

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

Старая и новая экзотика в мире элементарных частиц

К.Н. Мухин, В.Н. Тихонов

Дан обзор экспериментальных работ и основных теоретических понятий, посвященный истории открытия элементарных частиц, начиная от мюона и кончая t -кварком и τ -нейтрино. Рассказано о новых поисках нейтринных осцилляций и попытках обнаружения экзотических частиц и создания искусственной кварк-глюонной плазмы. Показана физическая красота проведенных экспериментальных исследований и изящество теоретических предсказаний и толкований сделанных открытий. Обсуждаются возможные направления работ ближайшего будущего.

PACS numbers: 01.65.+g, 12.15.-y, 12.38.-t

Содержание

1. Введение (1202).
2. Статус физики элементарных частиц в середине 30-х годов. Теория Юкавы. Современное представление о природе сильного взаимодействия (1203).
3. Мюоны и пионы (π -мезоны). Лептонная шестерка (1204).
 - 3.1. Открытие мюонов. Масса и время жизни. Три загадки мюонов. Слабое взаимодействие мюонов.
 - 3.2. Фотоэмульсионный метод. Эмульсионная камера. Открытие заряженных пионов. Предполагаемые схемы распадов пионов и мюонов. Сильное взаимодействие пионов.
 - 3.3. Законы сохранения лептонных чисел. Уточнение схем распадов пионов и мюонов.
 - 3.4. Закон сохранения пространственной четности и экспериментальное доказательство его нарушения в β - и ($\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$)-распадах.
 - 3.5. Экспериментальное подтверждение существования и различия электронного и мюонного нейтрино. Искровая камера.
 - 3.6. Открытие τ -лептона и экспериментальное доказательство существования τ -нейтрино.
 - 3.7. Что известно о ν_e , ν_μ и ν_τ сегодня.
4. Получение π -мезонов в лабораторных условиях и изучение их свойств и взаимодействий (1212).
 - 4.1. Масса, время жизни, спин и внутренняя четность $\pi^\pm$ -мезонов. СРТ-теорема. Принцип детального равновесия.
 - 4.2. π^0 -мезон и его свойства: масса, время жизни, спин и C -четность.
 - 4.3. Изотопическая инвариантность сильного взаимодействия. Изомультиплеты. G -четность.
 - 4.4. Экспериментальная проверка гипотезы изотопической инвариантности пион-нуклонных взаимодействий. Пион-нуклонные резонансы.
 - 4.5. Нестабильные частицы. Свойства Δ -изобары. Пион-пионное взаимодействие.

К.Н. Мухин, В.Н. Тихонов. Российский научный центр "Курчатовский институт". Институт общей и ядерной физики 123182 Москва, пл. Курчатова 1, Российская Федерация
Тел. (095) 196-75-71, 196-76-63
Факс (095) 196-91-33
E-mail: mukhin@chen.net.kiae.ru

Статья поступила 2 апреля 2001 г.,
после доработки 28 мая 2001 г.

5. Антинуклоны (1217).
 - 5.1. Предсказание и открытие первых античастиц.
 - 5.2. Антипротон и антинейтрон. Сцинтилляционные и черенковские счетчики. Аннигиляция. Теорема Померанчука.
 - 5.3. Свойства и взаимодействия антинуклонов.
6. Странные частицы. Камера Вильсона и пузырьковая камера (1219).
 - 6.1. K -мезоны и $(\theta - \tau)$ -проблема. Теоретическое открытие нарушения закона сохранения пространственной четности в слабых взаимодействиях.
 - 6.2. Гипероны.
 - 6.3. Удивительные свойства странных частиц.
 - 6.4. Классификация странных частиц. Гипероны и антигипероны. K^0 - и $\bar{K}^0$ -мезоны. Закон сохранения странности.
 - 6.5. Распады странных частиц и странных резонансов.
 - 6.6. Новые загадки нейтральных K -мезонов. K_1^0 - и K_2^0 -мезоны. СР-инвариантность. Регенерация K -мезонов.
 - 6.7. Нарушение СР-инвариантности в K_S^0 -распаде. K_S^0 - и K_L^0 -мезоны.
7. Систематика адронов (1225).
 - 7.1. Понятие об унитарной симметрии.
 - 7.2. $SU(3)$ -симметрия. Восьмеричный путь.
 - 7.3. Предсказание и открытие Ω^- -гиперона.
8. Кварковая модель и понятие о квантовой хромодинамике (1227).
 - 8.1. u (up)-, d (down)-, s (strange)-кварки как составные части мезонов и барионов. Поиски кварков в природе.
 - 8.2. Элементарное представление о КХД. Цвет и аромат кварков. Глюоны. Конфайнмент и асимптотическая свобода. Струи.
 - 8.3. Экспериментальное подтверждение существования кварков, глюонов и цветового заряда.
 - 8.4. c (charm)-, b (beauty)-, t (top)-кварки и их семейства. Дрейфовая камера.
 - 8.5. Кварк-глюонная плазма.
9. Понятие о слабом и электрослабом взаимодействиях (1238).
 - 9.1. Теория Ферми.
 - 9.2. $(V-A)$ -вариант теории слабого взаимодействия.
 - 9.3. Элементарное представление о теории электрослабого взаимодействия.
 - 9.4. Первые успехи и главные предсказания ТЭСВ: перенормируемость, нейтральные токи, угол Вейнберга, массы $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов.
 - 9.5. Открытие $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов.
10. Некоторые итоги, вопросы, прогнозы и надежды (1244).
 - 10.1. Фундаментальные частицы и преоны.
 - 10.2. Постоянны ли константы? Перспектива объединения взаимодействий. Распад протона.
 - 10.3. Экзотические частицы.
11. Заключение (1248).

Список литературы (1249).

"Проблематика микрофизики — это самые фундаментальные и принципиальные и поэтому для многих самые привлекательные вопросы физики".

В.Л. Гинзбург

1. Введение

Слова, приведенные в эпиграфе, были написаны 30 лет назад [1]. Мы позволили себе привести их в качестве эпиграфа потому, что они как нельзя лучше характеризуют цель, поставленную нами перед собой при работе над этой статьей — показать в популярном изложении, сколь привлекательна и интересна при всей ее фундаментальности и принципиальности микрофизика, т.е. физика элементарных частиц¹. Через 10 лет В.Л. Гинзбург подтвердил эти слова с добавлением, что "сказанное было справедливо вчера, несомненно верно сегодня и будет верно завтра" [3]. Полностью разделяя такую точку зрения, мы попытались проиллюстрировать ее рассказом о полной загадочности и сенсаций истории открытия элементарных частиц "вчера", описанием наиболее свежих экзотических достижений в этой области "сегодня", а также осторожным прогнозом относительно возможных открытий "завтра". При этом мы использовали еще один обзор В.Л. Гинзбурга (см. заключение).

Эта вторая статья об экзотике в микрофизике в широком смысле. Первая — об экзотических процессах в ядерной физике — была опубликована в *УФН* в 2000 г. [4]. В ней рассказано и о полузабытой ядерно-физической экзотике, например о ядерной изомерии или двух- и трехнейтронной запаздывающей радиоактивности, и о совсем свежих результатах, касающихся новых данных о двойном β -распаде и кластерной радиоактивности, а также о сенсационных открытиях 114-, 116- и 118-го элементов². Но в ней нельзя было, не выходя за рамки выбранной области (ядерная физика), рассказать об экзотике в мире элементарных частиц. Единственное исключение сделано только для нуклонов, поскольку они "по совместительству" являются не только элементарными частицами, но и простейшими атомными ядрами. Между тем в физике элементарных частиц экзотики не меньше (а пожалуй, даже больше), чем в физике атомного ядра, что мы и попытаемся доказать в настоящей статье. При этом имеются в виду не только те частицы, которые так и называются — *экзотические* (см.

раздел 10.3), а буквально все элементарные частицы, поскольку при их открытии были обнаружены весьма необычные, удивительные свойства, для объяснения которых зачастую требовались многолетние усилия теоретиков и экспериментаторов.

Теперь несколько слов об упомянутых выше фундаментальности и принципиальности микрофизики. При всей популярности изложения нашей статьи, рассчитанной не на "микрофизиков", а на физиков "вообще" (так сказать, "макрофизиков"), мы все-таки не могли обойтись без элементов теории и введения принципиально новых фундаментальных понятий и законов сохранения, которые, возможно, не все знакомы "макрофизикам" (законы сохранения барионного и лептонных чисел, странности, очарования, прелести, изоспина, пространственной, зарядовой и комбинированной четности и др.). Чтобы не затруднять чтение, мы вводим эти новые понятия постепенно (по одному) — по мере описания свойств той или иной частицы с таким расчетом, чтобы каждый, прочитавший статью до конца, научился понимать "птичий" язык "микрофизиков" и хотя бы немного познакомился с современными экспериментальными установками и способами обработки получаемых на них результатов. И уж во всяком случае, такой добросовестный читатель сможет сознательно, с пониманием смысла всех приводимых в них значков ($G, B, L, S, I^G, J^P, u, d, s, c, b, t$ и др.) пользоваться таблицами свойств элементарных частиц, регулярно (раз в 2 года) публикуемыми в физических журналах и (в сокращенном варианте) в виде буклетов.

И наконец, несколько слов об особенностях статьи, адресованных на этот раз "микрофизикам" (если вдруг кому-нибудь из них она попадет в руки). Конечно, из-за большого количества рассматриваемых частиц ("от мюона до глюона", а затем t -кварка и t -нейтрино) мы не можем претендовать на теоретически строгое изложение рассматриваемого материала. От освещения многих тонких теоретических вопросов мы вынуждены были отказаться, но зато о том, что удалось сохранить в рамках допустимого объема, мы попытались рассказать не формально и по возможности интересно³, всячески стараясь подчеркнуть удивительные стороны сделанных предсказаний, открытий и их толкований. Этим, как нам кажется, настоящая статья отличается от многих других работ, написанных на данную тему, которые при превосходном строгом изложении фактического материала иногда грешат отсутствием раскрытия его физической красоты и изящества. Нам, авторам, хотелось передать то восхищение (с оттенком белой зависти), которое мы испытывали всякий раз, когда становились свидетелями какого-либо замечательного открытия из числа описанных здесь. Если нам это удалось, то появление еще одной публикации об элементарных частицах будет оправдано.

