличия полюсов в амплитуде f_a и их расположения. Это обстоятельство дает возможность (положив $\Gamma_a = 0$) исследовать с помощью потенциальной модели для f_a вопрос о сдвиге ΔE_λ в случае, не охватываемой формулой (4.6), а именно, когда f_a имеет полюсы E_a, близкие к E_λ. Аналогичная задача в связи с проблемой сдвига кулоновских уровней $\bar{p}p$-атома за счет ядерного взаимодействия $N\bar{N}$ рассмотрена *) в работе [42]. Потенциальная модель для f_a состоит в отождествлении этой величины с амплитудой рассеяния в сепарабельном короткодействующем потенциале с эффективным радиусом r_a:

$$V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = G\xi(r_1)\,\xi(r_2),$$

где $\mathbf{r}_1$ и $\mathbf{r}_2$ — радиусы-векторы взаимодействующих частиц, G — константа взаимодействия. Мы считаем также, что уровни E_λ создаются некоторой потенциальной ямой и линейные размеры R состояний λ много больше r_a. Уравнение для нахождения сдвинутых уровней имеет вид

$$\sum_\lambda d_\lambda(E) |\langle \xi | \psi_\lambda \rangle|^2 + \int \frac{|\langle \xi | \psi_k \rangle|^2 d\mathbf{k}}{E - (k^2/m)} = \frac{1}{G}, \tag{4.22}$$

---

*) Подробнее о сдвиге $\bar{p}p$-атомных уровней см. ниже в гл. 7. Для других адронных атомов та же проблема рассматривалась в работах [40].

где $\psi_k(r)$ — волновые функции сплошного спектра и

$$\langle \xi \mid \psi \rangle = \int d\mathbf{r}\, \xi(\mathbf{r})\, \psi(\mathbf{r}), \qquad \int \xi^2(\mathbf{r})\, d\mathbf{r} = 1. \tag{4.23}$$

По порядку величины

$$|\langle \xi | \psi_\lambda \rangle|^2 \approx \left(\frac{r_a}{R}\right)^3,$$

а второе слагаемое в (4.22) можно заменить на $-mr_a^2$. В результате уравнение (4.22) приближенно можно переписать так:

$$\sum_\lambda d_\lambda(E) = \left(\frac{R}{r_a}\right)^3 \left(\frac{1}{G} + \frac{1}{G_c}\right), \qquad G_c \approx \frac{1}{mr_a^2}. \tag{4.24}$$

Если имеется всего один s-уровень E_λ, то мы получим из (4.24)

$$\Delta E_\lambda = \frac{r_a}{R} \frac{G}{G+G_c} \frac{1}{mR^2}. \tag{4.25}$$

Отсюда видно, что вблизи критического значения $G = -G_c$ сдвиг ΔE_λ может быть велик. Но из-за малого коэффициента r_a/R «опасная» область значений G довольно узка: уже при $G + G_c = (r_a/R)\, G$ сдвиг оказывается порядка $1/mR^2 \approx |E_\lambda|$ и при дальнейшем увеличении G вновь становится малым. На рис. 8 показано движение уровня в прямоугольной яме в зависимости от глубины короткодействующего потенциала (отношение $r_a/R = 0{,}1$, глубина «широкой» ямы выбрана такой, чтобы в ней существовал $1s$-уровень, а уровень $2s$ находился «на пороге появления», т. е. $E_{2s} \approx 0$) *) Описанное выше поведение сдвига ΔE_λ качественно не зависит от конкретного вида потенциалов (протяженного и короткодействующего). Вся картина в целом определяется малым параметром r_a/R **). Наличие этого малого параметра и определяет устойчивость спектра квазиядерных уровней системы $N\bar{N}$, т. е. его независимость от деталей аннигиляционного взаимодействия. В частности, квазиядерные состояния устойчивы и относительно смешивания с мезонами существенно релятивистской природы, сильно связанными с каналом $N\bar{N}$. Если такого рода мезоны и могут существовать (что кажется мало правдоподобным), то их линейные размеры должны быть порядка $1/m$ или меньше. При этом условии, как было только что выяснено, кардинальная перестройка квазиядерного спектра может произойти в том случае, если константа взаимодействия (ответственного за возникновение релятивистского состояния) попадает в узкий интервал «опасных» значений. Последнее почти столь же трудно себе представить,

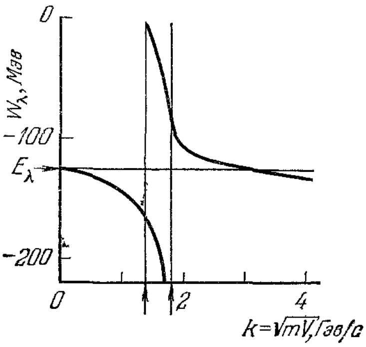


Рис. 8. Движение уровней в прямоугольной яме V радиуса R в зависимости от глубины короткодействующего потенциала U радиуса r_a.

$V = 200$ *Мэв*, $R = 2$ *ф*, $r_a/R = 0{,}1$. По оси ординат — положение уровня W_λ (E_λ — невозмущенный уровень при $U = 0$). Вертикальными линиями очерчена область полной перестройки спектра ($\delta U/U \approx r_a/R$), наступающей при появлении собственного уровня в короткодействующем потенциале. Вне вертикального коридора спектр вновь близок к невозмущенному (на место ушедшего глубоко вниз первоначального уровня приходит уровень с теми же квантовыми числами из сплошного спектра).

*) Кривая на рис. 8 вычислена В. Е. Маркушиным.

**) Аналогичное поведение сдвига было обнаружено для кулоновских уровней nS вблизи критического значения заряда ядра (отвечающего совпадению уровня $1S$ с границей нижнего континуума) [43].

как полное разрушение кулоновского спектра адронного атома из-за случайного совпадения глубины эффективного потенциала адрон — ядро с некоторой критической величиной.

Рассматривая вопрос об аннигиляционных сдвигах и ширинах, мы не основывались на какой-либо конкретной динамической модели для амплитуды аннигиляционного рассеяния f_a или для гамильтониана взаимодействия $N\bar{N}$. В связи с этим подчеркнем, что при вычислении сдвигов и ширин уровней дискретного спектра использование оптической модели (как это делалось в работах [41]) представляется недопустимым. Суть дела состоит в том, что в оптической модели аннигилирующие частицы исчезают, так сказать, «безвозвратно», выбывая тем самым из процесса взаимодействия, обусловливающего возникновение состояний дискретного спектра. Это происходит из-за неэрмитовости и T-неинвариантности (необратимости во времени) гамильтониана оптической модели. В правильной же теории чем «сильнее» аннигиляция, тем больше будет и амплитуда реаннигиляции — обратного процесса, и ответ на вопрос о сдвиге уровня определяется связью между нуклон-антинуклонным и бозонными каналами. Эта связь унитарна в том смысле, что унитарна матрица, диагонализирующая эрмитов гамильтониан. Таким образом, вычисление аннигиляционных сдвигов приводит нас к задаче связанных каналов. Поскольку в аннигиляции $N\bar{N}$ аннигиляционных каналов много и частицы в бозонных каналах релятивистские, проблема весьма сложна. Вряд ли ее решение может считаться сейчас реальным делом. Полезно, однако, на простейших эвристических примерах сравнить результаты решения задачи связанных каналов с вычислениями уровней дискретного спектра на основе гамильтониана оптической модели. Как уже упоминалось, такие вычисления выполнены в работах [41]. Общий результат этих работ состоит в том, что аннигиляция обязательно «выталкивает» уровень. Рис. 9, взятый из работы Ф. Мирера и А. Томаса, иллюстрирует сказанное. На нем показано движение уровня в комплексном сепарабельном потенциале в зависимости от величины его мнимой части. Как видно из рисунка, с ростом мнимой части потенциала (т. е. с увеличением интенсивности аннигиляции) ширина уровня растет, а сам уровень (действительная часть энергии) «выталкивается» — монотонно движется в положительном направлении оси абсцисс. В рамках оптической модели такой результат вполне естествен, и его физический смысл очевиден: выбивание частиц из канала $N\bar{N}$ с сильным притяжением ослабляет эффективное взаимодействие $N\bar{N}$ и тем самым уменьшает энергию связи. Варьирование вида оптического потенциала, в частности соотношения радиусов его действительной и мнимой частей, качественно не изменяет характера кривой на рис. 9, хотя количественно рост ширины и положительного сдвига уровня может быть замедлен или ускорен *).

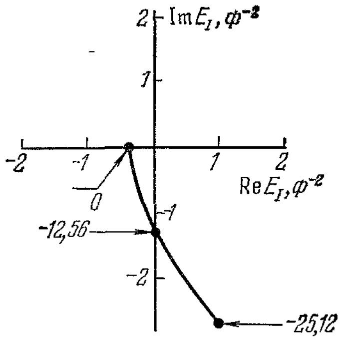


Рис. 9. Траектория квазиядерного уровня $N\bar{N}$ для сепарабельного комплексного потенциала оптической модели (Мирер и Томас [41]).

Стрелками указаны значения константы (в $ф^{-1}$), определяющей величину мнимой части потенциала. Энергия уровня в отсутствие аннигиляции равна 9,1 *Мэв*.

*) В цитированной работе [41] уровень «выталкивается» с ростом мнимой части довольно быстро потому, что авторы выбрали отношение $r_a/R \approx 0,5$, т. е. довольно большим (вместо величины $\approx 0,1$, вытекающей из общих теоретических соображе-

Теперь, следуя работе [44], мы рассмотрим проблему аннигиляционного сдвига и ширины уровня в нерелятивистской модели двух связанных каналов. Каждый из каналов будем считать двухчастичным. Канал l отвечает двум невзаимодействующим «легким» частицам с одинаковой массой μ (аналог бозонного аннигиляционного канала). Канал h содержит «тяжелые» частицу и античастицу с массой $m > \mu$ (аналог канала $N\bar{N}$). Мы будем полагать частицы в обоих каналах бесспиновыми и нерелятивистскими (это последнее условие при аннигиляции реальных $N\bar{N}$ выполняется, например, в процессах $N\bar{N} \to \rho^+\rho^-$ или $N\bar{N} \to 2\omega$). Гамильтониан $\hat{H}$ уравнения

$$\hat{H}\Psi = E\Psi \tag{4.26}$$

есть эрмитовская матрица 2×2.

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} \hat{H}_l & \hat{H}_{lh} \\ \hat{H}_{hl} & \hat{H}_h \end{pmatrix}. \tag{4.27}$$

Диагональные элементы (4.27) H_l и H_h — гамильтонианы каждого из каналов

$$\hat{H}_l = \frac{\mathbf{k}^2}{\mu} - (2m - 2\mu), \quad \hat{H}_h = \frac{\mathbf{p}^2}{m} + V(\mathbf{r}). \tag{4.28}$$

Константа в $\hat{H}_l$ означает, что началом отсчета энергии является точка $2m$. Недиагональные элементы

$$H_{lh} = \hat{H}_{hl} \tag{4.29}$$

осуществляют связь каналов друг с другом. Симметрия (4.29) обусловлена эрмитовостью H и T-инвариантностью уравнения (4.26): последняя требует действительности гамильтониана системы бесспиновых частиц. Волновая функция Ψ двухкомпонентна

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_l \\ \Psi_h \end{pmatrix},$$

где $\Psi_l(\mathbf{r})$ и $\Psi_h(\mathbf{r})$ — волновые функции каналов l и h. Уравнение (4.26) сравнительно легко исследовать, если считать $\hat{H}_{lh}$ нелокальным сепарабельным потенциалом, аналогично тому, как это делалось выше:

$$\hat{H}_{lh}\Psi(\mathbf{r}) = \int H_{hl}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')\,\Psi_l(\mathbf{r}')\,d\mathbf{r}', \quad H_{hl}(r, r') = g_a\sqrt{\mu m}\,\xi(r)\,\xi(r'), \tag{4.30}$$

$$\xi(r) = \sqrt{\frac{2}{r_a}}\,\frac{e^{-r/r_a}}{r}. \tag{4.31}$$

Обозначим теперь волновые функции дискретного спектра гамильтониана $\hat{H}_h$ через Ψ_λ и запишем

$$\int \xi(r)\,\Psi_\lambda(\mathbf{r})\,d\mathbf{r} = \left(\frac{r_a}{R}\right)^3 \alpha_\lambda, \tag{4.32}$$

где R — радиус состояния λ. Заметим, что величины α_λ должны быть по порядку величины равны 1. Действуя аналогично тому, как это делалось выше при вычислении сдвига в одноканальной задаче с дополнитель-

ний, изложенных в гл. 3). Как выяснилось в гл. 2, большой радиус мнимой части потенциала требуется для описания с помощью оптической модели экспериментальных данных по сечению аннигиляции σ_a. Мы увидим в гл. 4, что в действительности большие сечения σ_a совместимы с малым $r_a = 1/m$.

ным короткодействующим потенциалом, нетрудно получить:

$$\sum \frac{\alpha_\lambda}{E-E_\lambda} = \left(\frac{R}{r_a}\right)^3 \left\{ -\frac{[1-ik(E)\,r_a]^2}{g_a^2\mu^2 m r_a^2} + \frac{m r_a^2}{(1-i\varkappa(E)\,r_a)^2} \right\}; \tag{4.33}$$

здесь

$$k(E) = \sqrt{\mu(E+2m-2\mu)}, \quad \varkappa(E) = \sqrt{mE}. \tag{4.34}$$

Квадратные корни в (4.34) определены так, что их мнимые части положительны. Заметим, что второй член в правой части уравнения (4.33) получен из интеграла по состояниям сплошного спектра, аналогичного сумме по λ в левой части равенства. При этом функции сплошного спектра были заменены плоскими волнами, что можно сделать при достаточно малом r_a ($|V(r_a)| \ll 1/mr_a^2$) и не слишком сингулярном поведении $V(r)$ при $r \to 0$.

При достаточно слабой связи между каналами, когда

$$g_a^2 \ll \frac{1}{\mu^2 m^2 r_a^4}, \tag{4.35}$$

задача может быть решена по теории возмущений, мы получаем из уравнения (4.33) для сдвига ΔE и ширины Γ следующий результат *):

$$\Delta E \equiv \operatorname{Re} W_\lambda - E_\lambda = -\left(\frac{r_a}{R}\right)^3 g_a^2\mu^2 m r_a^2 \alpha_\lambda^2 \{1-[k(E_\lambda)\,r_a]^2\}\{1+[k(E_\lambda)\,r_a]^2\}^{-2}, \tag{4.36}$$

$$\Gamma = 4\left(\frac{r_0}{R}\right)^3 g_a^2\mu^2 m r_a^2 \alpha_\lambda^2 \{1-[k(E_\lambda)\,r_a]^2\}^{-2}. \tag{4.37}$$

Как легко убедиться, в области применимости формулы (4.35),

$$\Delta E < 0,$$

если

$$r_a \leqslant \frac{\sqrt{2}}{m}. \tag{4.38}$$

Таким образом, из-за аннигиляции уровень не только не «выталкивается», но, наоборот, опускается ниже (т. е. энергия связи в канале h увеличивается). Физическая причина этого явления довольно проста. Она состоит в том, что связь между каналами порождает в канале h дополнительное диагональное взаимодействие между частицами, отвечающее «потенциалу»

$$V_h = H_{hl} d_l H_{hl}, \tag{4.39}$$

где d_l — функция Грина системы двух свободных легких частиц. Аналогичный «потенциал» возникает и в канале легких частиц:

$$V_l = \hat{H}_{lh} D_h \hat{H}_{hl}; \tag{4.40}$$

здесь D_h — функция Грина системы взаимодействующих (с потенциалом V) тяжелых частиц. Знак «потенциала» (4.39) и определяет знак аннигиляционного сдвига ΔE. Графически (4.39) отвечает диаграмме на рис. 10, *а*. В реалистической квантовополевой модели мы имели бы диаграмму рис. 10, *б*. Если M_h — фейнмановская амплитуда диаграммы рис. 10, *б*, то

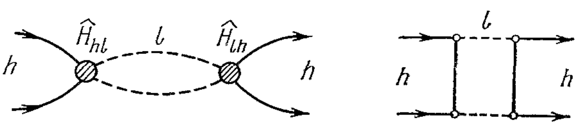
$$V_h(\mathbf{r}) = -\int M_h e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3}, \tag{4.41}$$

*) Для получения (4.36) и (4.37) надо удержать в уравнении (4.33) одно слагаемое в сумме по λ, отбросить в правой части уравнения второй член и заменить в остатке E на E_λ.