Несколько слов о содержании статьи. В ней последовательно рассмотрены предсказание (когда это было возможно), открытие (с кратким описанием эксперимента и примененной методики обработки результатов) и изучение свойств (с введением необходимых новых понятий) мюонов, t -лептона, трех видов нейтрино, пионов, антинуклонов, странных, очарованных и пре-

¹ Еще раньше, в 50-е годы, В. Л. Гинзбург в понятие микрофизики включал также физику атома и атомного ядра. Для авторов этой статьи микрофизика в упомянутом более широком толковании всегда была и остается привлекательной. Привлекательность микрофизики "для многих" один из авторов сполна почувствовал в 1969 г., когда вышло в свет первое издание его научно-популярной книги [2]. Помимо того, что весь довольно большой тираж (345000 экз. только на русском языке) разошелся, о привлекательности микрофизики "для многих" свидетельствовали многочисленные письма читателей этой книги, в которых предлагались чаще всего наивные, но всегда проникнутые живым интересом к микрофизике проекты, теории, систематики частиц и т. п. Кстати, такие письма приходят и сейчас. Последнее (из Украины) — в марте 2001 г.!!!

² Пользуясь случаем мы выражаем искреннюю благодарность всем читателям, приславшим отзывы на эту статью. В особенности мы благодарны члену-корреспонденту РАН В.В. Пархомчуку, который не только написал теплые слова в адрес авторов статьи, но и напомнил о еще одном экзотическом процессе в ядерной физике — появлении радиоактивности у β -стабильных нуклидов после лишения их электронной оболочки.

³ Для оживления излагаемого материала мы снабдили его в некоторых местах подстрочными примечаниями с любопытными воспоминаниями известных физиков, а также с нашими собственными.

лестных частиц, а также резонансов. В двух отдельных разделах изложены (очень популярно) основные понятия физики слабого и электрослабого взаимодействий (с кратким описанием предсказания и открытия $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов) и квантовой хромодинамики (с кратким описанием открытия кварков и глюонов) и приведены экспериментальные подтверждения реальности существования у них таких необычных свойств, как цвет, аромат, конфайнмент и др. Из самых свежих новостей, кроме экспериментального подтверждения существования t -нейтрино, рассказано о поисках нейтринных осцилляций, рассмотрены попытки экспериментального обнаружения экзотических частиц, создания и наблюдения кварк-глюонной плазмы, а также упомянуты первые сообщения об обнаружении бозона Хиггса. Свойства частиц, открытых раньше мюона, считаются известными. Гравитационное взаимодействие частиц не обсуждается.

В предпоследнем разделе статьи приведена современная классификация элементарных частиц с выделением среди них "самых элементарных" — фундаментальных, к числу которых принято относить (см., например, [5]) 6 кварков, 6 лептонов и 4 калибровочных бозона. В заключении подведены итоги и дан осторожный прогноз на будущее⁴. Мы надеемся, что эта статья с учетом выбранного популярного стиля изложения материала будет полезной для читателей, не являющихся специалистами по физике элементарных частиц, но желающих познакомиться с историей развития и отчасти с современным состоянием этой науки. Специалистам же она может помочь вспомнить основные факты, даты, имена и главные работы выдающихся физиков (за которые они получили Нобелевскую премию) и некоторые детали экспериментов по обнаружению $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов, t -кварка, t -нейтрино, экзотических частиц и искусственной кварк-глюонной плазмы.

2. Статус физики элементарных частиц в середине 30-х годов. Теория Юкавы. Современное представление о природе сильного взаимодействия

К середине 30-х годов, когда кроме открытых ранее электрона e (Дж.Дж. Томсон, 1897 г.), фотона γ (М. Планк, 1900 г.; Эйнштейн, 1905 г.; А. Комптон, 1922 г.) и протона p (Э. Резерфорд, 1919 г.) были открыты нейтрон n (Дж. Чедвик, 1932 г.) и позитрон e^+ (П. Дирак, 1928 г.; К. Андерсон, 1932 г.), а также предложена гипотеза о существовании нейтрино (В. Паули, 1930 г.) и построена первая теория β -распада (Э. Ферми, 1933 г.)⁵, стало казаться, что в физике

⁴ Любопытно отметить, что за время подготовки рукописи статьи к печати некоторые прогнозы оказались (по крайней мере, частично) реализованы и их пришлось перенести из заключения в другие разделы.

⁵ Дж. Дж. Томсон награжден в 1906 г. Нобелевской премией по физике за открытие электрона; М. Планк — в 1918 г. за создание теории излучения; А. Эйнштейн — в 1921 г. за создание квантовой теории света; А. Комптон — в 1927 г. за теорию эффекта, названного позднее его именем; Э. Резерфорд — в 1908 г. (по химии) за исследование по превращению элементов и химии радиоактивных веществ; Дж. Чедвик — в 1935 г. за открытие нейтрона; П. Дирак — в 1933 г. за создание квантовой механики; В. Паули — в 1945 г. за открытие принципа, носящего сейчас его имя; Э. Ферми — в 1938 г. за открытие искусственной β^- -радиоактивности и создание теории замедления нейтронов.

атомного ядра и элементарных частиц наступил счастливый период относительного благополучия. Открытых и предсказанных к тому времени частиц вроде бы хватало для построения правильной протон-нейтронной модели атомного ядра и объяснения его основных свойств. (В. Гейзенберг и Д.Д. Иваненко, 1932 г.). Правда, предположение Паули о существовании нейтрино, высказанное им для объяснения непрерывного характера β -спектров, еще не было доказано экспериментально в прямом опыте⁶, но оно выглядело весьма убедительно благодаря многочисленным теоретическим соображениям и не прямым, косвенным экспериментам (А.И. Лейпунский, 1936 г.; Дж. Аллен, 1942 г.). Пожалуй, единственным, что нарушало общую гармонию, был очень серьезный вопрос о природе ядерных сил. Особенно остро проблема ядерного взаимодействия встала после открытия нейтрона и построения протон-нейтронной модели атомного ядра, в которой положительно заряженные протоны и не имеющие заряда нейтроны прочно удерживаются внутри атомного ядра. Спрашивается: чем, какими силами?

Начальный период рассмотрения проблемы ядерных сил можно разделить на три этапа, связанные с именами трех физиков-теоретиков: В. Гейзенберга, И.Е. Тамма и Х. Юкавы⁷. В. Гейзенберг считал (1933 г.), что по аналогии с химическими обменными силами, которые объясняются обменом электронами, ядерное взаимодействие между протоном и нейтроном также носит обменный характер, однако взаимодействующие нуклоны должны обмениваться не обычными, а некими гипотетическими бесспиновыми электронами, подчиняющимися статистике Бозе.

Идею В. Гейзенберга об обменном характере ядерных сил развил в 1934 г. И.Е. Тамм, который построил потенциал ядерного взаимодействия, предположив, что его природой является обмен электроном и нейтрино (своеобразная бозе-пара) между протоном и нейтроном. Однако сам же И.Е. Тамм показал, что построенное им междунуклонное взаимодействие слишком слабо по сравнению с экспериментальной оценкой ядерных сил. Грубо говоря, неудача этой теории объяснялась тем, что электрон имеет очень маленькую массу, которой соответствует слишком большой радиус взаимодействия.

Следующий шаг сделал в 1935 г. Х. Юкава, который показал, что масса обменной частицы в случае ядерного взаимодействия должна быть примерно в 200 раз больше массы электрона. При этом Х. Юкава скромно предположил, что его теория, возможно, неверна, так как подобных частиц в природе не наблюдалось. Однако он ошибался только в своих сомнениях, но не в главном. Частицу с приблизительно такой массой и подходящими свойствами в конце концов (через 12 лет) обнаружили. Поэтому схему рассуждений Х. Юкавы можно считать предсказанием открытия ядерного кванта. Очень приблизительно она заключается в следующем.

⁶ Легенда гласит, что сам Паули, выдвинув гипотезу о существовании в природе нейтрино, считал, что экспериментаторы никогда не смогут его обнаружить. К счастью, он ошибся, но ждать открытия нейтрино пришлось четверть века (см. раздел 3.5).

⁷ В. Гейзенберг стал лауреатом Нобелевской премии по физике в 1932 г. за создание матричного варианта квантовой механики; Х. Юкава — в 1949 г. за предсказание мезона; И.Е. Тамм — в 1958 г. за теорию эффекта Вавилова – Черенкова.

Одно из основных положений квантовой механики — соотношение неопределенностей

$$\Delta E \Delta t \simeq \hbar, \quad (1)$$

($\hbar = 6,6 \times 10^{-16}$ эВс — постоянная Планка) указывает, на какую величину ΔE может измениться энергия E изолированной системы за промежуток времени Δt ("нарушение" закона сохранения энергии на короткое время Δt). Применительно к рассматриваемой проблеме это можно трактовать как появление в системе взаимодействующих нуклонов избытка энергии ΔE в виде возникновения в ней на время Δt частицы с массой $m = \Delta E/c^2$. Считая, что $\Delta t = a/c$, где a — радиус обменного взаимодействия, а c — скорость его распространения (скорость света), можем записать

$$m = \frac{\hbar}{ac}. \quad (2)$$

Масса обменной частицы обратно пропорциональна радиусу взаимодействия. Энергетическое выражение массы

$$\Delta E = mc^2 = \frac{\hbar c}{a}. \quad (3)$$

Положив $a = 2 \times 10^{-13}$ см (среднее расстояние между нуклонами в ядре), получим

$$mc^2 = 100 \text{ МэВ} \quad \text{или} \quad m \simeq 200m_e,$$

так как $m_e c^2 \simeq 0,5$ МэВ.

Частицы Юкавы, возникающие на короткое время ядерного взаимодействия

$$\tau_{\text{яд}} = \Delta t = \frac{a}{c} = \frac{2 \times 10^{-13} \text{ см}}{3 \times 10^{10} \text{ см с}^{-1}} \simeq 10^{-23} \text{ с}, \quad (4)$$

называются виртуальными. Такие виртуальные (нереальные) частицы, непрерывно возникающие в окрестности нуклона и поглощаемые им через время Δt , образуют вокруг него своеобразное облако ("шубу") радиусом a . И если два нуклона находятся на расстоянии порядка a , то они могут обмениваться этими частицами, что и составляет сущность ядерного взаимодействия.

Теперь дело было за малым — надо было найти эти частицы в природе, т.е. не в виртуальном состоянии, когда они прикреплены "на коротком поводке" длиной $a = 2 \times 10^{-13}$ см к нуклонам, а в реальном свободном состоянии, когда они могут за время $\tau \gg \tau_{\text{яд}}$ проходить значительно большее расстояние $l \gg a$. Из предыдущего ясно, что освободить частицы из нуклонного плена за счет внутреннего квантовомеханического "запаса" энергии ΔE нельзя, так как его хватает только на длину этого самого "поводка". Следовательно, для решения данной задачи надо ввести в систему взаимодействующих нуклонов дополнительную порцию энергии, величина которой, как это следует из законов сохранения энергии и импульса, должна примерно вдвое превышать энергетическое выражение массы ядерного кванта (т.е. 200 МэВ при массе $m \simeq 200m_e$ и 300 МэВ при $m \simeq 300m_e$). Очевидно, эту энергию можно ввести в систему пары взаимодействующих нуклонов в виде кинетической энергии одного из них. И поскольку в описываемое время источником таких высокоэнергетичных нуклонов мог

быть только космос, то первые эксперименты по поиску в природе ядерных квантов Юкавы проводились с космическими лучами.

Подробно об этих экспериментах и полученных в них экзотических результатах мы расскажем в следующих разделах, а сейчас только отметим, что решение поставленной задачи осуществлено в два этапа. На первом из них, в 1936–1938 гг., в составе космических лучей были обнаружены частицы с подходящими массой ($m \simeq 200m_e$) и временем жизни ($\tau \simeq 10^{-6}$ с), названные впоследствии мюонами (μ). Однако исследование их свойств показало, что они не пригодны на роль ядерных квантов. И только на втором этапе поисков, в 1947 г., частицы, подходящие на роль ядерных квантов, были, наконец, обнаружены. Ими оказались π -мезоны (пионы, π) с массой $m_\pi \simeq 300m_e$ и временем жизни $\tau \simeq 10^{-8}$ с (см. раздел 3).

Забегая вперед, необходимо сказать, что хотя π -мезоны сыграли огромную роль при первоначальном описании свойств ядерных сил (см. раздел 4.3), а свойства самих π -мезонов активно изучаются до сих пор (см. раздел 4.4), современное представление о природе ядерного (сильного) взаимодействия резко изменилось. В настоящее время считается, что сильное взаимодействие передается глюонами, источниками которых являются цветовые заряды кварков, входящих в состав нуклонов. В отличие от π -мезонов как глюоны, так и кварки в свободном виде не существуют (подробнее см. раздел 8.2).

3. Мюоны и пионы (π -мезоны). Лептонная шестерка

3.1. Открытие мюонов. Масса и время жизни.

Три загадки мюонов. Слабое взаимодействие мюонов

Первые сведения о существовании мюонов (раньше их называли мезотронами, μ -мезонами или просто мезонами, что означает "промежуточные" по массе между электроном и протоном) были получены в 1936 г. в экспериментах по изучению поглощения космических лучей при прохождении их через толщу свинца⁹. В результате этих опытов выяснилось, что в состав космических лучей входит так называемая жесткая компонента, которая в отличие от быстро поглощаемой мягкой компоненты, состоящей из электронов и фотонов, проходит десятки сантиметров свинца практически без поглощения. Такими свойствами могли обладать, например, имеющиеся в составе космических лучей протоны с очень высокой энергией, однако дальнейшие исследования К. Андерсона и С. Неддермейера, выполненные в 1938 г. с помощью камеры Вильсона, помещенной в магнитное поле¹⁰, показали, что в составе жесткой компоненты содержатся и отрицательно заря-

⁸ Юкава предсказал, что ядерные кванты должны иметь конечное время жизни $\tau \neq \infty$, т.е. быть радиоактивными частицами.

⁹ Свинец в опытах физиков, изучавших космические лучи, применялся настолько широко и многообразно, что про них говорили тогда в шуточной поэме, будто они работают и в свинце, и за свинцом, и у свинца, и на свинце, и под свинцом, и над свинцом...

¹⁰ Для исследования свойств элементарных частиц эта методика была применена в России Д.В. Скобельцыным. Впервые камеру Вильсона поместил в магнитное поле П.Л. Капица, который получил в ней искривленные следы α -частиц. К. Андерсон в 1936 г. был удостоен Нобелевской премии по физике за открытие позитрона, сделанное в 1932 г. Ч.Т. Вильсон — в 1927 г. за изобретение камеры, названной позднее его именем; П.Л. Капица — в 1978 г. за фундаментальные исследования в области физики низких температур.

женные частицы. Обработка их следов, сфотографированных с помощью камеры, позволила оценить массу частиц равной примерно $200m_e$. Так впервые были обнаружены мюоны (μ^+ и μ^-).

Очень любопытны первые опыты по определению времени жизни мюона. Их идея заключалась в сравнении интенсивности потока мюонов на поверхности Земли и на высокой горе. Естественно, что интенсивность мюонов наверху должна быть выше, чем внизу, из-за того, что по пути сверху вниз мюоны частично поглощаются столбом воздуха, который они проходят от вершины горы до ее подножья. Однако удивительным образом оказалось, что когда в опыте, проведенном на горе, на пути мюонов поставили дополнительный поглотитель, эквивалентный по поглощающей способности упомянутому выше столбу воздуха, интенсивность мюонов, прошедших через поглотитель, осталась по-прежнему выше, чем внизу. Так началась серия экзотических открытий при изучении свойств мюонов.

В данном случае объяснение наблюдаемого эффекта казалось очевидным, тем более что Юкава предсказал радиоактивность ядерных квантов, а мюоны на первых порах походили на них. Это объяснение заключалось в том, что при движении мюонов сверху вниз они распадаются по экспоненциальному закону

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t) = N_0 \exp\left(-\frac{H}{c\tau}\right), \quad (5)$$

где N_0 — интенсивность потока мюонов на вершине горы (исправленная на дополнительное поглощение в столбе воздуха), N — то же на поверхности Земли, λ — постоянная радиоактивного распада, $\tau = 1/\lambda$ — время жизни мюона, $t = H/v$ — время его движения, H — высота горы, v — скорость мюона, которая для мюона высокой энергии E приблизительно равна скорости света c . Измерения, выполненные для мюонов с энергией $E = 10^3$ МэВ, дали $\tau \simeq 10^{-5}$ с. И, как мы сейчас увидим, это был второй экзотический результат изучения физики мюонов. Дело в том, что полученное значение τ относится к *движущемуся* мюону высокой энергии E . А время жизни τ_0 *покоящегося* мюона должно быть в соответствии со специальной теорией относительности в $E/m_\mu c^2$ раз меньше:

$$\tau_0 = \tau \frac{m_\mu c^2}{E}, \quad (6)$$

что при $E = 10^3$ МэВ и $m_\mu c^2 = 10^2$ МэВ ($200m_e$) дает для $\tau_0 = 10^{-6}$ с. Несколько позднее это расчетное значение τ_0 было подтверждено непосредственным измерением времени запаздывания момента распада остановившегося мюона относительно момента его остановки. Таким образом, в процессе изучения радиоактивного распада мюонов было получено одно из первых, самых убедительных доказательств справедливости вывода специальной теории относительности о замедлении времени в движущейся системе ¹¹.

¹¹ По воспоминаниям Гейзенберга [6], экспериментальное доказательство замедления времени жизни быстро движущихся мюонов спасло теорию относительности от гонений со стороны германского правительства в конце 30-х годов. Сейчас эффект замедления времени жизни быстро движущихся частиц используют для создания гиперонных пучков. Так, например, при энергии 600 ГэВ (которая достигается на тэватроне Лаборатории им. Ферми) время жизни

Была и третья, пожалуй, самая удивительная экзотика. Речь идет о том, может ли мюон быть ядерным квантом? Какова интенсивность его взаимодействия с ядрами? Ответить на эти вопросы можно, если измерить раздельно для положительных и отрицательных мюонов их время жизни в плотном веществе.

Согласно теории Юкавы отрицательный мюон, если он ядерный квант, при попадании в окрестность ядра должен очень быстро (за ядерное время $\tau_{яд} \simeq 10^{-23}$ с) поглотиться им.

Эксперименты, поставленные с использованием магнитного поля, показали, что отрицательные мюоны при движении в плотном веществе (свинце) действительно имеют меньшее время жизни, чем положительные (7×10^{-8} и $2,2 \times 10^{-6}$ с соответственно), но оно ни в какое сравнение не идет с ядерным.

Интересно проследить судьбу отрицательных мюонов при их движении в плотном веществе. Сначала, приблизившись к ядру, мюон захватывается на одну из боровских орбит, аналогичных электронным орбитам атома, но имеющих в $m_\mu/m_e \simeq 200$ раз меньшие радиусы (μ -атом). Затем, переходя с одной орбиты на другую, мюон в конце концов попадает на ближайшую к ядру К-орбиту.

Легко подсчитать, что радиус К-орбиты мюона для μ -атома свинца оказывается *меньше* радиуса самого ядра, т.е. мюон, захваченный на К-орбиту μ -атома, уже находится *внутри ядра* и живет там 7×10^{-8} с, что в $7 \times 10^{-8}/10^{-23} = 10^{16}$ раз больше ядерного времени. Во столько же раз взаимодействие мюонов слабее сильного — ядерного.

Если принять за масштаб сечения сильного взаимодействия геометрическое сечение ядра $\pi R_\alpha^2 \simeq 10^{-24}$ см², то для сечения взаимодействия мюона с ядрами σ получится значение порядка 10^{-40} см². А это типичное значение сечения для слабого взаимодействия.

Таким образом, несмотря на то, что мюон имеет подходящие массу и время жизни (в вакууме), он не может быть ядерным квантом. Более того, поскольку он не участвует в сильном взаимодействии, то не может образоваться в составе космических лучей в результате взаимодействия нуклонов высокой энергии.

Единственной возможностью для образования мюонов (кроме слабого взаимодействия, за счет которого может возникнуть только ничтожная их доля) является, как предположили Р. Маршак и Х. Бете ¹², распад других более тяжелых ядерно-активных (т.е. участвующих в сильном взаимодействии) частиц, которые могут возникать при взаимодействии космических нуклонов.

Если их масса и время жизни не слишком сильно отличаются от значений, предсказанных в теории Юкавы, то эти частицы будут пригодны на роль ядерных квантов. Вскоре такие частицы были обнаружены. Их называли π -мезонами (пионами).

Σ^- -гиперонов возрастает от значения $\tau_0 = 1,5 \times 10^{-10}$ с до $\tau = 7,5 \times 10^{-8}$ с (т.е. в 500 раз!), благодаря чему они, двигаясь почти со скоростью света, могут пролетать расстояние в 22,5 м, что вполне достаточно для формирования из них пучка.