а M_h дается интегралом

$$M_h = 4m\mu g_a^2 \int d\mathbf{p}_1\, dE_1 (2mE_1 - p_1^2 + i0)^{-1} (2mE_2 - p_2^2 + i0)^{-1} \times \\ \times (2mE_3 - p_3^2 + i0)^{-1} (2mE_4 - p_4^2 + i0)^{-1}. \qquad (4.42)$$

Энергии и импульсы $\mathbf{p}_i$ и E_i, как обычно, связаны законами сохранения в каждой из вершин и во всем процессе в целом. Выразив с помощью этих связей все импульсы и энергии через $\mathbf{p}_1$ и E_1, легко убедиться, не вычисляя интеграл явно, в том, что его действительная часть положительно определена, и что, следовательно, потенциал (4.41) — притягивательный. Заметим, что диаграмме рис. 10, *б* отвечает $r_a = 1/2m$, так что условие (4.38) для такой модели удовлетворяется. Амплитуда M_h будет положительна и в том случае, когда $m < \mu$. В этом смысл известной теоремы для модели связанных каналов (переход в закрытые каналы дает притяжение; см. [45]).



а) *б)*

Рис. 10. Графическое изображение аннигиляционного «потенциала»

а) Общий случай; *б*) модель, близкая к квантовой теории поля ($\hat{H}_{hl}$ отвечает полюсной диаграмме, V_h — фейнмановской четырехвершинной диаграмме на рисунке).

Другим существенным результатом решения двухканальной задачи является демонстрация того факта, что в соответствии с изложенными выше общими соображениями сдвиги и ширины малы, если $r_a/R \ll 1$. Это явно видно из формул (4.36) и (4.37), куда это отношение входит в третьей степени. Заметим, что область применимости этих формул довольно широка. При достаточно малом r_a неравенство (4.39) выполняется при $g_a^2 \gg 1$, т. е. при сильной аннигиляции (мы увидим ниже в гл. 5, что сечение аннигиляции при таких константах связи и достаточно сильном притяжении в канале h может достигать унитарного предела). Так, при $r_a \approx 1/2m$ условие (4.35) переходит в неравенство

$$g_0^2 \ll 16 \frac{m^2}{\mu^2}.$$

Если частицы h считать «нуклонами», а частицы l —«ρ-мезонами», это дает $g_a^2 \ll 24$. Отметим, что практически формулы теории возмущений дают правильный по порядку величины результат вплоть до тех значений g_a, при которых в канале l за счет потенциала V_l (формула (4.40)) возникает связанное состояние. Это значение $g_a^{(0)}$ константы g_a при «выключенном» взаимодействии в канале h ($V = 0$) дается формулой

$$g_a^{(0)} = \frac{(1 + r_a \varkappa_0)^2}{\mu^2 m^2 r_a^4}, \qquad \varkappa_0 = \sqrt{m(2m - 2\mu)}. \qquad (4.43)$$

Для уже упоминавшегося примера связи каналов «нуклоны»—«ρ-мезоны» с $r_a = 1/2m$, получаем $g_a^{(0)} = 44$. В случае неприменимости теории возмущений уравнение (4.33) может быть решено численно. На рис. 11 показано движение уровня в прямоугольной яме в канале h с увеличением аннигиляционной константы g_a^2 ($r_a/R = 0{,}1$). Как видно из рисунка, сдвиги и ширины остаются малыми при любых g_a^2. Для случая $N\overline{N} \to 2\rho$ энергия связи при $g_a = 0$ равна 85 *Мэв*. Максимальный сдвиг ΔE (при $g_a^2 \gg 100$) составляет около 15 *Мэв*, а ширина $\Gamma = 5$ *Мэв*. Простое сравнение рис. 9 и 11 показывает, что между траекториями уровней в оптической модели и в рассмотренном примере двухканальной задачи нет ничего общего.

Разумеется, что пример груб и слишком прост, но при таком же огрублении и упрощении оптической модели мы всегда получим траекторию типа изображенной на рис. 9, а не на рис. 11.

В результате рассмотрения вопроса об аннигиляционных сдвигах и ширинах мы приходим к следующему заключению: хотя точный расчет этих величин в настоящее время вряд ли осуществим, можно более или

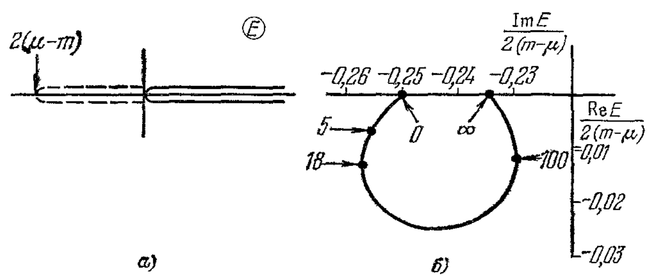


Рис. 11. Движение уровня в нерелятивистской модели связанных каналов (по [44])
а) Разрезы в комплексной плоскости энергий: сплошной разрез — от порога рождения тяжелых частиц, принятого за начало отсчета, штриховой — от порога рождения легких частиц; б) траектория уровня (стрелки указывают значение безразмерной константы связи каналов g_a^2; см. текст).

менее уверенно сказать, что они малы, если мало отношение r_a/R, где r_a — аннигиляционный радиус, а R — радиус квазиядерного состояния $N\bar{N}$.

Выясним теперь, как совмещается малый аннигиляционный радиус (и, следовательно, спектр узких квазиядерных уровней) с большим наблюдаемым сечением аннигиляции $N\bar{N}$?

Мы начнем с рассмотрения хорошо известного и более простого примера — позитрония и аннигиляции e^+e^- в состояниях сплошного спектра («на лету»). В этом случае, благодаря малости заряда электрона, для вычисления аннигиляционных ширин и сечения аннигиляции может быть использована теория возмущений. Вместе с тем получаемые этим путем результаты содержат в себе те качественные особенности процесса аннигиляции, которые нас здесь интересуют.

Рассмотрим для определенности двухфотонную аннигиляцию. Тогда для аннигиляционной ширины состояния $1\,{}^1S_0$ парапозитрония и сечения аннигиляции из S-состояний сплошного спектра имеют место формулы (см., например, [46])

$$\Gamma_a = \frac{m_e}{2}\alpha^5, \qquad v\sigma_a = \frac{\pi\alpha^2}{m_e^2}\,\frac{2\pi\alpha/v}{1-e^{-2\pi\alpha/v}}, \tag{4.44}$$

где m_e — масса электрона, $\alpha = 1/137$, v, как и раньше, — относительная скорость аннигилирующих частиц (которые считаются нерелятивистскими). Обе эти формулы получаются из следующих выражений:

$$\Gamma_a = |\Psi(0)|^2 v\sigma_a, \qquad v\sigma_a = |\Psi_v(0)|^2\,\frac{v\bar{\sigma}_a}{4}; \tag{4.45}$$

здесь Ψ и Ψ_v — волновые функции дискретного и сплошного спектров, $\bar{\sigma}_a$ — сечение аннигиляции без учета взаимодействия в начальном состоянии. В данном случае

$$v\bar{\sigma}_a = \frac{4\pi\alpha^2}{m_e^2}. \tag{4.46}$$

Для значений волновых функций при $r = 0$ имеем

$$|\Psi(0)|^2 = \frac{m^3\alpha^3}{8\pi}, \quad |\Psi_v(0)|^2 = \frac{2\pi\alpha/v}{1-e^{-2\pi\alpha/v}}. \tag{4.47}$$

Из сопоставления формул (4.44) — (4.47) становится ясным, почему вероятность одного и того же процесса двухфотонной аннигиляции в одном случае (парапозитроний) пропорциональна α^5, а в другом (аннигиляция из сплошного спектра) — α^2 (если $v \gg \alpha$; в связанном состоянии e^+e^- $v \approx \approx \alpha$). Это происходит потому, что в аннигиляционную ширину Γ_a, кроме параметра малости, определяемого числом фотонов (α^2), входит отношение куба радиусов аннигиляционной области $(1/m_e)^3$ и боровской орбиты позитрония $(2/\alpha m_e)^3$. Мы видим, таким образом, что малость размера аннигиляционной области сравнительно с размером связанного состояния системы e^+e^- существеннейшим образом сказывается на ширине этого

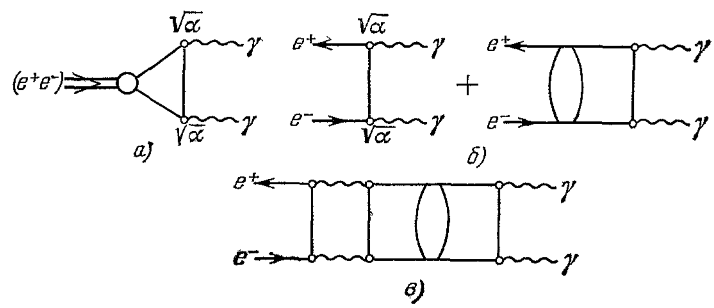


Рис. 12. Аннигиляция $e^+e^- \to 2\gamma$.

а) Аннигиляция позитрония из состояния $^1S_0$; б) амплитуда аннигиляции из сплошного спектра светлый овал — амплитуда кулоновского рассеяния e^+e^-); в) аннигиляционный блок в более высоком порядке по α.

состояния, уменьшая ее на 6 порядков. В данном примере явно просматривается также и тот факт, что размер аннигиляционной области действительно равен по порядку величины комптоновской длине аннигилирующих частиц. Заметим еще, что формулы (4.45) и (4.46) в явном виде демонстрируют отмеченное в гл. 4 неравенство наблюдаемого сечения σ_a величине $\bar{\sigma}_a$.

Выражения (4.45) для Γ_a и σ_a получаются вычислением диаграмм рис. 12, *а* и *б* (формула (5.2) для Γ_a равнозначна диаграмме рис. 12, *а*). Овал на диаграмме рис. 12, *б* обозначает амплитуду кулоновского рассеяния e^+e^-. Она представляет собой сумму ряда лестничных диаграмм бозонного обмена типа изображенных на рис. 6, *а* (бозонами в данном случае являются фотоны). Появление в формуле (4.45) волновых функций $\Psi(0)$ и $\Psi_v(0)$ обусловлено тем, что амплитуда двухфотонной аннигиляции, заметно меняясь на интервале масштаба m_e, зависит от импульсов виртуальных фермионов слабее, чем фурье-образы их волновых функций (для них характерный интервал определяется обратным боровским радиусом $m\alpha/2$), и потому может быть вынесена за знак интеграла в точности так же, как это делалось при вычислении массового оператора. Волновая функция Ψ_v содержит в себе амплитуду рассеяния, и множитель $|\Psi_v(0)|^2$ в выражении для наблюдаемого сечения σ_a есть результат учета взаимодействия аннигилирующих частиц в начальном состоянии. Спрашивается, почему аннигиляция учтена при вычислении σ_a в наинизшем порядке по α (например, отброшены диаграммы рис. 12, *в* и подобные ей), а «потенциальные» диаграммы t-канального обмена суммированы во всех порядках по тому же параметру α? Ответ на этот вопрос состоит, как известно, в том, что истинный параметр, определяющий сходимость лестничного ряда бозонного обмена, есть

$$\eta = \frac{\alpha}{v}, \tag{4.48}$$

тогда как для аннигиляционных диаграмм таким параметром является сама величина α. В нерелятивистском случае $\eta \gg \alpha$, и поэтому лестничные диаграммы «потенциального типа» являются «старшими»— они должны быть просуммированы, и полученная в результате амплитуда рассеяния должна вставляться в любую диаграмму, которую можно рассечь вертикально, пересекая только фермионные линии. Таким образом, наличие «старшего» параметра η предопределяет порядок суммирования ряда диаграмм. Если бы мы увеличивали константу связи фермион-бозон

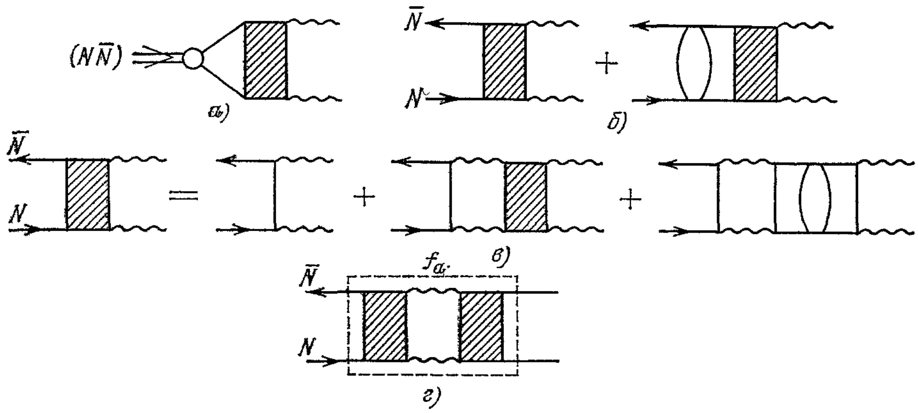


Рис. 13. Аннигиляция пары $N\bar{N}$.

а) Аннигиляция из связанного состояния; *б*) амплитуда аннигиляции из сплошного спектра (светлый овал — амплитуда потенциального рассеяния); *в*) структура заштрихованного блока на диаграммах рис. *а*); *б*) эта амплитуда не содержит потенциального взаимодействия в конечном состоянии; *г*) диаграмма, показывающая связь амплитуды аннигиляционного рассеяния f_a с аннигиляционными блоком рис. *в*) (мнимая часть f_a содержит квадрированный блок рис. *в*)).

в аннигиляционных диаграммах, то нам понадобилось бы наращивать аннигиляционные диаграммы рис. 12, *а* и *б* цепочкой блоков рис. 12, *в* и суммировать полученный ряд. Существенно, что без этого мы не смогли бы обеспечить требования унитарности, так как с ростом аннигиляционных констант связи сечение σ_a в формуле (4.44) превысило бы унитарный предел. Очевидно, что именно в необходимости суммировать «наращенные» диаграммы рис. 12, *а* и *б* состоит отличие аннигиляций e^+e^- и $N\bar{N}$. Таким образом, нахождение Γ_a и сечения аннигиляции σ_a для системы $N\bar{N}$ сводится к вычислению диаграмм рис. 13. Заштрихованный прямоугольник с внешними мезонными и фермионными линиями есть сумма ряда аннигиляционных диаграмм (рис. 13, *в*). На диаграмме рис. 13, *г* показана структура амплитуды аннигиляционного рассеяния f_a (входящей, в частности, в массовый оператор на рис. 7). Мнимая часть этой амплитуды (разрез вертикально по бозонным линиям) при $E < 0$ выражается через квадрат диаграммы рис. 13, *в*, т. е. через сечение $\bar{\sigma}_a$. Особенности диаграммы рис. 13, *г* по t, определяемые массами заштрихованных прямоугольников, лежат при значениях $t \geqslant 4m^2$, как уже указывалось в гл. 3. Отсюда следует, что характерная длина, отвечающая диаграммам рис. 13, *в*, меньше или порядка $1/m$, а масштаб существенного изменения этой амплитуды, как функции импульсов виртуальных фермионов в диаграмме рис. 13, *б*, равен соответственно массе нуклона m. Амплитуда же потенциального рассеяния (светлый кружок) в этой диаграмме меняется на интервале R^{-1}, где R — эффективный радиус потенциальной ямы, практически совпадающий для хорошо связанных состояний с радиусом орбиты финитного движения. Сказанное означает, что в диаграммах рис. 13, *а* и *б* блок рис. 13, *в* может быть вынесен за знак интеграла по виртуальным импульсам фермионов, в результате чего для Γ_a и наблюдаемого сечения аннигиляции $N\bar{N}$ мы вновь приходим к формулам (4.45). Отличие от аннигиляции e^+e^- состоит в том, что под величиной $\bar{\sigma}_a$ следует понимать теперь сечение, отвечающее амплитуде 13, *в*, а не рис. 12, *б*, волновая же функция Ψ_v описывает s-состояние сплошного спектра для ядерного потенциала ОВЕР.

Для величины $\bar{\sigma}_a$ будет справедлива формула, аналогичная (4.46):

$$v\bar{\sigma}_a = \frac{4\pi \overline{g_a^2}}{m^2}, \tag{4.49}$$

где $\bar{g}_a$ — некоторая эффективная константа. Она зависит от констант взаимодействия нуклон — бозон, структура блока рис. 13, *в* и эффективного значения импульсов виртуальных фермионов, при которых амплитуда рис. 13, *а* выносится за знак интеграла в рис. 13, *а*. Если считать, что ядерное взаимодействие $N\bar{N}$ является притягательным и достаточно хорошо аппроксимируется потенциалом Юкавы (или суммой таких потенциалов), то для $\Psi_v(0)$ мы получим формулу типа (4.47). (Разумеется, из-за короткодействия сил истинная формула будет отличаться от нижеследующей (4.50) — волновая функция будет конечна при $v \to 0$.)

$$|\Psi_v(0)|^2 \approx \frac{2\pi g^2/v}{1 - e^{-2\pi g^2/v}}, \tag{4.50}$$

здесь g — эффективная константа потенциального взаимодействия (она может различаться для синглетных и триплетных состояний).

Теперь мы можем ответить на вопрос, сформулированный в начале данного раздела. С этой целью приравняем унитарный предел для сечения аннигиляции в S-волне вычисленному сечению σ_a:

$$\pi\lambda^2 = \frac{4\pi}{m^2v^2} \approx \frac{2\pi^2 g^2 \overline{g_a^2}}{m^2v^2\left(1 - e^{-2\pi g^2/v}\right)}. \tag{4.51}$$

Отбросив в знаменателе (4.51) член с экспонентой, получаем

$$g^2\overline{g_a^2} \approx \frac{2}{\pi}. \tag{4.52}$$

Таким образом, для того чтобы наблюдаемое сечение σ_a было «большим» (т. е. было порядка унитарного предела), достаточно чтобы константы $\bar{g}_a$ и g были порядка 1. Но, как было показано выше, при $\bar{g}_a \lesssim 1$ мы получаем узкие квазиядерные состояния и малые аннигиляционные сдвиги. Изложенное до сих пор в данном разделе относилось к S-волнам. Для волн с высшими орбитальными моментами могут быть получены аналогичные оценки. Если выразить $v\bar{\sigma}_a$ или $\overline{g_a^2}$ через аннигиляционные ширины квазиядерных уровней, то можно связать величины наблюдаемых аннигиляционных сечений, ширин и эффективной константы потенциального взаимодействия g^2. При этом оказывается, что для $g^2 \approx 1$, $R^{-1} \approx 200$ *Мэв/с* унитарный предел наблюдаемого сечения аннигиляции $\sigma_a^{(l)}$ достигается при таких значениях аннигиляционных ширин квазиядерных уровней

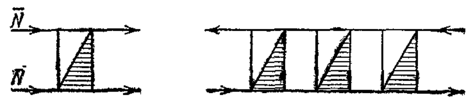


Рис. 14. Лестничная диаграмма оптической модели.

Сумма бесконечного ряда таких диаграмм дает амплитуду рассеяния в оптической модели. Полузаштрихованный прямоугольник — борновская амплитуда (оптический потенциал).

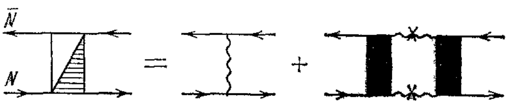


Рис. 15. Потенциал оптической модели, второе слагаемое — мнимая часть оптического потенциала.

Крестики на волнистых линиях отвечают бозонам на массовой поверхности. Зачерненный прямоугольник — эффективный аннигиляционный блок, определяющий величину мнимой части потенциала.

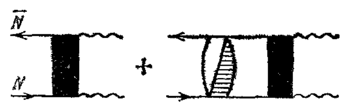


Рис. 16. Амплитуда, отвечающая сечению аннигиляции в оптической модели σ_a^{opT}.

Полузаштрихованный овал — амплитуда рассеяния $N\bar{N}$ в оптической модели.

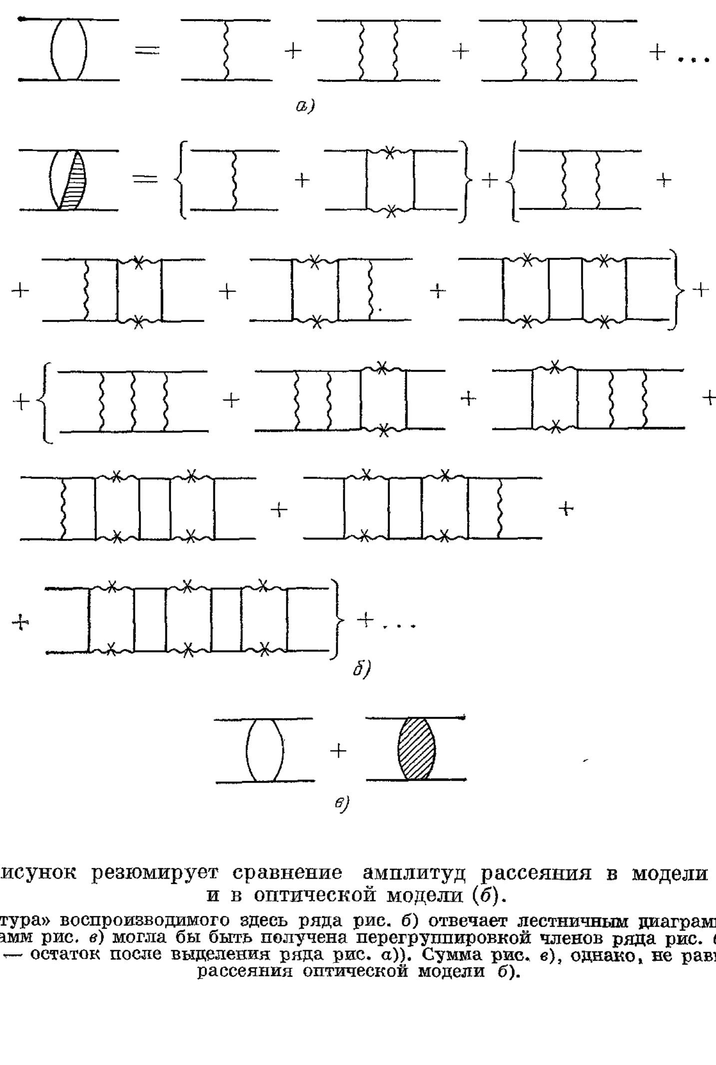


Рис. 17. Рисунок резюмирует сравнение амплитуд рассеяния в модели OBEP (*а*) и в оптической модели (*б*).

«Микроструктура» воспроизводимого здесь ряда рис. *б*) отвечает лестничным диаграммам рис. 14. Сумма диаграмм рис. *в*) могла бы быть получена перегруппировкой членов ряда рис. *б*) (заштрихованный овал — остаток после выделения ряда рис. *а*)). Сумма рис. *в*), однако, не равна амплитуде рассеяния оптической модели *б*).

системы $N\bar{N}$:

$$\Gamma_{a\lambda}\,(M\text{эв}) = \begin{cases} 8{,}6, & l=1, \\ 2{,}9, & l=2, \\ 0{,}7, & l=3. \end{cases} \tag{4.53}$$

Мы видим, таким образом, что узкие квазиядерные уровни совместимы с большими (т. е. достигающими унитарного предела в каждой парциальной волне) наблюдаемыми сечениями аннигиляции σ_a. Физической причиной возникновения больших аннигиляционных сечений в системе $N\bar{N}$ является притягивательное взаимодействие между частицами в начальном состоянии, как бы «фокусирующее» частицы в область малых взаимных расстояний, где возможна аннигиляция. Малость же аннигиляционных ширин состояний дискретного спектра обусловлена тем, что то же самое притяжение создает орбиты финитного движения, значительно удаленные от аннигиляционной области. Как уже отмечалось выше, эта ситуация хорошо знакома по аннигиляции e^+e^-: аннигиляционная ширина позитрония содержит ослабляющий фактор $(m_e a)^{-3} = \alpha^3$, сечение же аннигиляции из сплошного спектра — усиливающий множитель $|\Psi_v(0)|^2 > 1$. Все отличие аннигиляции $N\bar{N}$ от e^+e^- состоит в том, что малая «аннигиляционная» константа α^2 заменяется величиной порядка 1, а вместо $(m_e a)^{-3} \approx 10^{-6}$ ширины квазиядерных уровней $N\bar{N}$ пропорциональны $(mR)^{-3} \approx 10^{-3}$, где R — радиус квазиядерной орбиты.

Используя наглядные образы, можно сказать, что светлый блок на второй из диаграмм рис. 13, *б* действует как фокусирующая линза, в то время как трехчастичная вершина на диаграмме рис. 13, *а* «держит» частицы вдали от аннигиляционной зоны.

На рис. 14—17 показано, чем отличается оптическая модель от описанного выше последовательного подхода. Как можно видеть из рисунков и пояснительного текста к ним, в оптической модели каждый акт бозонного обмена сопровождается поглощением. Поэтому притяжение между частицами действует как слабо фокусирующая полупрозрачная линза. При малом радиусе области поглощения это приводит к необходимости (для получения экспериментально наблюдаемых сечений аннигиляции) использовать комплексные потенциалы с аномально большой амплитудой мнимой части. Вот почему эффективный (средний) аннигиляционный радиус в оптической модели оказывается всегда бо́льшим сравнительно с тем, что следует из рассмотренных выше общих физических соображений

5. СПЕКТРЫ КВАЗИЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ $B\bar{B}$.

Результаты рассмотрения проблемы аннигиляционных сдвигов достаточно ясно показывают, что для получения общей картины спектров квазиядерных уровней систем $B\bar{B}$ аннигиляционные эффекты можно вообще не учитывать.

В этом разделе нас будут интересовать именно такие характерные особенности спектров квазиядерных состояний $B\bar{B}$, которые практически не зависят от динамики процессов аннигиляции и целиком определяются ядерным взаимодействием B и $\bar{B}$. Мы будем исходить из модели ОВЕР, поскольку данный вариант ядерного потенциала основывается на определенных физических представлениях о механизме ядерного взаимодействия нерелятивистских барионов и вследствие этого дает возможность связать друг с другом наблюдаемые явления в каналах BB и $B\bar{B}$. С другой стороны, известно, что фазы рассеяния NN описываются OBEP по крайней мере не хуже, чем феноменологическими потенциалами типа Хамада — Джонсона, Рида и т. п. (см. [1]). Все это позволяет принять OBEP как основу для реалистической модели ядерных сил.

Модель OBEP для взаимодействия NN широко известна, много раз излагалась в обзорах и монографиях (см. [1, 9, 15, 47–50]). Кроме того, как уже упоминалось, экспериментальные данные о спектре квазиядерных мезонов $N\bar{N}$ пока недостаточно полны для количественного сравнения с теорией. Поэтому мы не будем выписывать здесь ни формул, ни констант, определяющих OBEP в различных модификациях, и напомним лишь физическое содержание модели. Оно состоит в том, что ядерное взаимодействие нерелятивистских барионов происходит за счет t-канального обмена «легкими» бозонами π, η, ρ, ω. В современных вариантах OBEP учитывается также вклад двухпионных обменов. С этой целью иногда вводится два «эффективных» скалярных мезона — изоскалярный σ_0 и изовекторный σ_1; формально более последовательный учет двухпионных обменов рассмотрен недавно в работе [50]. Потенциалы $V_{N\bar{N}}$ и V_{NN}, порождаемые обменом бозоном X, связаны соотношением

$$V_X(B\bar{B}) = G_X V_X(BB), \tag{5.1}$$

где G_X — G — четность бозона X ($G_\pi = G_\omega = G_{\sigma_1} = -1$, $G_\eta = G_\rho = G_{\sigma_0} = +1$). Знак V_X, вообще говоря, зависит от изоспинового и спинового состояния взаимодействующих частиц. Существенно, что σ_0 и ω-обмены дают в канале $N\bar{N}$ притяжение, причем особенно сильно притяжение за счет ω-мезона. Другой важной чертой OBEP является значительная роль спин-орбитальных сил (они возникают в результате обмена скалярными и векторными мезонами). Спин-орбитальная связь, частично компенсирующая центробежный барьер, порождает большое число состояний дискретного спектра. Потенциал в рассматриваемой модели ядерных сил $N\bar{N}$ достаточно глубок для возникновения связанных состояний, но не настолько «широк», чтобы волновые функции имели радиальные узлы. Поэтому спектр квазиядерных уровней $N\bar{N}$ был бы довольно беден в отсутствие спин-орбитальных сил. Здесь мы имеем случай видеть, насколько ценную информацию о ядерных силах можно получить, изучая квазиядерные уровни $N\bar{N}$: достаточно иметь лишь качественную картину спектра, чтобы констатировать наличие сильной спин-орбитальной связи, которая в нерелятивистской системе NN просматривается с трудом. Помимо спин-орбитального взаимодействия, OBEP содержит также спин-спиновые и тензорные силы (они происходят от обмена псевдоскалярными и векторными мезонами). Тензорные и спин-орбитальные силы слишком сингулярны при $r \to 0$ ($\sim r^{-2}$ и r^{-3}). Поэтому в нерелятивистскую теорию, кроме констант связи бозон — нуклон, входит по меньшей мере еще один параметр — радиус обрезания сингулярных сил.

Заканчивая краткое описание гамильтониана взаимодействия $N\bar{N}$, отметим, что этот гамильтониан сохраняет те же квантовые числа, что и взаимодействие NN. В частности, суммарный спин S нуклона и антинуклона является хорошим квантовым числом и все состояния $N\bar{N}$ подразделяются на синглетные ($S = 0$) и триплетные ($S = 1$).

Вычисление уровней системы $N\bar{N}$ в потенциальном приближении может быть оправдано лишь для нерелятивистских состояний. Это означает, во-первых, что

$$|Q| \ll 2m, \quad Q \equiv M - 2m \tag{5.2}$$

(здесь M — масса состояния $N\bar{N}$) и, во-вторых, что

$$R \gg \frac{1}{m}, \tag{5.3}$$

где R — как раньше — радиус состояния. Условие (5.3) важно в рассматриваемой проблеме еще и потому, что оно обеспечивает сравнительную малость аннигиляционных ширин и сдвигов (см. гл. 4). Поэтому при вычислении спектра квазиядерных уровней $N\bar{N}$ нужно не только находить собственные значения, но и следить за выполнением условия (5.3). В рамках нерелятивистского потенциального подхода состояниям, удовлетворяющим требованию (5.2), но не согласующимся с условием (5.3), вряд ли можно придавать серьезное значение.