¹² Р. Маршак — один из создателей универсальной теории слабых взаимодействий (1938 г.). Х. Бете в 1938 г. открыл протон-протонный и углеродно-азотный циклы реакций, являющиеся источником солнечной энергии (Нобелевская премия за 1967 г.).

3.2. Фотоэмульсионный метод. Эмульсионная камера. Открытие заряженных пионов.

Предполагаемые схемы распадов пионов и мюонов.

Сильное взаимодействие пионов

Заряженные π -мезоны (пионы) были открыты в 1947 г. С. Пауэллом¹³ с сотрудниками фотоэмульсионным методом [7]. Применительно к исследованию свойств элементарных частиц этот метод был предложен и разработан в России Л.В. Мысовским и А.П. Ждановым с сотрудниками [8, 9]. Сущность современного варианта метода заключается в использовании толстых (несколько сотен микрон) слоев особо высокочувствительной фотографической эмульсии, способной регистрировать релятивистские однозарядные элементарные частицы, создающие минимальную ионизацию. В первые годы для регистрации элементарных частиц использовались стеклянные толстослойные фотопластинки, позднее — только одни эмульсионные слои (без стекла), сложенные в толстые (~ 10 см) пачки (эмульсионные камеры, рис. 1). Такие пачки поднимались на воздушных шарах в верхние слои атмосферы и облучались там космическими лучами. Затем на возвратившуюся на Землю пачку¹⁴ наносили (с помощью рентгеновского излучения или оптическим методом) единую координатную сетку. После этого пачка разбиралась на отдельные слои, которые проявлялись и наклеивались на стекла для последующего просмотра под микроскопом с увеличением 200–500 раз.

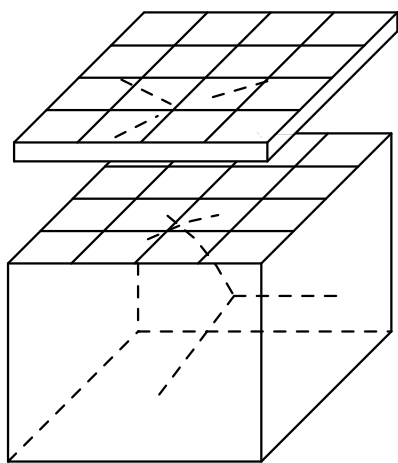


Рис. 1. Схема устройства эмульсионной камеры.

След заряженной частицы в фотоэмульсионной пленке представляет собой цепочку черных зерен металлического серебра диаметром около 0,5 мкм и средним расстоянием между ними, не превышающем 5 мкм. По величине длины следа (пробега), степени его прямолинейности, направлению изменения плотности зерен вдоль пробега и некоторым другим параметрам можно определить заряд, энергию, скорость и массу элементарной частицы, а также направление ее движения.

¹³ За открытие π -мезонов С. Пауэлл получил в 1950 г. Нобелевскую премию.

¹⁴ Найти пачку в целости и сохранности было большой проблемой, так как люди, обнаружившие пачку, несмотря на письменное предупреждение, часто вскрывали ее и засвечивали. Кроме того, воздушный шар иногда уносило потоком воздуха за границу.

Следы π -мезонов были обнаружены при просмотре фотопластинок, облученных космическими лучами на высокой горе. Они встречались в событиях двух совершенно различных типов. Первый тип событий представлял собой след первичной частицы с массой $\sim 300m_e$, которая останавливается и испускает вторичную частицу с массой $\sim 200m_e$ и примерно одинаковым пробегом около 600 мкм. В конце пробега вторичная частица также испускает одну заряженную частицу с массой $\sim 1m_e$ и разным пробегом в различных случаях распада. Описанная цепочка последовательных превращений элементарных частиц была расшифрована как $(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+)$ -распад положительно заряженного π -мезона, который несмотря на свою ядерную активность не может захватываться ядром из-за кулоновского отталкивания и после остановки испускает положительно заряженный мюон, который в свою очередь останавливается и испускает позитрон.

Поскольку мюон во всех зарегистрированных случаях $(\pi \rightarrow \mu)$ -распада имеет одинаковый пробег ~ 600 мкм, т.е. энергию ~ 4 МэВ, то в соответствии с законами сохранения энергии и импульса с ним вместе должна испускаться еще одна нейтральная (потому что второго следа нет) и легкая частица (поскольку она уносит подавляющую часть энергии распада $(m_\pi - m_\mu - 4 \text{ МэВ})$). Ею не может быть γ -квант, так как в окрестности $(\pi \rightarrow \mu)$ -распада нет следов от конверсионной e^+e^- -пары. Поэтому решили, что этой частицей должно быть нейтрино, существование которого предсказывалось Паули в 1930 г. для объяснения парадоксов β -распада:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu. \quad (7)$$

Аналогичный анализ второй точки $(\mu^+ \rightarrow e^+)$ -распада приводит к выводу о том, что вместе с позитроном (энергия которого различна в разных случаях распада) должны испускаться две легкие нейтральные частицы — нейтрино и антинейтрино:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu} \quad (8)$$

(третье нейтрино противоречит закону сохранения углового момента, так как все частицы, входящие в схему (8), имеют спин 1/2).

Схемы распада (7) и (8) в течение доброго десятка лет считались абсолютно правильными. Они и сейчас выглядят достаточно правдоподобно, потому что в них правильно отгадано и число нейтральных частиц, и то, что этими частицами являются нейтрино и антинейтрино. Тем не менее в 1957 г. было доказано, что они неверны (см. раздел 3.3).

Второй тип событий выглядел как след частицы с массой $m \approx 300m_e$, который заканчивался так называемой звездой, состоящей из нескольких следов протонов. Такие события были интерпретированы как ядерный захват отрицательного π -мезона с выделением энергии $m_\pi c^2 \approx 150$ МэВ, за счет которой происходит расщепление ядра с освобождением из него нескольких протонов (и не оставляющих следов нейтронов).

Позднее, когда с помощью ускорителей протонов научились получать π -мезоны искусственно (см. раздел 3.4) и появилась возможность проводить облучение фотоэмульсионных пленок одними только π^- -мезонами

(без примеси π^+), было показано, что среди десятков тысяч событий типа ядерного захвата нет ни одного случая ($\pi^- \rightarrow \mu^-$)-распада. Из этого следует, что время жизни π^- -мезона в плотном веществе до захвата ядром, во всяком случае, в 10^4 – 10^5 раз короче его времени жизни до ($\pi^- \rightarrow \mu^-$)-распада в вакууме ($2,6 \times 10^{-8}$ с). Из других оценок можно привести средний пробег π -мезона в фотоэмульсии $l \approx 25$ см, из которого следует, что сечение взаимодействия пиона с ядрами

$$\sigma = \frac{1}{n_{\pi} l} \approx 10^{-24} \text{ см}^2, \quad (9)$$

т.е. равно геометрическому сечению ядра πR_{π}^2 ($n_{\pi} \approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$ — концентрация ядер в фотоэмульсии, $R_{\pi} \approx 10^{-12} \text{ см}$ — радиус ядра). А это означает, что π -мезон, попавший в ядро, обязательно поглотится. При этом средний пробег π^- -мезона в ядре

$$l_{\pi} \approx \frac{1}{n_N \sigma} = 10^{-14} \text{ см}$$

($n_N = 10^{38} \text{ см}^{-3}$ — концентрация нуклонов в ядре), т.е. меньше радиуса нуклона ($0,8 \times 10^{-13} \text{ см}$). И на это требуется время

$$\Delta t = \frac{l_{\pi}}{c} \approx 10^{-24} \text{ с},$$

т.е. ядерное время τ_{π} . Сравните этот результат с временем жизни отрицательного мюона *внутри ядра* свинца ($\tau = 7 \times 10^{-8}$ с), за которое он может без поглощения пройти путь в *ядерном веществе* $l = c\tau_{\mu} \approx 2 \times 10^3 \text{ см}$, что составляет примерно 10^{15} поперечников ядра.

3.3. Законы сохранения лептонных чисел.

Уточнение схем распадов пионов и мюонов

Фотоэмульсионный метод оказался очень удобен и нагляден для более глубокого изучения схем распада мюонов и пионов, чем это было сделано раньше: он позволил заменить неверные схемы (7), (8) правильными. Выше мы говорили, что схемы (7), (8) выглядели очень правдоподобными, так как, казалось бы, удовлетворяли всем необходимым законам сохранения (энергии, импульса, углового момента и электрического заряда). Смушало только одно обстоятельство: среди многочисленных случаев распада мюона не было ни одного не только упомянутого выше вида $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$, но и трехчастичного распада

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + e^+ + e^-. \quad (10)$$

А между тем обе эти схемы распада также разрешены всеми перечисленными выше законами сохранения и очень удобны для наблюдения фотоэмульсионным методом: их невозможно пропустить при просмотре.

Спрашивается, почему мюон не может распадаться по схеме (10) на одни только электроны и позитроны без сопровождения нейтрино и антинейтрино или на позитрон и γ -квант? Чем так не похожи мюоны на электроны и позитроны, что существует подобный запрет? Действительно, и те, и другие двухзарядны ($\mu^{\pm}$ и $e^{\pm}$), одинаково слабо взаимодействуют с ядрами, что проявляется даже в очень тонких эффектах — нарушении пространственной четности (см. раздел 3.4), имеют одинаковые спины

$J = 1/2$ и сходные по структуре формирования магнитные моменты:

$$\mu_e = \frac{e\hbar}{2m_e c}, \quad \mu_{\mu} = \frac{e\hbar}{2m_{\mu} c}. \quad (11)$$

Единственным очевидным отличием мюона от электрона является масса ($m_{\mu} = 207m_e$). Но причем тут масса? В данном случае она определяет только направление распада — от тяжелой частицы к легкой.

Оказалось, что причина отсутствия распадов мюонов по схемам $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ и $\mu \rightarrow 3e$ заключается все-таки в характере взаимодействия. Несмотря на то, что взаимодействие мюонов и электронов с ядрами очень похоже (и это впоследствии было показано в теории слабого взаимодействия), проявляются они несколько по-разному. В 1957 г. (уже после того, как экспериментально доказали существование нейтрино Паули, см. раздел 3.5) была высказана гипотеза (в России М.А. Марковым, за рубежом К. Нишидзимой и Ю. Швингером¹⁵) о существовании двух типов нейтрино — паулиевского электронного (ν_e) и нового мюонного (ν_{μ}), каждое из которых имеет свою античастицу ($\bar{\nu}_e$ и $\bar{\nu}_{\mu}$). Электронные нейтрино и антинейтрино сопровождают процессы слабого взаимодействия с участием электронов и позитронов, а мюонные — с участием мюонов (μ^+ и μ^-). Поэтому правильные схемы распадов выглядят так:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_{\mu}, \quad (12)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_{\mu}. \quad (13)$$

В них мюоны выступают в паре с мюонными нейтрино (антинейтрино), а электроны (позитроны) — с электронными; в обеих схемах ν_e и $\bar{\nu}_{\mu}$ (ν_{μ} и $\bar{\nu}_e$) не являются частицей и античастицей, так как относятся к разным типам нейтрино, а схемы $\mu \rightarrow e + \gamma$ и $\mu \rightarrow 3e$ не реализуются в природе, потому что в них нет ни тех, ни других нейтрино.