Существуют два метода оценки радиуса состояния R. Первый, пригодный для связанных состояний ($M < 2m$), сводится просто к вычислению волновой функции и с ее помощью среднего квадратичного радиуса. Второй, применимый как для связанных состояний, так и для резонансов ($M > 2m$), состоит в вычислении траекторий Редже $l\,(E)$ для данного потенциала и производной $d\,(\mathrm{Re}\ l)/dE$. Как уже упоминалось, эта величина при $E < 0$ содержит $\langle r^{-2}\rangle$ (см. [39]):

$$\frac{d\,(\mathrm{Re}\ l)}{dE} = \frac{m\,\langle r^{-2}\rangle^{-1}}{2l+1}. \tag{5.4}$$

Возможность использования (5.4) для оценки $\langle r^{-2}\rangle = R^{-2}$ особенно существенна для резонансов, так как в этом случае волновая функция квадратично неинтегрируема и прямое вычисление среднего радиуса невозможно. Экстраполяция же соотношения (5.4) на область достаточно малых, но положительных Q (при условии, что $\mathrm{Im}\ l \ll 1$) позволяет оценить R. Знание производной от реджевской траектории дает также возможность получить парциальную ширину $\Gamma_{N\bar{N}}$ для распада по «упругому каналу» $(N\bar{N})_{\mathrm{res}} \to N + \bar{N}$. Эта величина определяется равенством (см. [39])

$$\Gamma_{N\bar{N}} = \frac{2\,\mathrm{Im}\,J}{d\,(\mathrm{Re}\,J)/dM}. \tag{5.5}$$

По порядку величины

$$\Gamma_{N\bar{N}} \leqslant \frac{2\,(2J+1)}{mR^2}, \tag{5.6}$$

так что для $R = 1$—$1{,}5$ *ф* должно быть

$$\frac{\Gamma_{N\bar{N}}}{2J+1} \leqslant 80-40\ \textit{Мэв}. \tag{5.7}$$

Следует заметить, что формула (5.6) справедлива при достаточно малых $\mathrm{Im}\ J$ вблизи порога для распада на $N\bar{N}$. При этом величина $\mathrm{Im}\ J$ оказывается весьма чувствительной к аналитическим свойствам потенциала в комплексной плоскости r. Нарушающее аналитичность обрезание потенциала в модели ОВЕР (необходимое из-за наличия сингулярности r^{-3}), особенно если оно производится не на очень малых расстояниях (как это имеет место в статическом варианте ОВЕР, использованном в работах I), может сильно сказаться на величинах $\Gamma_{N\bar{N}}$. Поэтому при существующих ныне неопределенностях в знании потенциала вычислить ширины $\Gamma_{N\bar{N}}$ достаточно точно не представляется возможным, так же, как и положение уровней.

Наоборот экспериментальные данные о массах резонансов M и ширинах $\Gamma_{N\bar{N}}$ дадут возможность получить недостающие сведения о ядерных силах (подчеркнем, что аннигиляционные процессы оказывают влияние на величины $\Gamma_{N\bar{N}}$ не в большей степени, чем на положение уровней). Иными словами, массы резонансов M и ширины $\Gamma_{N\bar{N}}$ являются величинами одного и того же класса, практически целиком определяемыми ядерными силами. Обязательным при вычислении ширин $\Gamma_{N\bar{N}}$ является выполнение условия (5.6). Резонансы, для которых $\Gamma_{N\bar{N}}$ не удовлетворяют этому неравенству, столь же незакономерны в нерелятивистском подходе, как связанные состояния со слишком малым размером R, не отвечающим требованию (5.3).

Аннигиляционные ширины Γ_a могут быть только оценены по формуле (4.12), поскольку для их вычисления требуется знать «ненаблюдаемое» аннигиляционное сечение $\bar{\sigma}_a$ (см. гл. 4). Для оценки верхних границ возможных значений Γ_a в работах I в формулу (4.12), как уже упоминалось, подставлялось вместо $\bar{\sigma}_a$ наблюдаемое сечение аннигиляции σ_a *). Заметим еще, что в конкретных расчетах формула (4.12) использовалась в модифицированном виде: вместо $|\Psi(0)|^2$ в нее подставлялась величина $\overline{|\Psi|^2}$, усредненная по объему аннигиляционной области (для состояний с $l \neq 0$ такое усреднение практически эквивалентно вынесению из-под знака интеграла в массовом операторе в формуле (4.1) производных аннигиляционной амплитуды f_a). Некоторого пояснения требует также использование формулы (4.12) для оценок аннигиляционных ширин резонансов. Входящая в эту формулу волновая функция имеет размерность *см*$^{-3/2}$, которая ей придается нормировкой. Для резонансного состояния волновая функция нормировалась на объем области, радиус которой вычислялся по данным о ширине $\Gamma_{N\bar{N}}$.

Для иллюстрации изложенного рассмотрим кратко результаты некоторых расчетов. Прежде всего остановимся на спектре связанных состояний и резонансов системы $N\bar{N}$. В табл. I, заимствованной из работы [51],

Таблица I

Спектр связанных и резонансных квазиядерных состояний $N\bar{N}$, полученный в работе [51] для статического варианта ОВЕР. Звездочкой отмечены состояния, смешиваемые тензорными силами (в данном расчете не учитывались)

Спектроскопический символ	$I^G\ (J^P)$	Масса, *Мэв*	Γ_a, *Мэв*	$\Gamma_{N\bar{N}}$, *Мэв*
$^1S_0$	$1^-\ (0^-)$	1714	151	
	$0^+\ (0^-)$	1678	149	
$^3S_1 - {}^3d_1^*$	$1^+\ (1^-)$	1710; 1970	163; 1,3	—; 57
	$0^-\ (1^-)$	1395; 1515	88; 1,1	
$^1P_1$	$1^+\ (1^+)$	1858	7,4	
	$0^-\ (1^+)$	1824	8,3	
$^3P_0$	$1^-\ (0^+)$	1768	13,3	
	$0^+\ (0^+)$	1330	8,2	
$^3P_1$	$1^-\ (1^+)$	1825	9,2	
	$0^+\ (1^+)$	1438	11,5	
$^3P_2 - {}^3f_2^*$	$1^-\ (2^+)$	1878; —	6,8; —	
	$0^+\ (2^+)$	1684; 1860	9,8; 0,1	
$^3d_2$	$1^+\ (2^-)$	2030	1,2	157
	$0^-\ (2^-)$	1775	0,9	
$^3d_3$	$1^+\ (3^-)$	—	—	—
	$0^-\ (3^-)$	1978	1	78
$^3f_3$	$1^-\ (3^+)$	—	—	—
	$0^+\ (3^+)$	2085	0,12	73
$^3g_3$	$1^+\ (3^-)$	—	—	—
	$0^-\ (3^-)$	2230	0,01	76

*) Подчеркнем еще раз, что полученные таким образом значения Γ_a могут быть завышены сравнительно с истинными даже по порядку величины.

приведены массы, аннигиляционные ширины Γ_a и парциальные упругие ширины $\Gamma_{N\bar{N}}$ квазиядерных состояний $N\bar{N}$, вычисленные со статическим вариантом ОВЕР по описанной выше методике. Всего в таблице насчитывается 17 состояний дискретного спектра. Легко убедиться, что грубые оценки порядков величин, данные ранее на основе качественных физических соображений, подтверждаются детальным расчетом. Аннигиляционные ширины, даже заведомо завышенные подстановкой в формулу (4.12) $v\sigma_a = 45$ *мбн* (вместо $v\bar{\sigma}_a \approx 2$ *мбн*), для подавляющего большинства уровней малы. Они падают примерно на порядок при повышении орбитального углового момента l на 1 и уже для p-состояний не превышают

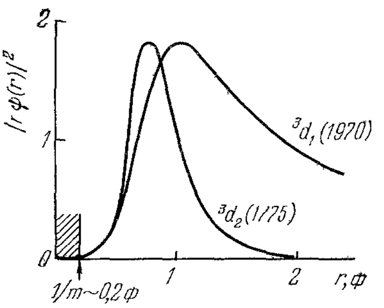


Рис. 18. Волновые функции связанного $^3d_2$ (1775)- и резонансного $^3d_1$ (1970)-состояний системы $N\bar{N}$.
Штриховкой показана аннигиляционная область.

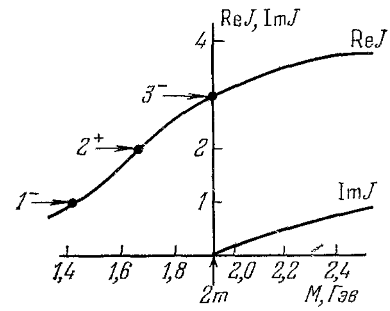


Рис. 19. Одна из восьми траекторий Редже для квазиядерной системы $N\bar{N}$.
Этой траектории отвечают квантовые числа $I = 0$, $S = 1$, $S' = J - l = 1$.

12 *Мэв*. На рис. 18 показан график квадрата модуля радиальной волновой функции для связанного состояния и резонанса $N\bar{N}$. Из рисунка видно, что размер аннигиляционной области значительно меньше радиуса квазиядерного состояния, по порядку величины близкого к 1 *ф*. На рис. 19 приведена одна из квазиядерных траекторий Редже, на которой лежат два связанных состояния и один резонанс. Всего таких траекторий 8: 2 синглетных ($S = 0$, $I = 0{,}1$) и 6 триплетных ($S = 1$, $I = 0{,}1$). P-четность и G-четность вдоль нерелятивистской траектории не сохраняются, в отличие от ситуации, имеющей место в релятивистской теории. Это объясняется отсутствием кросс-симметрии в нерелятивистском приближении. С введением в расчет квантовополевых релятивистских поправок мы получили бы из одной траектории на рис. 19 две близкие для четных и нечетных l. Поскольку G-четность системы $N\bar{N}$ дается равенством

$$G = (-1)^{S+I+l}, \qquad (5.8)$$

каждая из двух релятивистских траекторий отвечала бы определенной G-четности. Из рис. 19 можно увидеть также, что Im J быстро возрастает по мере удаления от порога ($M = 2m$), рост же Re J замедляется. Оба эти фактора приводят к увеличению упругой ширины $\Gamma_{N\bar{N}}$, так что большинство резонансов в табл. II имеют малую неупругость. Мы уже говорили, что значения ширины $\Gamma_{N\bar{N}}$ существенно зависят от деталей ядерного потенциала. Это иллюстрируется табл. II из работы [16]. В ней приведены данные резонансов, рассчитанные с тем же статическим вариантом ОВЕР, но с той разницей, что при $r \leqslant 0{,}6$ *ф* обрезался не только ядерный, но и центробежный потенциал (это, очевидно, эквивалентно введению некото-

Таблица II

Спектр резонансных квазиядерных состояний $N\bar{N}$ (по [16]). Статический вариант ОВЕР с обрезанием центробежного барьера на малых расстояниях

Спектроскопический символ	$I^G(J^P)$	Масса, *Мэв*	$\Gamma_{N\bar{N}}$, *Мэв*
$^1d_2$	$1^-(2^-)$	1955	28
	$0^+(2^-)$	1930	15
$^3d_2$	$1^+(2^-)$	1925	10
$^3d_3$	$1^+(3^-)$	2025	122
	$0^-(3^-)$	1880	0,0
$^3f_3$	$1^-(3^+)$	2165	76
	$0^+(3^+)$	1880	0,0

рых зависящих от l притягательных сил) *). Как можно убедиться из сравнения данных табл. I и II, указанное изменение потенциала хотя и сказывается на спектре резонансных уровней, но не меняет его общей

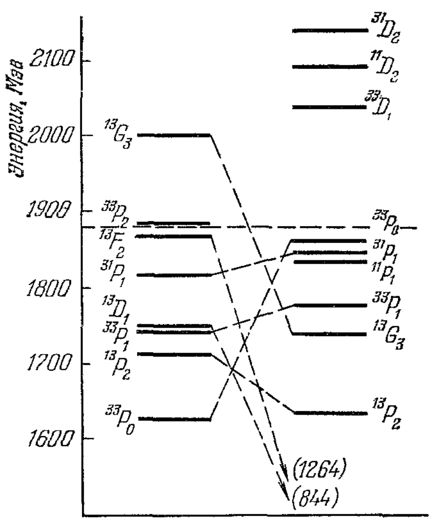


Рис. 20. Спектры квазиядерных уровней системы $N\bar{N}$ для двух вариантов ОВЕР [49]: потенциала NRD (левая схема) и потенциала BP (правая схема).

Уровни в правом столбце отличаются от данных табл. I учетом диагональных матричных элементов тензорных сил.

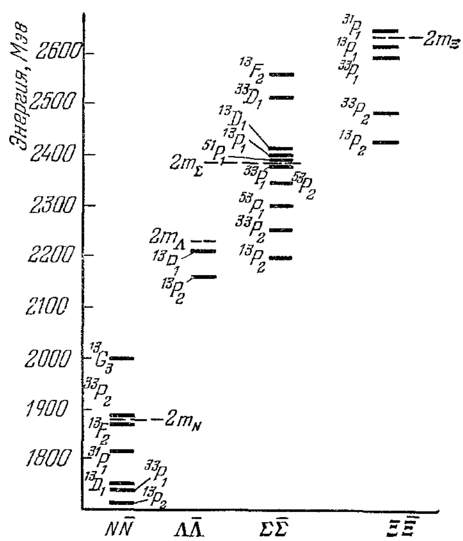


Рис. 21 Спектры квазиядерных состояний $N\bar{N}$ и $Y\bar{Y}$ (по [49]).

Ядерный потенциал в канале $Y\bar{Y}$ получался на основе $SU(3)$-симметрии из потенциала $N\bar{N}$ (вариант NRD)

картины. Что же касается ширин $\Gamma_{N\bar{N}}$, то они меняются довольно сильно: в табл. II имеется несколько узких резонансов ($\Gamma_{N\bar{N}} \leqslant 30$ *Мэв* **). Отметим, что в обоих вариантах расчета ширины $\Gamma_{N\bar{N}}$ удовлетворяют неравенству (5.7).

*) Обрезание центробежного потенциала производилось в работах I с целью оценки гарантированных верхних пределов для аннигиляционных ширин уровней с $l \neq 0$.

**) Заметим в связи с этим, что переход к вариантам ОВЕР с меньшим радиусом обрезания также приведет к уменьшению ширин $\Gamma_{N\bar{N}}$.

Как уже говорилось, вариация потенциала передвигает квазиядерные уровни. Это иллюстрируется рис. 20 (см. [49]), на котором сравниваются схемы уровней, полученные с разными вариантами ОВЕР, удовлетворительно описывающими опытные данные в канале NN (левая схема — потенциал NRD [52], правая — потенциал BP [9]). Из рисунка видно, что два взаимодействия, фактически неразличимые в канале NN, дают существенно разные результаты для положения конкретных уровней дискретного спектра в системе $N\bar{N}$.

Совершенно аналогичные расчеты уровней дискретного спектра выполнены для некоторых других систем $B\bar{B}$. На рис. 21 показаны квазиядерные уровни систем $Y\bar{Y}$ (см. [49]). Потенциал взаимодействия $Y\bar{Y}$ определяется на основе SU (3)-симметрии по потенциалу $N\bar{N}$. Это, конечно, весьма приблизительная процедура, поскольку симметрия SU (3) нарушается в различных явлениях по-разному, так что общую ее точность оценить трудно. Следует также заметить, что в расчетах спектров состояний $\Lambda\bar{\Lambda}$ и $\Sigma\bar{\Sigma}$ представляется существенным учесть связь каналов Λ и Σ, чего в данном случае не делалось. Тем не менее эвристические данные, показанные на рис. 21, весьма интересны. Они свидетельствуют о том, что наличие богатого уровня спектра квазиядерных состояний $Y\bar{Y}$ с теоретической точки зрения вполне вероятно.

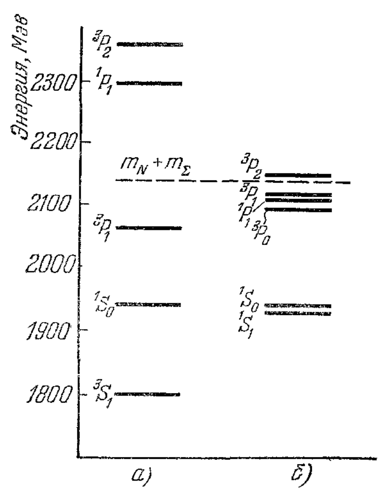


Рис. 22. Спектры экзотических ($I = 3/2$) квазиядерных состояний $\Sigma\bar{N}$ (по [53]).

Потенциал $\Sigma\bar{N}$ получался на основе $SU(3)$-симметрии из потенциала $N\bar{N}$. Схема рис. а) отвечает потенциалу NRD, рис. б) — потенциалу BP.

На рис. 22 показан спектр «экзотических» состояний ($I = 3/2$) для системы $\Sigma\bar{N}$ [53]. Две схемы отвечают упомянутым выше потенциалам NRD (*а*) и BP (*б*). Потенциал в канале $Y\bar{N}$ получается из взаимодействия $N\bar{N}$ на основе SU (3)-симметрии. Как видно из рис. 22, существование нескольких экзотических странных резонансов квазиядерной природы представляется вполне вероятным. Отметим, что первые вычисления квазиядерного спектра систем типа $Y\bar{N}$ были выполнены для систем $\Lambda\bar{N}$ в работе [54].

Заключая эту главу, мы хотели бы еще раз обратить внимание на следующие факты.

Во-первых, теоретические расчеты спектров квазиядерных состояний указывают на значительную зависимость положения конкретных уровней и упругих ширин $\Gamma_{N\bar{N}}$ резонансов от вида взаимодействия $N\bar{N}$. Это означает, что квазиядерные спектры $B\bar{B}$ могут быть источником исключительно ценной информации о ядерных силах между нерелятивистскими барионами.

Во-вторых, несмотря на различие конкретных схем уровней, отвечающих разным вариантам взаимодействия $B\bar{B}$, все результаты едины в том, что относится к общей структуре спектра квазиядерных состояний: таких состояний должно быть много, причем подавляющее большинство из них имеют отличные от нуля орбитальные угловые моменты (s-состояния с радиальными возбуждениями отсутствуют). Ожидаемое обилие квазиядерных состояний есть одно из главных предсказаний теории. Из него следует, что многие тяжелые мезоны с массами в районе 2 *Гэв* и более могут в действительности оказаться своеобразными ядрами $B\bar{B}$.

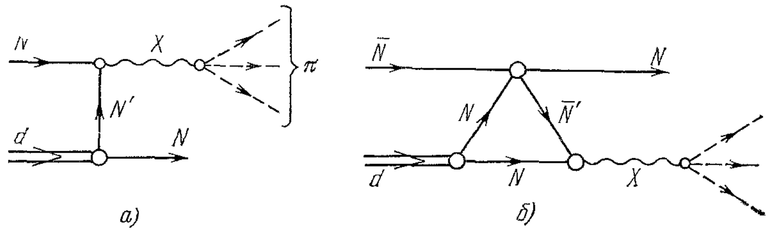


Рис. 23. Различные механизмы реакции $\bar{p}+d\to N+X$.
а) Подхват; б) механизм замещения.

В третьих, необходимо подчеркнуть, что для установления квантовых чисел связанных состояний $N\bar{N}$ весьма полезны эксперименты с дейтронными мишенями на пучках $\bar{p}$. Для медленных $\bar{p}$ наиболее эффективным является механизм подхвата (рис. 23, *а*), для быстрых $\bar{p}$ может быть использован механизм замещения (рис. 23, *б*). Рис. 24 и 25 демонстрируют возможность определения орбитальных моментов относительного движения N и $\bar{N}$ по импульсным спектрам образующихся в реакции частиц.

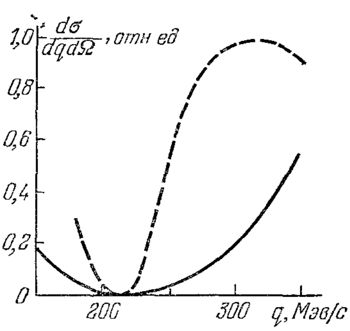


Рис. 24. Зависимость дифференциального сечения реакции подхвата от импульса спектатора q (в ЛС).
Импульс налетающего антинуклона $p = 200$ *Мэв/с*, угол $\vartheta_{pq} = 180°$. Сплошная кривая отвечает состоянию ${}^3d_1$, штриховая — ${}^1p_1$.

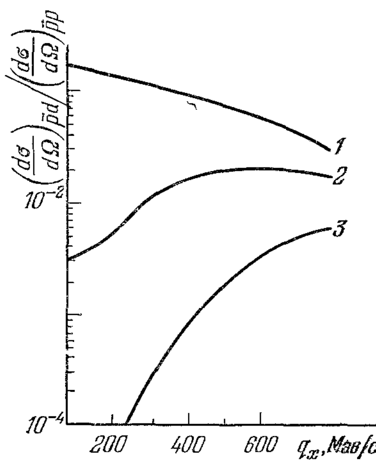


Рис. 25. Зависимость отношения $(d\sigma/d\Omega)_{\bar{p}d}/(d\sigma/d\Omega)_{\bar{p}p}$ от импульса образовавшегося в реакции замещения квазиядерного мезона q_x (в ЛС).
Импульс налетающего антинуклона $p = 1$ *Гэв/с*. Кривые 1—3 отвечают состояниям ${}^3s_1$, ${}^1p_1$ и ${}^3d_1$ (по [59]).

6. КВАЗИЯДЕРНЫЕ СИСТЕМЫ $2N\bar{N}$ И $2N2\bar{N}$

Возможность существования квазиядерных барионов $2N\bar{N}$ и бозонов $2N\bar{N}$ была теоретически рассмотрена в работах [55] и [56]. Такие системы должны иметь массы около 2,8 и 3,7 *Гэв* соответственно. Нет никаких сомнений в том, что силы, способные связать друг с другом две частицы, смогут также связать в единую систему три или четыре частицы. Поэтому главным является вопрос об аннигиляционной ширине. Не окажется ли она слишком большой вследствие увеличения числа партнеров для аннигиляции? Этот вопрос тем более существен, что при любом полном угловом моменте системы и любой четности состояния орбитальный момент относительного движения аннигилирующей пары может оказаться равным нулю. Таким образом, аннигиляционная ширина трех- и четырехчастичных систем казалось бы должна быть больше ширин s-состояний системы $N\bar{N}$. Следует, однако, учесть, что в некоторых вблизипороговых состояниях линейные размеры многочастичных систем могут быть больше, чем двухчастичных. Поэтому возможно и увеличение среднего расстояния R между аннигилирующими частицами. Поскольку вероятность аннигиляции пропорциональна R^{-3}, сравнительно небольшое изменение R может скомпенсировать рост ширин за счет увеличения числа аннигилирующих пар. Для оценки аннигиляционных ширин трех- и четырехчастичных систем, содержащих антинуклоны, можно воспользоваться обобщением формулы (4.12) для двухчастичной системы:

$$\Gamma_a = v\bar{\sigma}_a \int d\xi_1 \ldots d\xi_{n-1} \sum_{i>j=1}^{n} |\hat{Q}(ij)\,\Psi(\xi_1 \ldots \xi_{n-1})|^2\, \delta(\mathbf{r}_{ij}). \qquad (6.1)$$

Здесь n — число частиц в системе, $\mathbf{r}_{ij}$ — расстояние между частицами i, j, $\hat{Q}(i, j) = \bar{Q}(j, i)$ — проекционный оператор, действующий на переменные барионного заряда фермионов и выделяющий пары $N\bar{N}$, ξ_i — координаты Якоби. Простая формула (6.1) не является строгой и годна лишь для оценок. Чтобы получить их, требуется знать волновую функцию системы $\Psi(\xi_1, \ldots, \xi_{n-1})$. Здесь мы сталкиваемся с ядерной проблемой нескольких тел и можем использовать разработанные в этой области приближенные методы. Одним из них является метод многомерных сферических гармоник (см. [57]). Он дает возможность построить волновые функции, удовлетворяющие требованиям перестановочной симметрии и отвечающие заданным квантовым числам (угловой момент, четность, изоспин). Суть метода состоит в разложении волновой функции $\Psi(\xi_1, \ldots, \xi_{n-1})$ по сферическим гармоникам пространства $(\xi_1, \ldots, \xi_{n-1})$ с числом измерений $3n - 3$. Подстановка такого ряда в уравнение Шрёдингера позволяет получить систему зацепляющихся обыкновенных дифференциальных уравнений по многомерной радиальной переменной

$$\rho^2 = \sum_{i=1}^{n-1} \xi_i^2.$$

Эта цепочка уравнений, вообще говоря, бесконечная, может быть оборвана, поскольку ряд по сферическим гармоникам сходится достаточно быстро, если система «хорошо связана» (средние межчастичные расстояния по порядку величины равны радиусу сил) *). Использование данного метода для теории трех- и четырехнуклонных ядер дает удовлетворительные результаты (энергия связи, электромагнитные формфакторы и др. см. [57]). Это дает основание полагать, что волновые функции, найденные с помощью метода многомерных гармоник, могут рассматриваться по меньшей мере как близкие к истинным пробные функции.

Указанным путем были вычислены энергии и оценки ширины ряда состояний трехчастичной квазиядерной системы $2N\bar{N}$ и состояний четырех-

*) Для кластеризованных систем гармонический ряд сходится медленно и метод непригоден. В этом случае приходится решать интегральные уравнения Фаддеева.

частичной системы $2N2\bar{N}$ с квантовыми числами 2^+ (4^+). В отличие от двухчастичной системы $N\bar{N}$, спектр состояний систем $2N\bar{N}$ и $2N2\bar{N}$ характеризуется наличием радикальных возбуждений (по переменной ρ). При этом с ростом числа радиальных узлов растут средние межчастичные расстояния, что приводит к уменьшению аннигиляционной ширины Γ_a (эта величина убывает примерно как n_ρ^{-3}, где n_ρ — число узлов по ρ). В табл. III приведены массы и аннигиляционные ширины упомянутых

Таблица III

Спектр связанных состояний системы $2N2\bar{N}$ с квантовыми числами $I^G(J^P) = 2^+$ (4^+) (по [56])

Число радиальных узлов n_ρ	Масса, *Мэв*	Энергия связи, *Мэв*	Аннигиляционная ширина, *Мэв*
0	3375	381	1472
1	3611	145	871
2	3722	34	339
3	3756	0,22	34

выше квазиядерных состояний системы $2N2\bar{N}$. Как и в случае двухчастичных систем $N\bar{N}$, для оценки использовалось наблюдаемое сечение аннигиляции σ_a вместо $\bar{\sigma}_a$ (получаемые при этом ширины могут быть на порядок величины завышены). Как видно из табл. III, даже при такой завышенной оценке аннигиляционных ширин имеется по крайней мере одно вблизипороговое состояние, достаточно узкое для того, чтобы оно могло быть обнаружено экспериментально. Аналогичная ситуация имеет место для трехчастичной системы $2N\bar{N}$. В табл. IV приведены данные о нескольких

Таблица IV

Некоторые связанные состояния системы $2N\bar{N}$ (по [55])

I (J^P)	Масса, *Мэв*	Энергия связи, *Мэв*	Аннигиляционная ширина, *Мэв*
1/2 (1/2$^-$)	2814	6	20
1/2 (1/2$^+$)	2806	14	66
1/2 (3/2$^-$)	2810	10	33
1/2 (3/2$^+$)	2814	6	37
3/2 (3/2$^+$)	2795	25	105
3/2 (5/2$^+$)	2798	22	17

наиболее узких вблизипороговых состояниях этой системы. В действительности по соображениям, изложенным выше, представляется вполне вероятным, что узких состояний должно быть больше.

Отметим теперь некоторые особенности распада рассматриваемых трех- и четырехчастичных квазиядерных систем.

Для квазиядерного бариона $2N\bar{N}$ основным должен быть распад по каналу $(2N\bar{N}) \to N + (4\text{—}5)\,\pi$. Маловероятно поэтому, чтобы квазиядерный барион с массой около 2,8 *Гэв* проявился бы как резонанс в рассеянии πN.

Аналогичным образом главным каналом распада для квазиядерного бозона $2N2\bar{N}$ с массой около 3,7 *Гэв* должна быть многопионная мода

(8—10 пионов). Этот бозонный резонанс, несмотря на свою квазиядерную природу, должен весьма слабо проявляться в сечениях взаимодействия $N\overline{N}$, так как парциальная ширина $\Gamma_{N\overline{N}}$ для данного канала ожидается малой. Вместе с тем распад по схеме

$$(2N2\overline{N}) \to N + \overline{N} + (4—5)\,\pi$$

по структурным соображениям не должен быть подавлен, хотя его относительная вероятность должна быть небольшой из-за малости фазового объема. Поскольку бозонные резонансы с квантовыми числами фотона и с массами в районе 4 *Гэв* интенсивно исследуются в экспериментах со встречными пучками e^+e^-, интересно оценить ширину $\Gamma_{e^+e^-}$ для распада квазиядерного бозона $2N2\overline{N}$ по каналу e^+e^-. Мы можем написать

$$\Gamma_{e^+e^-} \approx \alpha^2 M \left(\frac{1}{2MR}\right)^3,$$

где R — размер системы $2N2\overline{N}$ и M — ее масса. Полагая $R^{-1} \approx 140$ *Мэв/с* и $M \approx 3{,}7$ *Гэв*, имеем

$$\Gamma_{e^+e^-} \approx 75 \text{ эв}.$$

Это отвечает возрастанию отношения $(e^+e^- \to ha\ dr.)/(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)$ в резонансе на величину порядка 0,5. В настоящее время однозначно интерпретируемых экспериментальных данных о квазиядерных системах $2N\overline{N}$ и $2N2\overline{N}$ нет (хотя имеются указания на существование резонансов в многопионных каналах с массой в районе 4 *Гэв*; см. [58]).

Хотелось бы в заключение этой главы обратить внимание на теоретически вероятную многочисленность трех- и четырехчастичных квазиядерных состояний. Она порождается не только спин-орбитальными силами (как это имеет место в случае системы $N\overline{N}$), но и радиальными возбуждениями. Поэтому для систем $2N\overline{N}$ и $2N2\overline{N}$ характерно наличие нескольких состояний с одними и теми же квантовыми числами $I^G\,(J^P)$ и, вообще говоря, перекрывающихся ($D \leqslant \Gamma$, где D — расстояние между уровнями, Γ — ширина одного из них). Это означает, что узкий резонанс такой природы, как правило, должен интерферировать с «фоном» (т. е. с более широкими уровнями). Анализ же резонансных спектров (извлечение масс и ширин из данных измерений) должен производиться по многоуровневым резонансным формулам. Квазиядерные состояния систем $2N\overline{N}$ и $2N2\overline{N}$ могут оказаться существенными для расшифровки спектров масс барионных и бозонных резонансов в области 3—4 *Гэв*.

7. АТОМ $\overline{p}p$ И ЯДЕРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

В этой главе мы рассмотрим два вопроса: сдвиг и ширину атомных уровней за счет сильного взаимодействия $N\overline{N}$ и радиационные переходы из атомных состояний на квазиядерные уровни $N\overline{N}$.