Гипотеза о существовании мюонного нейтрино через 5 лет была подтверждена экспериментально (см. раздел 3.5) и в настоящее время известно множество слабых процессов мюонного и электронного типа. Электроны (e^- , e^+), мюоны (μ^- , μ^+) и оба типа нейтрино (ν_e , $\bar{\nu}_e$, ν_{μ} и $\bar{\nu}_{\mu}$) называются лептонами (в переводе — легкий).

Несколько формально, но очень удобно упомянутую особенность слабого взаимодействия описывают введением законов сохранения электронных и мюонных лептонных чисел (зарядов) L_e и L_{μ} ¹⁶. Подчеркнем, что это *разные* заряды, которые сохраняются независимо друг от друга, хотя численно они обозначаются одинаково. Так, $L_e(e^-) = L_e(\nu_e) = +1$, $L_e(e^+) = L_e(\bar{\nu}_e) = -1$, а L_e всех остальных частиц (например, γ -кванта, π -мезона, нейтрона и протона), включая μ^+ , μ^- , ν_{μ} и $\bar{\nu}_{\mu}$, равны нулю. Аналогично $L_{\mu}(\mu^-) = L_{\mu}(\nu_{\mu}) = +1$, $L_{\mu}(\mu^+) = L_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) = -1$, $L_{\mu}(\gamma, \pi, n, p, e^{\pm}, \nu_e, \bar{\nu}_e) = 0$. В правильной схеме μ^+ -распада ($\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_{\mu}$) значения L_{μ} слева и справа равны -1 , а $L_e = 0$, т.е. оба лептонных числа сохраняются

¹⁵ Ю. Швингер вместе с Р. Фейнманом и С. Томонагой в 1965 г. получили Нобелевскую премию за создание релятивистской квантовой электродинамики.

¹⁶ Закон сохранения лептонного электронного числа L_e (как единственный до введения L_{μ}) широко использовался при интерпретации β -распада.

неизменными. Что касается схемы $\mu^+ \rightarrow e^+ + e^- + \nu_e$, то в ней слева $L_e = 0$, а $L_\mu = -1$, а справа $L_e = -1$, а $L_\mu = 0$. Такое же несоответствие в значениях L_e и L_μ наблюдается в схеме $(\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma)$ -распада. Мы так подробно остановились на этом вопросе потому, что с понятием лептонных зарядов будем неоднократно встречаться и в последующих разделах статьи.

А в заключение этого раздела обращаем внимание на простоту интерпретации схемы $(\pi \rightarrow \mu)$ -распада с помощью лептонных чисел. Мы уже говорили, что из характера наблюдаемых событий распада π^+ -мезонов следует, что они сопровождаются испусканием положительного мюона и нейтрино. Из сказанного выше очевидно, что это должно быть мюонное нейтрино:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad (14)$$

так как $L_\mu(\pi^+) = 0$, $L_\mu(\mu^+) = -1$ и $L_\mu(\nu_\mu) = +1$, а L_e у всех трех частиц равны нулю. Аналогично выглядит схема распада отрицательных π -мезонов в вакууме (воздухе), где они не успевают поглотиться ядрами до своего распада:

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \quad (15)$$

3.4. Закон сохранения пространственной четности и экспериментальное доказательство его нарушения в β - и $(\pi \rightarrow \mu \rightarrow e)$ -распадах

Одним из важных законов сохранения, который выполняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях, является закон сохранения пространственной четности P . Согласно этому закону квадрат модуля волновой функции, описывающей вероятность найти частицу в данной точке пространства (x, y, z) , удовлетворяет свойству зеркальной симметрии, т.е. условию

$$|\psi(-x, -y, -z)|^2 = |\psi(x, y, z)|^2. \quad (16)$$

Этот результат — следствие симметрии гамильтониана уравнения Шрёдингера. Из (16) с учетом свойств комплексных функций с одинаковыми модулями и зеркальной симметрии функций $\psi(x, y, z)$ и $\psi(-x, -y, -z)$ следует, что, во-первых, сами волновые функции в этом случае должны быть либо четными, либо нечетными:

$$\psi(-x, -y, -z) = \pm \psi(x, y, z), \quad (17)$$

а, во-вторых, угловое распределение вылетающих частиц должно быть симметричным относительно углов θ и $\pi - \theta$ (вспомните связь между прямоугольной и сферической системами координат). Поэтому в случае выполнения закона сохранения P -четности в разложении функции углового распределения по $\cos \theta$ не должно быть членов с нечетными степенями $\cos \theta$. Это подтверждается экспериментальным изучением угловых распределений α -частиц и γ -квантов, испускаемых при соответствующих радиоактивных распадах, а также частиц, образующихся в процессах ядерных реакций в результате сильных и электромагнитных взаимодействий. Образно можно сказать, что в случае сильного и электромагнитного взаимодействий природа не отличается правого от левого.

В 1956 г. физики-теоретики Т. Ли и Ч. Янг доказали, что в слабом взаимодействии закон сохранения четно-

сти нарушается (см. раздел 6.1). Экспериментально для β -распада это было доказано в 1957 г. в изящном, но очень трудном опыте Ц. Ву, для проведения которого потребовалось поляризовать атомные ядра, для чего были необходимы магнитные поля напряженностью $\sim 10^5$ Гс и чрезвычайно низкие температуры $\sim 0,01$ К. В результате опыта было показано, что поляризованные ядра $^{60}_{29}\text{Co}$ испускают электроны преимущественно против направления спина ядра, т.е. что в β -распаде отсутствует зеркальная симметрия и, следовательно, нарушается закон сохранения четности¹⁷.

В соответствии с универсальной теорией слабого взаимодействия нарушение сохранения четности должно иметь место в любом слабом процессе, включая, например, $(\pi \rightarrow \mu \rightarrow e)$ -распад и распад странных частиц (см. раздел 6.5). В $(\pi \rightarrow \mu \rightarrow e)$ -распаде нарушение P -четности должно приводить к асимметрии вылета электронов (позитронов) относительно спина мюона. Фотоэмульсионный метод позволяет обнаружить этот эффект в столь же изящном, как и опыт Ву, но совсем не трудном эксперименте. Дело в том, что в процессе $(\pi \rightarrow \mu)$ -распада мюон образуется в поляризованном состоянии автоматически. Схематически это видно из рис. 2а, где тонкими стрелками показаны направления импульсов мюона и нейтрино, а двойными — их спиральности (проекции спинов на импульсы). Из законов сохранения импульса и углового момента (момента количества движения), а также с учетом того, что спин π -мезона равен нулю (см. раздел 4.1), а нейтрино имеет левую спиральность (см. раздел 3.6), получается, что образующийся при распаде π -мезона положительный мюон также приобретает левую спиральность.

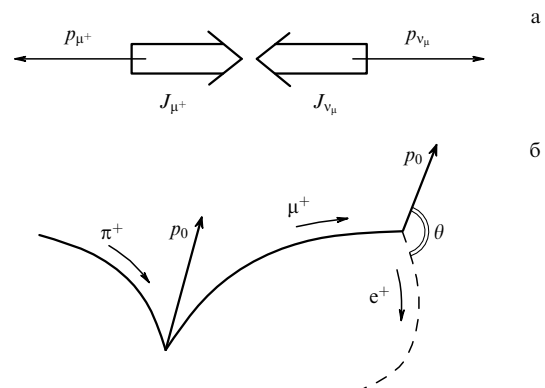


Рис. 2. Свойства $(\pi \rightarrow \mu \rightarrow e)$ -распада: (а) поляризация мюонов в процессе $(\pi \rightarrow \mu)$ -распада; (б) асимметрия вылета позитронов в процессе $(\mu \rightarrow e)$ -распада.

Что автоматически — это, конечно, хорошо! Но спрашивается: как это увидеть? Ведь спин в фотоэмульсии увидеть невозможно! Тогда возникает вопрос: как можно изучать угловую асимметрию позитронов относительно спина мюонов, который не виден? И вот здесь начинается самое интересное. Да, спин не видно, но мы знаем, как он был направлен у μ^+ в момент $(\pi^+ \rightarrow \mu^+)$ -распада — против импульса. И также знаем, что в

¹⁷ Отметим, что в другом опыте, поставленном с β^+ -радиоактивным изотопом $^{58}_{29}\text{Co}$, позитроны вылетали преимущественно в направлении спина ядра.

процессе торможения мюона, когда его импульс меняется и по величине, и по направлению, направление спина измениться не может, так как оно связано с направлением магнитного момента, которое можно изменить только с помощью магнитного поля, а его в опыте не было. Итак, если в эксперименте будет наблюдаться асимметрия вылета позитронов относительно импульса p_0 мюона в момент его образования (рис. 2б), то это будет свидетельствовать о нарушении четности в ($\mu \rightarrow e$)-распаде. Опыт дал асимметрию

$$dN \sim (1 - a \cos \theta), \quad (18)$$

где $a > 0$. Большая часть позитронов ($\mu^+ \rightarrow e^+$)-распада летит против направления начального импульса мюона, т.е. по направлению его спина (рис. 2а). Этот результат в точности совпадает с предсказаниями универсальной теории слабого взаимодействия (сравните с β^+ -распадом $^{58}_{29}\text{Co}$).

3.5. Экспериментальное подтверждение существования и различия электронного и мюонного нейтрино.

Искровая камера

В данном разделе мы расскажем о двух замечательных экспериментах, в которых было подтверждено существование и различие электронного и мюонного нейтрино. Идея этих экспериментов лучше всего можно понять, если воспользоваться введенными выше законами сохранения лептонных зарядов. В соответствии с этими законами $\beta^\pm$ -распад ядер, который сводится к превращению одного протона (нейтрона) ядра в нейтрон (протон), происходит по схемам



удовлетворяющим как законам сохранения лептонных, так и электрических зарядов. Подчеркнем еще раз, что несмотря на отсутствие электрического заряда $\bar{\nu}_e$ и $\bar{\nu}_\mu$ столь же различны, как e^- и e^+ (у них различные значения L_e). Поэтому их нельзя менять местами в схемах (19) и (20). Однако оба упомянутых закона сохранения разрешают переносить частицу из левой части схемы реакции распада в правую и, наоборот, с заменой ее на античастицу (так называемая алгебра частиц и античастиц). В результате из схем $\beta^\pm$ -распада получаются схемы обратного β -распада:



На использовании схемы (21) и основана идея экспериментального доказательства существования электронного нейтрино (точнее антинейтрино).

Опыт был поставлен в 1953 г. К. Коуэном и Ф. Рейнесом [10], которые в качестве источника $\bar{\nu}_e$ использовали пучок электронных антинейтрино, испускаемых ядерным реактором. Схема установки изображена на рис. 3а. Она состоит из трех больших ($1,9 \times 1,3 \times 0,6$ м) баков-детекторов D_1, D_2, D_3 , разделенных двумя баками-мишенями толщиной по 7 см. Баки-детекторы были заполнены сцинтилляционной жидкостью и просматривались 110-ю фотоумножителями, баки-мишени — водой, содержащей растворимую соль кадмия. Установка размещалась глубоко под зем-

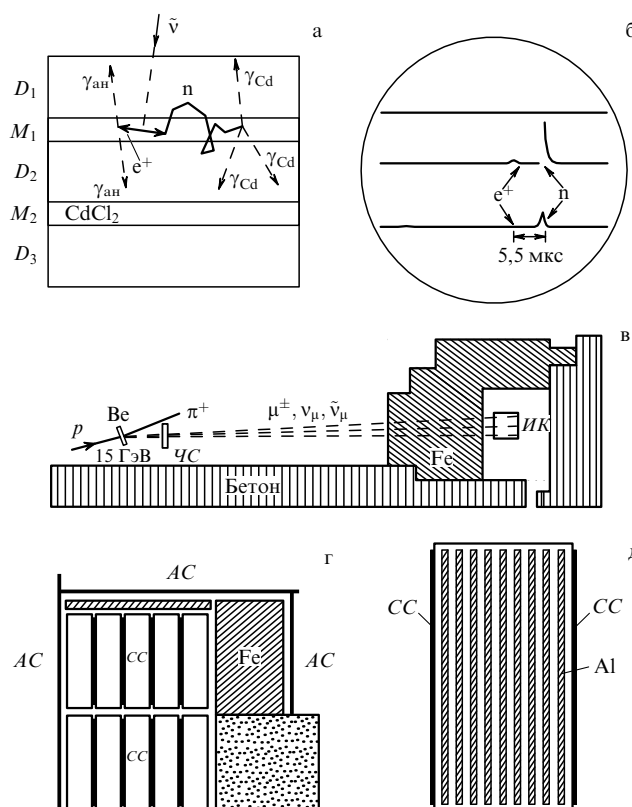


Рис. 3. Схемы экспериментов по доказательству существования ν_e и ν_μ : (а) схема опыта Рейнеса и Коуэна; (б) фотография сигналов от аннигиляции позитронов и захвата нейтрона в кадмии; (в) схема опыта Ледермана и др.; (г) схема искровой камеры; (д) одна из ее секций.

лей в районе реактора и была защищена от его нейтронного и γ -излучения свинцом и парафином.

Как следует из реакции (21), при взаимодействии реакторного антинейтрино с протоном мишени должны возникать нейтрон и позитрон. Нейтрон в результате соударений с ядрами замедляется до тепловой энергии, диффундирует и в конце концов поглощается кадмием с испусканием нескольких γ -квантов с общей энергией до 10 МэВ, которые регистрируются схемой совпадений детекторов D_1 и D_2 . Аналогично регистрируются γ -кванты от аннигиляции позитрона с одним из электронов атомов мишени ($E_{2\gamma} \simeq 1$ МэВ). Из-за времени, потраченного нейтроном на замедление и диффузию, сигнал от его захвата в кадмии приходит позже сигнала от аннигиляции. Кроме того, эти сигналы отличаются по амплитудам. Анализ сигналов по амплитуде и времени сдвига между ними проводился с помощью анализатора и трехлучевого осциллографа (рис. 3б). Время облучения установки составляло 1400 ч, средняя скорость регистрации $2,88 \pm 0,22$ события в час. Оценка сечения взаимодействия процесса (21) дала $\sigma \simeq 10^{-43}$ см². Этот результат был подтвержден серией контрольных опытов. Важно подчеркнуть, что в отличие от предыдущих косвенных экспериментов, в которых измерялся эффект, обусловленный вылетом нейтрино из изучаемой β -радиоактивной мишени, в опыте Рейнеса и Коуэна было зарегистрировано прямое взаимодействие с протоном мишени *свободного* антинейтрино, испущенного *удаленным* от мишени источником. В 1995 г. Ф. Рейнес

был удостоен Нобелевской премии [11] (К.Л. Коуэна в это время уже не было в живых).

Существование мюонного нейтрино и отличие его от электронного было доказано экспериментально в 1962 г. в опыте Л. Ледермана, М. Шварца, Д. Штейнбергера и др. [12], выполненном на 30-миллиардном ускорителе протонов в Брукхейвене (США). Идея эксперимента заключается в исследовании реакции взаимодействия нуклонов с мюонными нейтрино ν_μ и антинейтрино $\bar{\nu}_\mu$, которые в случае $\nu_\mu \neq \nu_e$ и $\bar{\nu}_\mu \neq \bar{\nu}_e$ должны происходить не по схемам (21) и (22) с заменой ν_e на ν_μ и $\bar{\nu}_e$ на $\bar{\nu}_\mu$, а по новым схемам, удовлетворяющим закону сохранения мюонного лептонного заряда:

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p, \quad (23)$$

$$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n. \quad (24)$$

Схема эксперимента показана на рис. 3в. Мюонные нейтрино ν_μ и антинейтрино $\bar{\nu}_\mu$ возникали в процессах (14) и (15) распада $\pi^\pm$ -мезонов, рождающихся с энергией ~ 15 ГэВ на бериллиевой мишени ускорителя. Для детектирования процессов (23) и (24) использовалась большая (10-тонная) искровая камера ИК, в которой треки заряженных частиц представляют собой цепочки из искр, образующихся вдоль траекторий частиц в зазорах между пластинами камеры при подаче на них высокого напряжения (5 кВ). При этом по структуре искровых цепочек треки мюонов можно отличить от треков электронов.

Камера состояла из 10 секций с 9 алюминиевыми пластинами размером $110 \times 110 \times 2,5$ см, собранными с зазором 1 см. Секции были отделены друг от друга плоскими сцинтилляционными счетчиками, включенными в схему совпадений с черенковским счетчиком ЧС, фиксирующим прохождение пучка $\pi^\pm$ -мезонов (рис. 3г, д). Запуск камеры (подача на ее пластины высокого напряжения) производился в момент срабатывания этой схемы совпадений, т.е. только от изучаемого события типа (23) или (24). Для защиты от быстрых $\pi^\pm$ -мезонов и мюонов камера была помещена внутри специально построенного домика из бетона, стали, свинца и парафина, а также окружена системой сцинтилляционных счетчиков, включенных в схему антисовпадений¹⁸.

Всего за 350 ч облучения было зарегистрировано 60 событий типа (23) и (24), которые по структуре искровых цепочек резко отличались от событий типа (21), (22). Таким образом, в описанном эксперименте было доказано, что $\nu_\mu \neq \nu_e$ и $\bar{\nu}_\mu \neq \bar{\nu}_e$. Позднее в дополнительном эксперименте [13] с еще более тяжелой искровой камерой (45 т) были изучены события, вызванные одними только ν_μ (без примеси $\bar{\nu}_\mu$), и показано, что они приводят к образованию только μ^- (без примеси μ^+), откуда следует, что $\bar{\nu}_\mu \neq \nu_\mu$.

3.6. Открытие τ -лептона и экспериментальное доказательство существования τ -нейтрино

В 1975–1978 гг. М. Перл открыл [14] третий тип заряженных лептонов, который так и был назван — τ -лептон (от первой буквы греческого слова *τρίτων* —

третий). Его масса $m_\tau = 1777 \pm 3$ МэВ, что несколько многовато (почти $2m_p$) для "легкой" частицы (лептон означает легкий). Однако по всем остальным свойствам τ -лептон вполне подобен электрону и мюону. Это двухзарядная частица (τ^+ и τ^-) со спином 1/2 и временем жизни $\tau_\tau \simeq 3 \times 10^{-13}$ с, распадающаяся по нескольким каналам с неперенным участием в схемах распада третьего вида нейтрино — τ -нейтрино ν_τ (и τ -антинейтрино $\bar{\nu}_\tau$):

$$\begin{aligned} \tau^- &\rightarrow \begin{cases} \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau, \\ e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau, \\ \pi^- + \nu_\tau, \\ \rho^- + \nu_\tau, \end{cases} & \tau^+ &\rightarrow \begin{cases} \mu^+ + \nu_\mu + \bar{\nu}_\tau, \\ e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\tau, \\ \pi^+ + \bar{\nu}_\tau, \\ \rho^+ + \bar{\nu}_\tau. \end{cases} \end{aligned} \quad (25)$$

Заметим, что открытие τ -лептонов тоже не обошлось без экзотики. Правда, на этот раз она возникла не стихийно, как в рассмотренных ранее случаях, а была заранее задумана. Дело в том, что τ -лептон искали по аномальным событиям вида

$$e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + e^- \quad (\text{или} \quad \mu^- + e^+), \quad (26)$$

которых, казалось бы, не должно существовать из-за нарушения законов сохранения лептонных чисел в выражении (26). Но расскажем обо всем по порядку.