Радиус первой боровской орбиты $\overline{p}p$-атома равен 57,5 *ф*, энергия связи состояния $1S$ составляет 12,5 *кэв*, а энергия перехода K_α $(2P - 1S)$ — 9,375 *кэв*. Эти данные не учитывают релятивистских и радиационных поправок (лэмбовский сдвиг, поляризация вакуума) и конечных размеров частиц (т. е. их электромагнитных формфакторов). Однако все эти поправки малы сравнительно с ядерным сдвигом уровня и его аннигиляционной шириной. Поскольку радиус a боровской орбиты удовлетворяет неравенству $a \gg R$, где R — радиус ядерных сил, для сдвигов и ширин атомных уровней справедливы формулы, полученные в гл. 4. Для сдвига и ширины атомного s-уровня можем написать

$$\Delta E_n(s) \equiv E_n(s) - E_n^{(c)} = -\frac{4\pi}{m}\operatorname{Re} f\,|\Psi_{nS}(0)|^2, \tag{7.1}$$

$$\Gamma_{na}(s) = (v\sigma_a)_{v\to 0}\,|\Psi_{nS}(0)|^2. \tag{7.2}$$

В этих формулах $E_n^{(c)}$ и E_n^s — энергия невозмущенного и сдвинутого уровней, Ψ_{nS} — атомная волновая функция состояния nS, f — длина рассеяния $\bar{p}p$ за счет сильного взаимодействия, σ_a — сечение аннигиляции. Подчеркнем, что в формулу (7.1) входит «истинная» длина рассеяния $\bar{p}p$, обусловленная как ядерными силами, так и аннигиляционным взаимодействием (в отличие от амплитуды f_a в гл. 4, отвечающей только аннигиляционному рассеянию). Точно так же, формула (7.2) содержит наблюдаемое сечение аннигиляции σ_a (вместо сечения $\bar{\sigma}_a$ в формуле (4.12), в котором не учтено ядерное взаимодействие аннигилирующей пары). Пользуясь формулами (7.1) и (7.2), можно оценить порядки величин $\Delta E_n(s)$ и $\Gamma_{na}(s)$. Положим

$$\operatorname{Re} f \equiv -\frac{2}{3} m U_0 R^3, \tag{7.3}$$

где U_0 — глубина некоторой эффективной потенциальной ямы *). Тогда из (7.1) получим

$$|\Delta E_n(s)| \approx 2|U_0|\left(\frac{R}{a}\right)^3 \approx \frac{1}{n^3}\ (\textit{кэв}) \tag{7.4}$$

при $R \approx 1$ *ф* и $U_0 = 100$ *Мэв* **). Таким образом, сдвиг $1S$-уровня $\bar{p}p$-атома должен быть по порядку величины равен 1 *кэв*. Экстраполируя экспериментальные данные (см. гл. 2) к $v \to 0$, примем $(v\sigma_a)_0 \approx 45$ *мбн*. С помощью формулы (7.2) находим

$$\Gamma_{na}(s) \approx \frac{1}{n^3}\ (\textit{кэв}). \tag{7.5}$$

Мы видим, что ядерные сдвиги и аннигиляционные ширины уровней $\bar{p}p$-атома по порядку величины одинаковы. Если вероятность аннигиляции слабо зависит от квантовых чисел, то для уровня с $l \neq 0$ справедливы оценочные соотношения

$$|\Delta E_n(l)| \approx \left(\frac{R}{a}\right)^{2l}|\Delta E_n(s)|, \quad \Gamma_{na}(l) \approx \left(\frac{R}{a}\right)^{2l}\Gamma_{na}(s). \tag{7.6}$$

Фактор $(R/a)^{2l}$ очень мал, поэтому, как правило, сдвиги и ширины атомных уровней с $l \neq 0$ должны быть значительно меньше соответствующих величин для s-уровней. Исключение из этого правила может иметь место в случае квазиядерного резонанса или связанного состояния $N\bar{N}$, расположенного очень близко к порогу, когда формулы (7.1) и (7.2) неприменимы (см. гл. 4). Численные оценки (7.4) и (7.5), разумеется, весьма грубы. Это относится не только к сдвигу $\Delta E_n(s)$, но и к ширине $\Gamma_{na}(s)$, поскольку сечение аннигиляции при очень малых импульсах ($\ll 200$ *Мэв/с*) неизвестно. Можно сказать, что именно измерение $\Gamma_{na}(s)$ дает возможность с помощью формулы (7.2) узнать это сечение.

---

*) Во избежание недоразумений подчеркнем, что равенство (7.3) является определением для величины U_0. Истинный потенциал ядерного взаимодействия $N\bar{N}$ был бы близок к U_0 в случае справедливости борновского приближения.

**) Оценка для $|U_0|$ при данном R следует из предположения, что эффективная яма не является «мелкой» ($|U_0| > 1/mR^2$).

Для точного вычисления сдвига ΔE_n (s) надо знать Re f. Если аннигиляционный радиус $r_a \ll R$, то, согласно предыдущему (см. гл. 4), аннигиляционный сдвиг имеет малость порядка $(r_a/R)^3$. Применительно к атому это означает, что аннигиляционным сдвигом можно пренебречь сравнительно с ядерным, или, иными словами, что для вычисления Re f можно воспользоваться только потенциалом ядерного взаимодействия, не принимая во внимание аннигиляционные эффекты. Такого рода расчеты были выполнены в работе [60] с потенциалом BP *). Для сдвига $1s$-уровня был получен следующий результат:

$$\Delta E_1(s) = \begin{cases} +0{,}53 & (^1S_0), \\ +0{,}60 & (^3S_1). \end{cases} \tag{7.7}$$

Главное в этом результате не само число, которое будет меняться в зависимости от варианта ОВЕР, а *знак сдвига*, который оказался положителен. Это означает, что уровень $1S$ «выталкивается» ядерными силами, хотя они в канале $N\bar{N}$ являются силами притяжения. Подчеркнем, что сдвиг (7.7) вычислен для действительного потенциала BP, и поэтому полученное в работе [60] «выталкивание» $1S$-уровня не связано с аннигиляционными эффектами. В чем же физическая причина этого на первый взгляд парадоксального результата? Согласно формуле (7.1) положительный сдвиг получается при отрицательной длине рассеяния. Последняя же может быть отрицательной в случае сил притяжения, если потенциальная яма настолько глубока, что в ней имеется связанное состояние. В случае «мелкой» потенциальной ямы знак длины рассеяния, в соответствии с формулой борновского приближения обратно знаку потенциала, т. е. для сил притяжения положителен. Классическим примером связи знака длины рассеяния с наличием или отсутствием связанного состояния является длина рассеяния NN. При нулевом спине связанного состояния нет и длина рассеяния положительна. В триплетном канале связанное состояние есть (дейтрон) и длина рассеяния отрицательна. Таким образом, при изменении глубины потенциала амплитуда рассеяния и вместе с ней сдвиг уровня меняет знак в точке, отвечающей появлению собственного уровня в ядерном потенциале. Как уже отмечалось в гл. 4, в этом случае формула (4.7) и соответствующая ей формула (7.1) неприменимы и для исследования эффекта необходимо иметь точное решение уравнения на собственные значения. Такое исследование для движения атомных S-уровней было выполнено в уже цитировавшейся выше работе [42]. В ней было вычислено, в частности, движение кулоновских уровней в зависимости от глубины прямоугольной потенциальной ямы, отвечающей ядерному притяжению $p\bar{p}$. На рис. 26 показаны результаты расчетов. Они полностью аналогичны рассмотренному в гл. 4 движению квазиядерных уровней в зависимости от интенсивности аннигиляционного взаимодействия. С увеличением глубины ядерной потенциальной ямы V, $1S$-уровень движется вниз (ΔE_1 (S) < 0). При достижении переменной V некоторого критического значения V_{1c}, отвечающего появлению в ядерной потенциальной яме собственного уровня, $1S$-уровень уходит глубоко вниз, а почти «на его место» приходит уровень $2S$, сдвинутый, однако, относительно положения кулоновского $1S$-уровня несколько вверх. Этот «бывший» уровень $2S$ и проявляется теперь как слегка сдвинутый $1S$-

*) Фактически в работе [60] непосредственно вычислялось положение уровня $1S$ в потенциале $V_c + V_{BP}$ (V_c — кулоновское взаимодействие, V_{BP} — ядерный потенциал BP). Это эквивалентно вычислению Re f для потенциала BP и использованию формулы (7.1), если нет квазиядерного S-уровня, близкого к атомному. Другие подходы к вычислению сдвигов $\bar{p}$-атомов рассмотрены в работах [61–63].

уровень с $\Delta E_1(S) > 0$. То обстоятельство, что «бывшее состояние $2S$» в действительности имеет радиальный узел, теперь уже для атомных явлений несущественно, поскольку этот узел перемещается в область очень малых ядерных расстояний. Аналогичная картина имеет место для остальных кулоновских уровней: на место уровня nS приходит уровень $(n+1)\ S$. Другими словами при $V = V_{1c}$ происходит полная перестройка атомного спектра, которая, однако, заканчивается очень быстро — как только $\delta V = |V - V_c|$ становится больше чем $(R/a)\ V_{1c}$ (напомним, что $R/a \leqslant 0{,}03$). При дальнейшем возрастании V сдвиг остается малым, пока не достигает следующего критического значения V_{2c}, в узкой окрестности которого опять происходит полная перестройка спектра. Вторая критическая точка отвечает появлению в ядерной потенциальной яме второго уровня с теми же квантовыми числами и с одним радиальным узлом. Эта картина повторяется по мере достижения последующих критических точек $V_{3c} \ldots V_{nc}$, при которых в ядерном потенциале возникают связанные состояния с $2, \ldots n-1$ радиальными узлами. Можно сказать, что положительный сдвиг атомных S-уровней происходит от того, что после перестройки спектра бывший $(n+1)$ S-уровень «не успевает» дойти до положения уровня nS. Подчеркнем еще раз, что вследствие малости отношения R/a область значений глубины потенциальной ямы V, в которой сдвиги велики и атомный спектр становится неузнаваем, чрезвычайно узка. В промежутках между критическими значениями V_{nc} сдвиги атомных уровней малы и описываются формулой (7.1). Из рис. 26 видно, что положительный сдвиг атомных $1S$-уровней в ядерном потенциале сил притяжения возможен только в том случае, если потенциальная яма настолько глубока, что в ней имеется собственный ядерный уровень. Таким образом, экспериментальное наблюдение «выталкивания» $1S$-уровня $p\bar{p}$-атома свидетельствовало бы о существовании квазиядерного состояния $N\bar{N}$. Заметим, что положительный сдвиг $1S$-уровня $p\bar{p}$-атома был теоретически предсказан также в работе [61]. В этой работе использовалась формула (7.1), но вместо истинного значения $\mathrm{Re}\, f$ в нее подставлялось $\mathrm{Re}\, f^{\mathrm{opt}}$, где f^{opt} — длина рассеяния, вычисленная по оптической модели. Положительность $\Delta E_1(S)$ при таком расчете имеет совершенно другую причину: она является простым следствием того факта, что в оптической модели все вообще уровни выталкиваются из-за поглощения (см. рис. 9). О неприменимости оптической модели (особенно при сильном поглощении) для вычисления спектра дискретных состояний достаточно говорилось выше (см. гл. 4). Отметим тем не менее, что различная физическая природа выталкивания уровней $p\bar{p}$-атома за счет сильного взаимодействия, полученного в работах [60, 61] экспериментально могла бы проявиться в следующем: в оптической модели [61] положительные сдвиги должны быть свойственны всем уровням

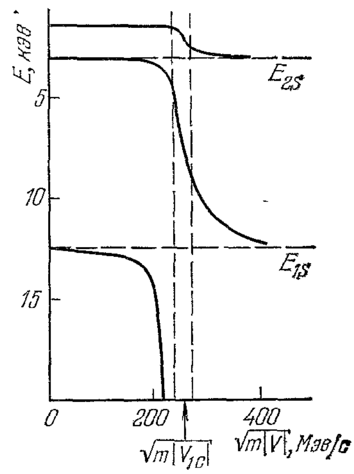


Рис. 26. Сдвиг s-уровней $p\bar{p}$-атома в зависимости от глубины V прямоугольной ямы, отвечающей ядерному взаимодействию (по [42]).

Вертикальными штриховыми линиями показана узкая область перестройки $|\delta V/V| \approx R/a$, где $\delta V \equiv V - V_{nc}$, V_{nc} — критическое значение V, при котором в ядерной потенциальной яме появляется уровень с $n-1$ радиальными узлами.

$\bar{p}p$-атома, тогда как согласно подходу, использованному в ссылке [60] (действительный потенциал ядерного взаимодействия $\bar{p}p$), вытолкнутся только те атомные уровни, квантовые числа которых совпадают с соответствующими характеристиками квазиядерных состояний $N\bar{N}$. Конкретно, принимая во внимание теоретический спектр квазиядерных уровней (см. гл. 5), можно ожидать, что сдвиги атомных термов, начиная с $l \geqslant 4$, будут отрицательны. Иными словами, теория предсказывает определенную корреляцию сдвига атомного уровня с наличием квазиядерного состояния $N\bar{N}$ с теми же квантовыми числами.

Мы говорили до сих пор главным образом о сдвиге атомных S-уровней. Аннигиляционная ширина $\Gamma_{na}(S)$ была оценена по порядку величины. Более точная оценка дает (см. работу [60])

$$\Gamma_{na}(S) = \frac{0,3}{n^3}\,(кэв). \tag{7.8}$$

Близкий к этому результат получен в работе [61] (заметим, что, в отличие от вычисления ΔE_n (S) с помощью оптической модели, оценка Γ_{na} (S) заменой σ_a на σ_a^{opt} в формуле (7.2) представляется вполне оправданной, если, конечно, нет очень близкого к порогу квазиядерного резонанса в s-волне).

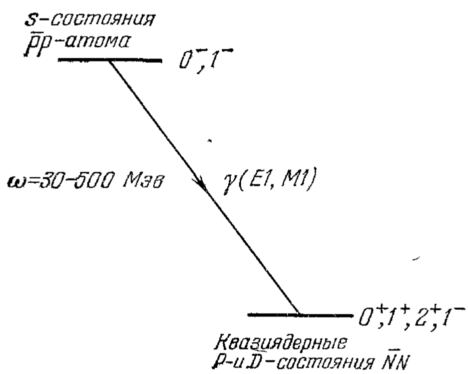


Рис. 27. Схема электромагнитных переходов из S-состояний $\bar{p}p$ атома в квазиядерные состояния $N\bar{N}$.
Справа от уровней указаны квантовые числа J^P.

Величина аннигиляционных ширин уровней $\bar{p}p$- и $\bar{p}d$-атомов существенно сказывается на интенсивностях рентгеновских линий в спектре электромагнитного излучения этих атомов *). Экспериментальное исследование выхода моноэнергетического рентгеновского излучения при аннигиляции остановившихся $\bar{p}$ в жидком и газообразном водороде (или дейтерии) могло бы дать весьма ценные сведения о вероятности аннигиляции $N\bar{N}$ из состояний с определенным орбитальным моментом **). Мы не имеем возможности рассматривать здесь этот интересный круг явлений более подробно и ограничимся ссылкой на обстоятельные теоретические работы [64].

Наличие связанных квазиядерных состояний $N\bar{N}$ должно непосредственно проявиться в электромагнитных переходах из состояний $\bar{p}p$-атома на квазиядерные уровни (рис. 27). Это означает, что аннигиляция остановившихся $\bar{p}$ в водороде и дейтерии должна сопровождаться эмиссией моноэнергетических γ-квантов с энергией порядка 100 *Мэв*. Доминирующими должны быть, очевидно, $E1$-переходы из S-состояний $\bar{p}p$-атома. Радиа-

*) Атом $\bar{p}p$ образуется в высоко возбужденном состоянии ($n = \sqrt{m/2m_e} \approx 30$), откуда главным образом путем безрадиационного перехода попадает на более глубокие уровни. Начиная с $n = 4$ относительная вероятность радиационных переходов в низшие состояния $\bar{p}p$-атома становится заметной величиной (порядка 0,1%).

**) Жидководородная и газообразная мишени отличаются ролью штарк-эффекта от поля атомов водорода (дейтерия), «внутрь» которых попадает образовавшийся $\bar{p}p$-ато (см. [64]).

Таблица V

Энергии и относительные интенсивности γ-квантов (на акт аннигиляции), испускаемых в электромагнитных переходах из S-состояний атома $p\bar{p}$ в квазиядерное состояние $N\bar{N}$ (по [29]). Аннигиляционная ширина S-состояний $\Gamma_{na} \approx 0{,}3$ *кэв*/n^3. (Звездочкой отмечен переход $M1$.)