Поиски τ -лептонов проводились в экспериментах на встречных e^+e^- -пучках накопительного кольца СПИР Стэнфордского линейного ускорителя с помощью магнитного детектора, в состав которого входили плоские и цилиндрические искровые камеры и ливневые и черенковские счетчики. Такой детектор позволял регистрировать процессы e^+e^- -аннигиляции с образованием, по крайней мере, двух заряженных частиц с достаточно большим временем жизни, например такие:

$$e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-, \quad e^+ + e^- \rightarrow \pi^+ + \pi^-. \quad (27)$$

Рождение τ -лептонов по аналогичной схеме

$$e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^- \quad (28)$$

детектор зафиксировать не мог, так как они из-за короткого времени жизни распадались поблизости от места рождения, не долетев до установки (рис. 4). Поэтому обнаружить τ -лептон можно было только по заряженным продуктам его распада. При этом надо

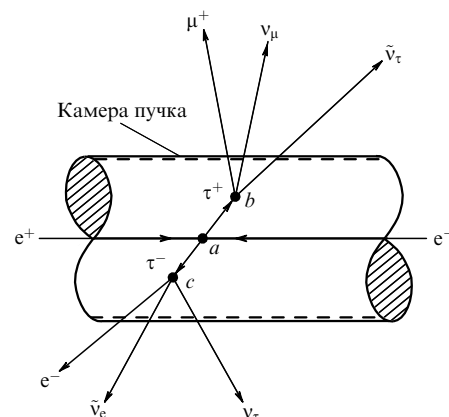


Рис. 4. Схема рождения и распада τ -лептонов.

¹⁸ Во время экскурсии участников конференции по физике высоких энергий 1960 г. по кольцу строящегося Брукхейвенского ускорителя экскурсовод, в частности, рассказал, что для сооружения передней стенки домика будут использованы броневые плиты от устаревших линейных кораблей военно-морского флота.

было выбрать такие схемы распада τ -лептонов, в которых образуются частицы, не встречающиеся в других процессах аннигиляции (например, типа (27)). Этому условию можно удовлетворить, если τ^+ -лептон будет распадаться по схеме $\tau^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \tilde{\nu}_\tau$, а τ^- — по схеме $\tau^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\tau$. Тогда процесс рождения и распада τ -лептонов, идущий по суммарной схеме

$$e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^- \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \tilde{\nu}_\tau + e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\tau, \quad (29)$$

будет выглядеть в изображении детектора (который не видит ни τ -лептонов, ни нейтрино) как "аномальные" процессы типа (26). Детальный анализ этих "аномальных" процессов позволил сначала оценить массу τ -лептона ($\sim 1,8$ ГэВ), а впоследствии установить правильную схему распада (25).

Дальнейшие успехи в определении свойств нового лептона были связаны с подробным исследованием электронной моды этой схемы $\tau^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\tau$, в частности спектра электронов, которое показало, что особенности ($\tau^- \rightarrow e^-$)-распада согласуются с универсальной теорией слабого взаимодействия, и позволило определить точное значение массы τ -лептона, время жизни (значение которого согласуется с ожиданиями теории для частицы с данной массой) и спин ($1/2$), а также оценить массу τ -нейтрино ($m_{\nu_\tau} < 35$ МэВ). Из соотношения ширины распадов τ -лептонов по разным каналам следует, что спин ν_τ равен $1/2$.

В свете сказанного выше естественно считать, что τ -лептон действительно аналогичен по свойствам двум другим заряженным лептонам — электрону и мюону и, так же как они, должен характеризоваться новым лептонным числом L_τ , которое равно $+1$ для τ^- и ν_τ , -1 для τ^+ и $\tilde{\nu}_\tau$ и нулю для всех остальных частиц (включая e^- , e^+ , μ^- , μ^+ , ν_e , $\tilde{\nu}_e$, ν_μ и $\tilde{\nu}_\mu$). И так же как электрон и мюон, τ -лептон можно считать точечной частицей с радиусом $R < 10^{-16}$ см.

С открытием τ -лептона общее количество заряженных лептонов и соответствующих им нейтрино (такие пары называют поколениями) возросло до трех. И если с первым поколением уже давно было ясно, "для чего оно существует" — электрон для формирования атомных оболочек, а электронное нейтрино для участия в солнечных циклах Бете, то после открытия второго поколения (μ и ν_μ) проблема существования мюона (почти "копии" электрона, кроме массы) встала очень остро и была сформулирована в виде вопроса: зачем нужен мюон? И вот теперь еще одна "копия"! Зачем? По мнению теоретиков, ответ на эти вопросы существует. Но мы познакомим вас с ним после того, как поговорим о двух важных вещах: нарушении СР-инвариантности в распаде К-мезонов (см. раздел 6.7) и существовании трех поколений кварков (см. раздел 8.3).

А сейчас расскажем о том, что нам удалось извлечь из интернета о совершенно фантастическом эксперименте на рассматриваемую тему. 21.07.2000 г. международная коллаборация 54 физиков из США, Японии, Кореи и Греции, работающих в Лаборатории им. Ферми (Батавия, США), объявила о получении экспериментального доказательства существования давно предсказанного τ -нейтрино ν_τ . В работе было обнаружено четыре взаимодействия ν_τ с атомными ядрами (т.е. с протонами и нейтронами ядра) по схемам (23), (24) с заменой в них ν_μ , $\tilde{\nu}_\mu$, μ^- , μ^+ на ν_τ , $\tilde{\nu}_\tau$, τ^- , τ^+

соответственно:

$$\nu_\tau + n \rightarrow \tau^- + p, \quad \tilde{\nu}_\tau + p \rightarrow \tau^+ + n. \quad (30)$$

Существование ν_τ удалось доказать только через 38 лет после опыта, в котором было обнаружено ν_μ (1962 г.), и через 47 лет (1953 г.) после получения первых сведений о существовании ν_e ¹⁹.

Работа началась в 1997 г., когда на тэватроне был получен интенсивный пучок нейтрино, содержащий, по мнению физиков, ν_τ . Пучок проходил через трехфотовую мишень детектора DONUT (Direct Observation of the Nu Tau), состоящую из чередующихся железных пластин и слоев фотозмульсии. Одно из 10^{12} ν_τ взаимодействовало с ядрами железа и образовывало τ -лептон, который оставлял в эмульсии специфический трек длиной ~ 1 мм. Физикам потребовалось 3 года, чтобы обнаружить эти треки и идентифицировать их как следы τ -лептонов и продукты их распада. Заметим, что в современном варианте описанного в разделе 3.2 фотозмульсионного метода используются просмотрные установки с видеокамерами, контролируемые компьютером, которые позволяют получать трехмерное изображение треков частиц, зафиксированных в эмульсии.

Электроника детектора DONUT (общая длина его составляла 50 футов!) записала 6×10^6 потенциальных взаимодействий, анализ которых позволил выделить из них около 1000 кандидатов в искомые события. И только четыре из них оказались взаимодействиями по схемам (30). К сожалению, это все, что мы можем рассказать о таком сверхэкзотическом эксперименте. Настоящих публикаций с описанием установки и обработки результатов пока нет, а то, о чем мы говорили выше, основано всего лишь на заявочном сообщении о сделанном открытии.

3.7. Что известно о ν_e , ν_μ и ν_τ сегодня

В заключение разговора о заряженных и нейтральных лептонах несколько слов о том, что известно о нейтрино всех трех поколений в настоящее время. Согласно наиболее общепринятой точке зрения, которая восходит к теории Дирака и пока не привела к противоречию с экспериментами, все виды нейтрино (ν) и антинейтрино ($\tilde{\nu}$) имеют спин $1/2$ и очень близкую к нулю (или просто равную ему) массу. Все ν имеют левую, а $\tilde{\nu}$ — правую спиральность. Все ν и $\tilde{\nu}$ участвуют только в слабом и гравитационном взаимодействиях. Сечение взаимодействия ν_e с веществом (нуклонами) при $E_\nu \simeq 1$ МэВ равно около 10^{-43} см² и вначале квадратично, а затем линейно растет с энергией, достигая значения $0,7 \times 10^{-38}$ см² при $E_\nu \simeq 1$ ГэВ. У электронного нейтрино предполагается наличие магнитного момента (который нужен для одного из возможных объяснений дефицита солнечных нейтрино).

Современные экспериментальные и теоретические оценки масс нейтрино таковы: $m_{\nu_e} < 2,5$ эВ (из β -распада

¹⁹ Легенда (добытая в интернете) гласит, что в связи с описываемым открытием лауреат Нобелевской премии по физике Л. Ледерман сказал примерно следующее: "Когда мы открыли ν_μ , то число разных типов нейтрино возросло от одного до двух. Теперь же я узнаю, что их стало три, в связи с чем предвижу народное возмущение: что же вы, парни, не могли сразу договориться, сколько их будет — два или три!" Ледерман, конечно, пошутил, потому что, как и мы с вами, прекрасно знал, что "парни" давно договорились о трех типах нейтрино. Другое дело, что третьего пришлось ждать очень долго.

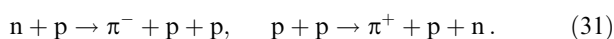
третия [15]), $m_{\nu_\mu} < 0,17$ МэВ (из $(\pi \rightarrow \mu)$ -распада); $m_{\nu_\tau} < 24$ МэВ (из распада τ -лептона). По астрофизическим оценкам $m_{\nu_e} + m_{\nu_\mu} + m_{\nu_\tau} < 40$ эВ. Оценки, полученные с помощью другой теоретической модели (так называемого механизма seesaw), дают $m_{\nu_e} \leq 2 \times 10^{-4}$ эВ, $m_{\nu_\mu} \leq 3 \times 10^{-3}$ эВ, $m_{\nu_\tau} \leq 10^{-1}$ эВ.

При $m_\nu \neq 0$ возможны нейтринные осцилляции, которые должны приводить к преобразованию нейтрино одного аромата в другой. Экспериментально они пока с достоверностью не наблюдались ни для солнечных, ни для атмосферных, ни для реакторных, ни для ускорительных нейтрино. Проблему равенства или отличия от нуля массы электронного нейтрино пытаются решить с помощью очень трудных экспериментов (проводимых глубоко под землей с использованием особо чувствительных установок) по поиску безнейтринного двойного β -распада ($2\beta 0\nu$), обнаружение которого будет свидетельствовать согласно теории Майорана о том, что $m_{\nu_e} \neq 0$. В теории Майорана в отличие от теории Дирака предполагается, что $\nu \equiv \bar{\nu}$, т.е. нейтрино считается истинно нейтральной частицей, которая, однако, может существовать в двух различных поляризационных состояниях: левом и правом. Разная поляризация позволяет отличать левые нейтрино от правых столь же уверенно, как лептонный заряд различает дираковские нейтрино от антинейтрино. Таким образом, несмотря на то что в теории Майорана лептонное число не сохраняется, она не придет в противоречие с экспериментом в случае, если будет доказана ее справедливость. По последним данным наилучшая оценка нижней границы периода полураспада для $2\beta 0\nu$ -процесса, полученная коллаборацией Гейдельберг–Москва, равна $T_{1/2}(2\beta 0\nu) > 5,7 \times 10^{25}$ лет, что дает для верхней границы майорановской массы электронного нейтрино $m_{\nu_e}^{(M)} \leq 0,2$ эВ [16]. Подробнее о свойствах нейтрино, двойном β -распаде, нейтринных осцилляциях и других теоретических и экспериментальных вопросах нейтринной физики можно прочесть в обзорах [17, 18].