Энергия перехода, *Мэв*	Относительная вероятность $(\Gamma_{n\gamma}/\Gamma_{na}) \cdot 10^3$	Энергия перехода, *Мэв*	Относительная вероятность $(\Gamma_{n\gamma}/\Gamma_{na}) \cdot 10^3$
30	0,4	260	4,9
66	2,4	470	3,8
103	3,5	498*	0,9*
109	1,3	591	1,3
156	0,6		

ционную ширину $\Gamma_{n\gamma}(\omega)$ для такого перехода с энергией ω легко оценить. Она дается формулой

$$\Gamma_{n\gamma}(\omega) \approx \frac{\alpha}{4}\left(\frac{R}{a}\right)^3 (R\omega)^2\,\omega. \tag{7.9}$$

Полагая $R \approx 1$ *ф*, $\omega \approx 100$ *Мэв*, получаем

$$\Gamma_{n\gamma}(\omega) \approx \frac{0{,}25}{n^3}\,(\text{эв}). \tag{7.10}$$

Используя далее (7.8), находим относительную интенсивность γ линии на акт аннигиляции:

$$\frac{\Gamma_{n\gamma}}{\Gamma_{na}} \approx 10^{-3}. \tag{7.11}$$

Более точные расчеты для одного из вариантов модели ОВЕР выполнены в работе [29]. В табл. V приведены относительные интенсивности γ-линий на акт аннигиляции (при аннигиляционных ширинах, отвечающих формуле (7.8)). По порядку величины они соответствуют оценке (7.11). На рис. 28 показан теоретически ожидаемый спектр γ-излучения (ширины квазиядерных уровней приняты равными 10 *Мэв*; этой величиной определяется и ширина γ-линий). Как видно из рисунка, восемь линий распределяются по трем группам: вблизи 100 *Мэв* и в интервалах 200—300 *Мэв* и 400—800 *Мэв* (заметим, что линия 591 *Мэв* теоретически наиболее сомнительна в рамках нерелятивистского приближения). Общая интенсивность жесткого γ-излучения дискретного спектра составляет, согласно данным табл. V, около 2% на акт аннигиляции $p\bar{p}$-атома и, тем самым, вообще на акт аннигиляции медленного $\bar{p}$, поскольку около 95% всех $\bar{p}$ с импульсом, меньшим или порядка 200 *Мэв/с*, аннигилируют из состояний $p\bar{p}$-атома *).

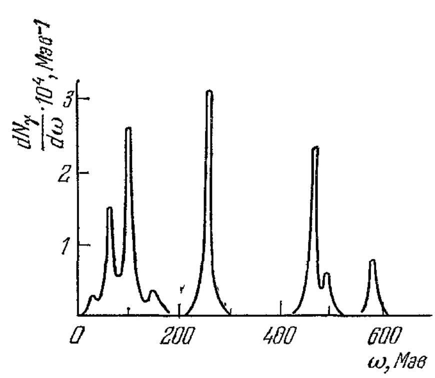


Рис. 28. Спектр γ-квантов, испускаемых в электромагнитных переходах из s-состояний $p\bar{p}$-атома в квазиядерные состояния $N\bar{N}$ (по [29]).
Аннигиляционные ширины квазиядерных P-уровней приняты равными 10 *Мэв* (это определяет ширину γ-линий).

*) Строго говоря, указанная в тексте цифра относится к актам аннигиляции только из S-состояний. Однако аннигиляция из состояний с $l \neq 0$ дает малый вклад в общую вероятность аннигиляции $\bar{p}$-атомов.

В связи с изложенным рассмотрим вопрос о возможной интерпретации экспериментальных данных по аннигиляции $\bar{p}d$, полученных в работах [25, 26] и приведенных в гл. 2 настоящего обзора. Согласно [25, 26] около 70% актов аннигиляции $\bar{p}d$ сопровождается излучением жестких γ-квантов со средней энергией, примерно равной 180 *Мэв*. Это число близко к средней энергии (264 *Мэв*) теоретического спектра γ-квантов, отвечающего табл. V и рис. 28. Что же касается интенсивности жесткого γ-излучения, то, как мы видим, она в 35 раз больше теоретически предсказанной для аннигиляции $\bar{p}p$. В принципе существуют несколько возможностей объяснить такое расхождение. Первая из них состоит в том, что аннигиляционные ширины атомных S-уровней значительно меньше, чем это было принято в теоретических расчетах (напомним, что определяющее атомные ширины сечения аннигиляции σ_a при очень малых импульсах экспериментально не измерено: оно получалось с помощью той или иной экстраполяционной процедуры). Так, если принять, что аннигиляционные ширины триплетных состояний $^3S_1$ на два порядка меньше, чем величины, даваемые соотношением (7.8) (из-за предполагаемой малости σ_a ($^3S_1$)), то можно получить согласие с экспериментальными данными работ [25, 26] (заметим, что усредненное по спинам сечение аннигиляции $\bar{p}p$ из s-состояния уменьшится при этом всего в четыре раза, если сечение аннигиляции из синглетного состояния $^1s_0$ оставить без изменения) *). Следствие такой гипотезы состоит в том, что интенсивные линии жесткого γ-излучения должны наблюдаться не только в аннигиляции $\bar{p}d$, но и в аннигиляции $\bar{p}p$. Далее, при аннигиляции остановившихся $\bar{p}$ в водороде или дейтерии должна наблюдаться интенсивная линия атомного рентгеновского спектра K_α ($2P \to 1S$): ее интенсивность на акт аннигиляции должна быть около 10%, вместо 0,1% при обычной аннигиляционной ширине s-состояний (формула (7.8)) **).

Другая возможность объяснения большого избытка жесткого γ-излучения в аннигиляции $\bar{p}d$ состоит в том, чтобы приписать избыточное излучение не радиационным переходам из атомных состояний в квазиядерные, а переходам между квазиядерными уровнями (именно такая интерпретация была предложена авторами экспериментальной работы [26]). Для объяснения большой интенсивности излучения требуется тогда допустить, что аннигиляция $\bar{p}d$ идет через промежуточный этап образования «узкого» квазиядерного состояния, аннигиляционная ширина которого сравнима с радиационной. Такое состояние могло бы, в частности, образоваться в процессе типа (7.1), хотя количественная сторона вопроса (доминантность такого канала) не ясна. Наконец, дополнительным источником жесткого γ-излучения дискретного спектра могут быть радиационные переходы на квазиядерные уровни трехчастичной системы $2N\bar{N}$. Не вполне ясно, однако, насколько велика их вероятность. Дальнейшие эксперименты по поиску и исследованию жесткого дискретного γ-излучения, сопровождающего аннигиляцию $\bar{p}$ в водороде и дейтерии, представляют, несомненно, первостепенный интерес.

Как уже упоминалось в гл. 2, имеются данные, свидетельствующие о повышенной вероятности аннигиляции из p-состояний $\bar{p}p$- и $\bar{p}d$-атомов (процесс $\bar{p}p \to 2\pi^0$).В принципе это может быть объяснено наличием вблизипорогового ядерного p-состояния $N\bar{N}$ с малой энергией связи. Тогда среднее расстояние R между p и $\bar{p}$ в таком состоянии может быть сравнительно велико — 3—4 *ф*, что приведет к значительному увеличению аннигиляционной ширины атомного p-состояния, поскольку

$$\Gamma_{na}(p) \backsim (R/a)^5.$$

Следствием этого должно быть заметное уменьшение выхода рентгеновского излучения, испускаемого в переходах $nP \to 1S$ (в частности, интенсивность линии K_α должна упасть примерно на порядок; см. [64]).

В заключение этого раздела хотелось бы подчеркнуть, что из опытных данных об $\bar{p}p$ и $\bar{p}d$-атомах может быть получена весьма ценная информация о ядерном взаимодействии и динамике процесса аннигиляции $N\bar{N}$.

---

*) Физической причиной предполагаемой малости σa ($^3S_1$) может быть отталкивание на малых расстояниях, возникающее за счет обменов тяжелыми мезонами, не учитываемых в модели OBEP, или вследствие релятивистских эффектов.

**) Этот результат получен в работе В. Е. Маркушина (см. [64]).

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше было показано, что существование узких квазиядерных состояний системы $N\bar{N}$ совместимо с большими аннигиляционными сечениями. В некотором смысле одни и те же причины порождают и возникновение квазиядерного дискретного спектра и большие сечения. Эти две причины — достаточно сильное притяжение между частицами и малый размер аннигиляционной области. Уменьшение глубины эффективной потенциальной ямы ведет к ликвидации дискретного спектра и снижает сечение аннигиляции за счет уменьшения модуля волновой функции сплошного спектра на малых межчастичных расстояниях, отвечающих размеру аннигиляционной области. Увеличение же радиуса этой области при фиксированной глубине потенциала «выталкивает» уровни и приводит также к падению сечения аннигиляции, поскольку наибольшее значение волновой функции инфинитного движения в случае притягательных сил приходится на область малых расстояний (иными словами, при слишком большом аннигиляционном радиусе волновая функция не успевает вырасти до предельных значений). Мы выяснили также, что из-за малости размера аннигиляционной области сравнительно с радиусом квазиядерной орбиты малы аннигиляционные сдвиги и ширины энергетических уровней дискретного спектра. Этот же параметр малости делает маловероятной кардинальную перестройку ожидаемого спектра уровней из-за случайной близости энергий квазиядерного состояния к массе мезона другой природы. Все сказанное означает, что общая картина спектра квазиядерных состояний устойчива относительно неопределенностей во взаимодействии $N\bar{N}$ на малых расстояниях (порядка $1/m$) и, в частности, относительно влияния аннигиляционных процессов. Отсюда следует, что по крайней мере в эвристических расчетах, имеющих своей целью выяснение качественных особенностей явлений, связанных с существованием квазиядерных состояний, аннигиляцию нужно принимать во внимание только для оценок ширин этих состояний *). Мы полагаем поэтому, что наблюдаемые следствия теории должны быть подтверждены в целом экспериментально, если современные представления о взаимодействии NN и $N\bar{N}$ при нерелятивистских энергиях отвечают действительности. Перечислим наиболее важные факты, предсказываемые теорией.

а) Наличие нескольких (порядка десяти-двадцати) связанных и резонансных ядерно-подобных состояний NN со сравнительно небольшими полными ширинами (от 1 до 100 *Мэв* по порядку величины). Подчеркнем, что ситуация, когда имеются узкие надпороговые резонансы (как, например, $N\bar{N}$ (1940)), но нет связанных состояний, в потенциальной теории вряд ли возможна. Как правило, на каждый надпороговый резонанс должно приходиться не менее одного связанного состояния **).

б) Отличительной особенностью бозонов $N\bar{N}$ является, естественно, их «сильная связь» с каналом $N\bar{N}$. Эти слова в теории квазиядерных бозонов имеют количественный смысл. Они означают, что приведенные ширины

*) Добавим, что мы не видим сейчас надежного способа вычисления (а не оценки) малых аннигиляционных сдвигов, поскольку неизвестна амплитуда аннигиляционного рассеяния f_a. Какие-либо модели для этой величины должны правильно учитывать аналитические свойства амплитуд многоканальной задачи. Поэтому для получения более или менее доверительных количественных результатов требуются по крайней мере расчеты по схеме связанных каналов, которую, однако, в интересующем нас случае нелегко параметризовать, опираясь на наблюдаемые величины. Отметим, что многоканальный подход к квазиядерным состояниям $N\bar{N}$ анонсировался (в чисто словесном аспекте) в статьях [65].

**) Это следует из хода потенциальных траекторий Редже, если потенциал не зависит от энергии (меняя гамильтониан от состояния к состоянию, можно, конечно, получить любой наперед заданный результат).

по каналу $N\bar{N}$ составляют величину порядка $1/mR^2$, где R — радиус состояния. Из сказанного следует, что теория квазиядерных резонансов, предсказывая сильную связь квазиядерного бозона с каналом $N\bar{N}$, в то же время ограничивает физически интерпретируемые значения $\Gamma_{N\bar{N}}$ для надпороговых резонансов: чересчур большие (>200 *Мэв*) ширины $\Gamma_{N\bar{N}}$ указывают либо на слишком малый радиус состояния (при котором «двухчастичное» нерелятивистское приближение вряд ли может быть применимо даже для качественных заключений), либо на недопустимо сильную зависимость параметров резонанса от деталей потенциала.

в) Из п. б) следует несколько выводов.

1. Предпочтительным является поиск квазиядерных бозонов ($N\bar{N}$) и исследование их свойств в «formation»-экспериментах с пучками медленных антипротонов. При этом для обнаружения связанных состояний $N\bar{N}$ особый интерес представляют эксперименты с ядерными мишенями (в частности, с дейтронной). Представляется важным также изучение энергетического хода нерезонансной аннигиляции медленных $\bar{p}$: как было продемонстрировано в гл. 4, сильное притяжение между N и $\bar{N}$ приводит к отклонению от закона $1/v$. Меру этого отклонения и его характер существенно знать для получения информации о силах $N\bar{N}$.

2. Связанные состояния $N\bar{N}$ должны проявляться в электромагнитных переходах из состояния кулоновского $\bar{p}p$-атома в квазиядерные состояния. В этих переходах должны испускаться гамма-кванты дискретного спектра с энергией порядка 100 *Мэв*. Теория предсказывает наличие нескольких таких гамма-линий, отвечающих $E1$- и $M1$-переходам из S-состояний $\bar{p}p$-атома в квазиядерные p- и d-состояния. Их интенсивности зависят от аннигиляционных ширин атомных S-уровней. При аннигиляционной ширине $1S$-уровня порядка 300 *эв* суммарная интенсивность линий дискретного гамма-спектра составляет около 1% на акт аннигиляции, а интенсивность отдельных линий — соответственно порядка 0,1%. Ширины указанных гамма-линий должны быть порядка 10 *Мэв* или меньше.

3. Наличие связанных квазиядерных состояний $N\bar{N}$ существенно сказывается на сдвиге и ширинах уровней $\bar{p}p$-атома. Теория связывает эти величины со свойствами квазиядерных состояний, и потому изучение спектра уровней $\bar{p}p$-атома, энергий и интенсивностей соответствующих линий рентгеновского излучения в жидкой и газовой водородных мишенях является источником ценной информации о спектре квазиядерных бозонов и о ядерном взаимодействии $N\bar{N}$. В частности, теория предсказывает сдвиг атомного $1S$-уровня вверх (примерно на 1 *кэв*), несмотря на то, что взаимодействие $N\bar{N}$ является притягательным. Такого рода сдвиг за счет короткодействующего притягательного потенциала возможен только в том случае, когда этот потенциал настолько глубок, что в нем имеется по меньшей мере один собственный уровень (в данном случае квазиядерный уровень $N\bar{N}$). Таким образом, уже сам факт экспериментального наблюдения положительного сдвига $1S$ уровня $\bar{p}p$-атома (т. е. уменьшение измеренной энергии линии K_α рентгеновского спектра сравнительно с «чисто кулоновским» ее значением) свидетельствовал бы о существовании квазиядерного состояния $N\bar{N}$ и, тем самым, о большой интенсивности притягательного взаимодействия N и $\bar{N}$ в S-состоянии. Из изложенного, по-видимому, ясно, сколь нетривиальная информация о силах и квазиядерных уровнях может быть получена из достаточно точных измерений ядерных сдвигов и ширин атомных уровней.

г) Поскольку главная часть ядерного притяжения в системе $N\bar{N}$ обусловлена ω-обменом, возможным между барионами с любыми изоспинами, представляется весьма вероятным существование квазиядерных систем типа $Y\bar{N}$ и $Y\bar{Y}$.

д) Как показали вариационные расчеты, вполне реально наличие квазиядерных систем $2N\bar{N}$ и $2N2\bar{N}$, т. е. тяжелых фермионных и бозонных квазиядерных резонансов с масссами в области 3 и 4 *Гэв* соответственно. Замечательно, что даже в системе $2N2\bar{N}$ оказываются возможными сравнительно узкие (с шириной порядка 20—30 *Мэв*) состояния, в том числе и так называемые «экзотические» — с изоспином 2.

Из всего изложенного можно видеть, что теория квазиядерных состояний систем $N\bar{N}$ и им подобных дает вполне конкретные предсказывания ряда явлений, которые могут быть обнаружены и изучены экспериментально. В этом смысле модель физически содержательна и проверяема.

Идея о существовании мезонов, сильно связанных с каналом $N\bar{N}$, высказывалась также в рамках кварковых дуальных моделей (см. [66] и литературу там). Естественно возникает вопрос, как соотносятся друг с другом эти два подхода? Ответить на данный вопрос нелегко по двум причинам.

Во-первых, в рамках кварковой дуальной модели не получено наблюдаемых предсказаний или следствий типа перечисленных выше (кроме указания на само существование мезонов, сильно связанных с каналом $N\bar{N}$, фактически постулируемого). Какова общая картина спектра «дуальных мезонов $N\bar{N}$», почему их массы группируются вблизи порога ($2m$) и только ли в этой области, должны или не должны существовать подпороговые мезоны (с массой $<2m$); каковы ожидаемые по порядку величины ширины по пионным каналам и чем они обусловлены, что значит «сильная связь с каналом $N\bar{N}$» в количественном выражении (порядок величины парциальных ширин по этому каналу и их связь с другими доступными измерению характеристиками), как сказывается наличие таких мезонов на разнообразных процессах взаимодействиях медленных $\bar{N}$ с нуклонами и ядрами (например, на поведении нерезонансного сечения аннигиляции при малых энергиях, на свойствах $\bar{p}p$-атомов и т. п.)? Поскольку дуальная модель не дает ответа на эти вопросы, вряд ли возможно и ответить на вопрос о различии дуальных и квазиядерных мезонов $N\bar{N}$ с чисто феноменологической точки зрения, т. е. сравнивая обусловленные этими объектами физические явления (обнаруженные или в принципе обнаружимые).

Во-вторых, дуальная кварковая модель довольно неопределенна применительно к рассматриваемой проблеме и в чисто теоретическом аспекте. Согласно этой модели сильно связанные с каналом $N\bar{N}$ мезоны состоят из четырех кварков (два кварка, два антикварка). Что же касается квазиядерных мезонов $N\bar{N}$, то, согласно теории кварков, они представляют собой шестикварковые системы (наподобие дейтрона). Казалось бы, налицо очевидное различие. Дело, однако, в том, что в дуальной модели постулируется «сильная связь с каналом $N\bar{N}$». Как уже упоминалось, не вполне ясно, каково физическое содержание данного постулата, поскольку эта «сильная связь» четырехкварковой системы с шестикварковой осуществляется, так сказать, лишь в момент «группового побега» кварков из «плена».

Когда некоторые каналы $|a\rangle$ и $|b\rangle$ сильно связаны, то обычно в квантовой теории это означает, что система находится одновременно в обоих этих состояниях $|a\rangle$ и $|b\rangle$, т. е. применительно к данному случаю, что мезон «сильно связанный с каналом $N\bar{N}$» является «шестикварковым» в такой же мере, как и «четырехкварковым». Если это так, то ответ на вопрос о схожести или различии дуальной и квазиядерной модели зависит от того, какие свойства приписываются четырехкварковому состоянию. Если, например, считать, что размер четырехкварковой системы имеет порядок величины $1/m$, а у шестикваркового состояния $N\bar{N}$ радиус $R \gg 1/m$, и что спектр масс рассматриваемых мезонов вблизи $2m$ определяется в основном взаимодействием между N и $\bar{N}$ на больших расстояниях, то обе схемы, очевидно, не противоречат друг другу и кварковая модель фактически переходит в квазиядерную. Если же, вопреки требованиям унитарности, система, несмотря на «сильную связь» между каналами $|a\rangle$ и $|b\rangle$, пребывает все-таки в состоянии $|a\rangle$ из-за действия мистических правил теории кварков, то дуальная и квазиядерная модели различаются кардинальным образом. Отметим, что вопрос о взаимоотношении кварковых и квазиядерной схем затронут в работах [67]. Мы полагаем, что дальнейшее обсуждение данного предмета выходит за рамки настоящей статьи.

Из всего изложенного выше можно сделать тот вывод, что изучение систем $B\bar{B}$ и в особенности систем $N\bar{N}$ становится весьма интересной областью современной физики, областью лежащей на границе между ядерной физикой и физикой частиц и в известной мере стирающей пограничную черту. Вполне вероятно, что проблема «обычных» ядерных сил NN в значительной степени прояснится благодаря новой информации, которая будет получена из исследования свойств систем $N\bar{N}$. С другой стороны, физика частиц, выделив из спектра тяжелых резонансов ядерноподобные системы $B\bar{B}$, может добыть, изучая эти системы, такие сведения о взаимодействии нестабильных барионов, какие вряд ли удастся получить другим путем.

Автор выражает искреннюю признательность Л. Н. Богдановой, О. Д. Далькарову, Б. С. Кербикову, А. Е. Кудрявцеву, В. Е. Маркушину и Н. А. Аксеновой за многочисленные обсуждения и помощь в подготовке данной статьи к печати.

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Brown G. E., Jackson A. D.— In: The Nucleon-Antinucleon Interaction. — Amsterdam; New York: North-Holland; American Elsevier, 1976.
2. Kalogeropulos T. E.— In: Proc. of the 6th Intern. Conference on Nuclear Structure and High Energy Physics.— Santa Fe: June 1975.
3. Caroll A. S., Chiang I. H., Kycia T. E., Li K. K., Mazur P. O., Michael D. N., Mocket P., Rahm D. C., Rubinstein R.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 247.
Kalogeropulos T. E., Tzanakos G. S.— Ibid., 1975, v. 34, p. 1047.
Chaloupka V., Dreverman H., Marzano F., Montauet L., Schmid P., Fry J. R., Johustad H., Lesceuk J. M., Skura J. S., Bellini A., Gresti M., Peruzzo L., Rossi R., Rizzarri R., Lori M., Castelli E., Omero C., Poropat P.— Phys. Lett. Ser. B, v. 61, p. 487.
Brückner W., Granz B., Iugham D., Killian K., Lynen V., Niewisch J., Dietrzyk B., Povh B., Ritter H. D., Schröder S. Preprint.— CERN: 1976.
4. Fermi E., Jang C. N.— Phys. Rev., 1949, v. 89, p. 1256.
5. Bethe H., Hamilton R.— Nuovo Cimento, 1956, v. 4, p. 1.
6. Африкян А. М.— ЖЭТФ, 1956, т. 30, с. 734.
7. Martin A.— Phys. Rev., 1961, v. 4, p. 614.
8. Немировский П. Э., Строков Ю. Ф.— ЖЭТФ, 1964, т. 46, с. 1379.
9. M. Phillips R. Y.— Rev. Mod. Phys., 1967, v. 39, p. 681.
Bryan R. A., M. Phillips R. Y.— Nucl. Phys. Ser. B, 1968, v. 5, p. 201.
10. Omnes R.— Phys. Rept. Ser. C, 1972, v. 3, No. 1.

11. Далькаров О. Д., Мандельцвейг В. Б., Шапиро И. С.— Письма ЖЭТФ, 1969, т. 10, с. 402; ЯФ, 1970, т. 11, с. 89.
12. Далькаров О. Д., Мандельцвейг В. Б., Шапиро И. С.— ЖЭТФ, 1970, т. 59, с. 1363.
13. Dalkarov O. D., Mandelzweig V. B., Shapiro I. S.— Nucl. Phys. Ser. B, 1970, v. 21, p. 88.
14. Богданова Л. Н., Далькаров О. Д., Мандельцвейг В. Б., Шапиро И. С.— ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 2242.
15. Шапиро И. С.— УФН, 1973, т. 109, с. 431.
16. Bogdanova L. N., Dalkarov O. D., Shapiro I. S.— Ann. Phys. (N.Y.), 1974, v. 84, p. 261.
17. Bogdanova L. N., Dalkarov O. D., Kerbikov B. O., Shapiro I. S.— In: Proc. of the 4th Intern. Symposium on Nucleon-Antinucleon Interactions/Ed. T.E. Kalogeropoulos and K. C. Wali.— N.Y., Syracuse, N.Y., 1975.— V. 2, pt. VIII, p. 1.
18. Dover C.— Ibid.— P. 37.
19. Ball J. S., Scotti A., Wong D. Y.— Phys. Rev., 1966, v. 142, p. 1000.
20. Ball J. S., Chew G. F.— Ibid., 1958, v. 109, p. 1385.
21. *NN* Compilation — Particle Data Group LBL-58.— May 1972.
22. а) French B. CERN/D.PH.II/Phys. 75—38.—August 1975; б) Eisenhandler E.— In: 3rd European Symposium on Antinucleon-Nucleon Interactions.— Stockholm.—July 1976.
23. Benkheiri P., Bocurot G. et al. Preprint LAL P 1977/3—21/.— Orsay: April 1977.
24. Гришин В. Г., Никитин В. А., Подгорецкий М. И.— Препринт ОИЯИ Р-480.— Дубна: 1960.
Lipkin H. J., Peshkin M.— Phys. Lett. Ser. B, 1972, v. 28, p. 862.
25. Kalogeropulos T. E., Fillipas T. A. et al.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 1631.
26. Kalogeropulos T. E., Vayaki A., Gramatikakis G. et al.— Ibid., p. 1635.
27. Ghesquire G. CERN Report No. 74—18.—1974.— P. 436.
28. Kalogeropulos T. E., Michael D. N., Lowenstein D. I., Nathen A. M., Samious N. P., Schwarzschild A. Z.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 824.
29. Далькаров О. Д., Самойлов В. М., Шапиро И. С.— ЯФ, 1973, т. 17, с. 1084.
30. Devons S., Kozlowski T. et al.— Phys. Rev. Lett., 1971, v. 27, p. 1614.
31. Gray L., Papandopoulou T. et al.— Ibid., 1973, v. 30, p. 1091.
32. Bassompierre G., Binder G., Dalpiaz P., Dalpiaz P. F., Gissinger G., Jacquey S., Peroni C., Ruzza A., Schneegans M. A., Techio L.— Цитир. в [22б] сб.
33. Далькаров О. Д., Мандельцвейг В. Б., Хозе В. А.— Письма ЖЭТФ, 1971, т. 14, с. 131.
Далькаров О. Д., Хозе В. А., Шапиро И. С.— Ibid., 1974, т. 19, с. 534.
34. Bassompierre G., Binder G. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1976, v. 65, p. 397.— См. также цит. там литературу.
35. CERN Courier, January—February 1977, v. 17, No. 1/2.
36. Gray L., Hagerty P., Kalogeropoulos T. E.— Phys. Rev. Lett. 1973, v. 26, p. 1491.
37. Gray L., Papandopoulou T. et al.— Ibid., 1973, v. 30, p. 1091.
38. Bogdanova L. N., Dalkarov O. D., Shapiro I. S.— Ibid., 1972, v. 28, p. 1418.
39. De Alfaro V., Regge T., Potential Scattering.— N.Y.: American Elsevier, 1965.
40. а) Ericson T. E. O. Review Talk at the 4th Intern. Conference on High Energy Physical and Nucleare Structure — Dubna: September 1971; TH-1410-CERN.
б) Koch J. H., Steruheim M. M., Walker J. E.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 26, p. 1456.
41. Myhrer F., Tomas A.— Phys. Lett. Ser. B, 1976, v. 64, p. 59;
Myhrer F., Gersten A.— Nuovo Cimento. Ser. A, 1977, v. 37, P. 21;
Ulehla I.— Preprint.— Saclay: 1976.
42. Кудрявцев А. Е., Маркушин В. Е., Шапиро И. С.— ЖЭТФ, 1977, т. 74, с. 432.
43. Попов В. С.— ЖЭТФ, 1971, т. 60, с. 1229.
44. Кербиков Б. О., Кудрявцев А. Е., Маркушин В. Е., Шапиро И. С.— Письма ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 505.

45. Н ь ю т о н Р. Г. Теория рассеяния волн и частиц.— М.: Мир, 1969.
46. Б е р е с т е ц к и й В. Б., Л и ф ш и ц Е. М., П и т а е в с к и й Л. П. Релятивистская квантовая теория.— М.: Наука, 1968.— Ч. 1.
47. N a g e l s M., R i j k e n T., Theses.— Nijmegen University: 1975.
48. S c h i e r h o l z G., W a g n e r S.— Nucl. Phys. Ser. B, 1971, v. 32, p. 306.
49. D o v e r C. B., G o l d h a b e r M.— BNL Preprint.— June 1976.
50. R i c h a r d J. M., L a c o m b e M., V i h n M a u R.— Phys. Lett. Ser. B, 1976, v. 64, p. 121.
51. Б о г д а н о в а Л. Н., Д а л ь к а р о в О. Д., Ш а п и р о И. С.— ЖЭТФ, 1976, т. 70, с. 805.
52. N a g e l s N., R i j k e n T., D e S w a r t J. J. Preprint.— Nijmegen University: 1976.
53. B o g d a n o v a L. M., D a l k a r o v O. D., S h a p i r o I. S. Preprint ITEP-5.— Moscow: 1977.
54. Д а л ь к а р о в О. Д., М а н д е л ь ц в е й г В. Б.— Письма ЖЭТФ, 1969, т. 10, с. 275.
55. Д а л ь к а р о в О. Д., К е р б и к о в Б. О., Р у м я н ц е в И. А., Ш а п и р о И. С., ЯФ, 1973, т. 17, с. 1321.
56. Б и р г е р Е. С., К е р б и к о в Б. О., Ш а п и р о И. С.— Ibid., с. 178.
57. Б а д а л я н А. М., С и м о н о в Ю. А., ЯФ, 1966, т. 3, с. 1032; 1967, т. 5, с. 88.
58. A l e x a n d e r G. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1972, v. 45, p. 29.
59. Д а л ь к а р о в О. Д., М а р к у ш и н В. Е.— ЯФ, 1975, т. 21, с. 878.
60. Д а л ь к а р о в О. Д., С а м о й л о в В. М.— ЖЭТФ, 1972, т. 16, с. 249.
61. C a s e r S., O m n e s R.— Phys. Lett. Ser. B, 1972, v. 39, p. 369.
62. E r i c s o n T. E. O.— Цитир. в [22б] сб.
63. T a u s c h e r L.— Цитир. в [2] сб.; AIP Proc., 1975, No. 26, p. 541.
64. D a l k a r o v O. D., K e r b i k o v B. O., M a r k u s h i n V. E.— Preprint ITEP-25.— Moscow: 1976.
M a r k u s h i n V. E.— Preprint ITEP-164 — Moscow: 1976.
65. K o p l i k J.— Nucl. Phys. Ser. B, 1974, v. 82, p. 93.
C h e w G. F., K o p l i k J.— Ibid. Ser. B, 1976, v. 79, p. 365.
66. C h e w G. F., R o s e n z w e i g C.— Phys. Lett. Ser. B, 1975, v. 58, p. 93; Phys. Rev. Ser. D, 1975, v. 12, p. 3907; Nucl. Phys. Ser. B, 1976, v. 104, p. 290.
67. C h e w G. F.— Preprint LBL-5391.—1976.
R o s e n z w e i g C.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 697.
68. B a s s o m p i e r r e G., B i u d e r G., D a l p i a z P., D a l p i a z P. F., G i s s i n g e r G., J a c q u e y B., P e r o n i C., S c h u e e g a n s M. A., T e c c h i o L.— Contributed paper to European Conference on Particle Physics.— Budapest, Hungary: 4—9 July, 1977.