4. Получение π -мезонов в лабораторных условиях и изучение их свойств и взаимодействий

Из отмеченного в разделе 3.2 существования сильного ядерного поглощения π -мезонов следует большая вероятность обратного процесса — рождения π -мезонов при ядерных взаимодействиях. В разделе 2 мы говорили, что именно в таких процессах π -мезоны рождаются в природе под действием протонов достаточно высокой энергии. А это означает, что π -мезоны можно получать искусственно в лабораторных условиях при использовании протонных (и нейтронных) пучков, если их энергия превосходит порог рождения π -мезона.

Простейшими реакциями рождения $\pi^\pm$ -мезонов, удовлетворяющими законам сохранения энергии, импульса, электрического заряда и барионного числа (в нашем случае — числа нуклонов, про которое было известно, что оно сохраняется во всех обычных ядерных реакциях, а также при α - и β -распадах), являются



Порог этих реакций может быть определен из законов сохранения энергии и импульса и равен $T^{\min} = 290$ МэВ.

Если в качестве мишени использовать не протоны, т.е. жидкий или газообразный (при высоком давлении) водород, а более тяжелые элементы (например, бериллий или медь), то из-за фермиевского движения нуклонов в ядрах мишени порог реакции снижается примерно до 200 МэВ. В этом случае становятся возможными процессы рождения $\pi^\pm$ -мезонов не только на протонах, но и на нейтронах ядерной мишени:



Образовавшиеся в реакциях (31)–(34) $\pi^\pm$ -мезоны формируются с помощью магнитных каналов в пучки и используются для изучения как свойств самих $\pi^\pm$ -мезонов, так и реакций их взаимодействия с нуклонами и ядрами.

4.1. Масса, время жизни, спин и внутренняя четность $\pi^\pm$ -мезонов. СРТ-теорема. Принцип детального равновесия

Прежде всего с помощью интенсивных пучков $\pi^\pm$ -мезонов были определены точные значения их масс и времена жизни, а также массы и времена жизни мюонов:

$$m_{\pi^\pm} = 273,13 m_e, \quad \tau_{\pi^\pm} = 2,6 \times 10^{-8} \text{ с}, \quad (35)$$

$$m_{\mu^\pm} = 206,77 m_e, \quad \tau_{\mu^\pm} = 2,2 \times 10^{-6} \text{ с} \quad (36)$$

(приведены не самые точные значения).

Очевидно, что оба времени жизни определяются слабым взаимодействием, так как они достаточно велики. Более быстрые электромагнитные каналы распада у $\pi^\pm$ -мезонов ($\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \gamma$ и $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma$), как мы видели в разделе 3.2 и подробнее обсуждали в разделе 3.3, отсутствуют. Заметим, кроме того, что подобно электрону и позитрону π^+ и π^- , а также μ^+ и μ^- являются частицей и античастицей, в связи с чем они согласно СРТ-теореме²⁰ имеют одинаковые массы, спины и времена жизни.

Кроме массы и времени жизни с помощью пучков $\pi^\pm$ -мезонов были определены и другие важные параметры этих частиц, в частности их спин J и внутренняя четность P . Из структуры реакции рождения $\pi^\pm$ -мезонов (31)–(34) очевидно, что $\pi^\pm$ -мезоны относятся к классу бозонов, т.е. их спин может быть только целым (0, 1, 2... в единицах $\hbar$), так как нуклоны, участвующие в реакциях, имеют полуцелый спин (1/2). Чтобы выбрать из этого набора правильное значение спина π -мезона, был применен принцип детального равновесия к двум взаимно обратным реакциям



²⁰ СРТ-теорема Людерса–Паули (1955 г.) утверждает, что в любом взаимодействии инвариантно произведение трех инверсий: операции зарядового сопряжения (C), зеркального отражения (P) и обращения времени (T). СРТ-теорема опирается на лоренц-инвариантность и известную связь между спином и статистикой (частицы с полуцелым спином подчиняются статистике Ферми–Дирака, с целым — статистике Бозе–Эйнштейна), т.е. она справедлива для всех локальных теорий (в которых предполагается выполняющимся принцип причинности).

Согласно этому принципу между дифференциальными сечениями обеих реакций

$$\frac{d\sigma(\pi^+ \frac{1}{2}\text{H})}{d\omega} \quad \text{и} \quad \frac{d\sigma(pp)}{d\omega},$$

измеренными при соответствующих импульсах π^+ -мезона p_{π^+} и протона p_p (в системе центра инерции), и спинами протона ($J_p = 1/2$), дейтрона ($J = 1$) и π^+ -мезона ($J_{\pi^+} = ?$) существует соотношение

$$(2J_p + 1)^2 p_p^2 \frac{d\sigma_{pp}(\theta)}{d\omega} = (2J_{\frac{1}{2}\text{H}} + 1)(2J_{\pi^+} + 1) p_{\pi^+}^2 \frac{d\sigma_{\pi^+ \frac{1}{2}\text{H}}(\theta)}{d\omega}, \quad (39)$$

в котором единственной неизвестной величиной является спин π^+ -мезона J_{π^+} . Из измерений сечений, сделанных для прямого и обратного процессов, для спина π^+ -мезона было получено значение $J_{\pi^+} = 0$. π^- -мезон, как античастица π^+ -мезона, также имеет нулевой спин.

В разделе 3.4 мы говорили о том, что в сильных и электромагнитных взаимодействиях выполняется закон сохранения четности, который накладывает некоторые ограничения (что-то разрешает, что-то запрещает) на рассматриваемые процессы. Поэтому важно уметь определять внутреннюю четность каждой частицы, участвующей в сильном или электромагнитном процессе, а также применять закон сохранения четности в процессах ее взаимодействия с другими частицами. Покажем, как это делается, на примере вычисления внутренней четности π^- -мезона.

Для этой цели была использована реакция



идущая под действием медленных π^- -мезонов, т.е. при $l_{\pi} = 0$. Из этого следует, что полные угловые моменты $(\pi^- + \frac{1}{2}\text{H})$ -системы и пары нейтронов, а также взаимный орбитальный момент нейтронов l_n равны единице. Что касается четности P , то, используя свойство ее мультипликативности, получим для $(\pi^- + \frac{1}{2}\text{H})$ -системы

$$P(\pi^- + \frac{1}{2}\text{H}) = P_{\pi^-} P_{\frac{1}{2}\text{H}} (-1)^{l_{\pi}} = P_{\pi^-}, \quad (41)$$

где множитель $(-1)^{l_{\pi}}$ характеризует (как это доказывается в квантовой механике) четность волновой функции, описывающей относительное движение пары взаимодействующих частиц $(\pi^- + \frac{1}{2}\text{H})$, а $P_{\frac{1}{2}\text{H}} = +1$, так как оба нуклона, входящие в него, находятся в s -состоянии ($l = 0$).

Аналогично для четности пары нейтронов имеем

$$P_{2n} = P_n^2 (-1)^{l_n} = -1. \quad (42)$$

И так как согласно закону сохранения четности оба полученных результата (41) и (42) должны быть равны, то для четности π^- -мезона получим $P_{\pi^-} = -1$; π^+ -мезон, как античастица π^- -мезона, имеет такую же внутреннюю четность, поскольку оба они являются бозонами (античастица фермиона имеет противоположную четность). Частицы с нулевым спином и отрицательной внутренней четностью называются псевдоскалярами.

4.2. π^0 -мезон и его свойства:

масса, время жизни, спин и C -четность

Вспоминая схему рассуждений Юкавы о виртуальных π -мезонах — переносчиках ядерного взаимодействия, легко "предсказать", что наряду с π^+ - и π^- -мезонами

должен существовать и нейтральный π -мезон π^0 . Действительно, по Юкаве pn -взаимодействие можно представить как виртуальное (на время $\Delta t \sim 10^{-23}$ с) преобразование протона в пару $n + \pi^+$ с последующим захватом π^+ -мезона близко расположенным нейтроном, который превращается в протон. Аналогично можно объяснить np -взаимодействие, представив нейтрон на ядерное время в виде $p + \pi^-$ с последующим поглощением виртуального π^- -мезона соседним протоном, который превращается в нейтрон. Таким образом, в обоих случаях p и n как бы меняются местами, в чем наглядно и проявляется обменное ядерное взаимодействие между ними. Однако совершенно очевидно, что с помощью π^+ - и π^- -мезонов (поодиночке) невозможно объяснить существующее в ядрах взаимодействие между однотипными нуклонами pp и nn . Для этого нужен π^0 -мезон²¹ с примерно такой же, как и у $\pi^{\pm}$ -мезонов, массой.

Конечно, такого рода "предсказание" выглядит не очень убедительно, тем не менее π^0 -мезон был действительно открыт при изучении особенностей рождения $\pi^{\pm}$ -мезонов в реакциях с быстрыми протонами на ускорителях. Оказалось, что при энергии протонов, превышающей порог рождения $\pi^{\pm}$ -мезонов, одновременно с ними образуется аномально большое количество γ -квантов с энергией около 70 МэВ, что ни количественно, ни качественно не похоже на разрешенное теорией тормозное излучение. Разгадка этого экзотического явления оказалась совсем простой. Кроме реакций (31)–(34), в которых рождаются π^+ - и π^- -мезоны, при взаимодействии протонов и нейтронов с нуклонами мишени ускорителя идут реакции рождения π^0 -мезонов с примерно такой же массой, как у $\pi^{\pm}$ -мезонов (~ 140 МэВ):



Образовавшиеся π^0 -мезоны распадаются по электромагнитной схеме на два γ -кванта:



с энергией у каждого из них $140 : 2 = 70$ МэВ.

Позднее подобная интерпретация описанного эксперимента была подтверждена в других опытах, которые позволили оценить значения массы π^0 -мезона ($264m_e$) и времени жизни ($0,84 \times 10^{-16}$ с). π^0 -мезон является истинно нейтральной частицей, т.е. тождественно совпадает со своей античастицей. Про такие частицы говорят, что они имеют определенную зарядовую четность C , равную $+1$ или -1 . Схема рассуждений, приводящих к понятию C -четности, близка к использованной нами при введении понятия пространственной (P) четности в разделе 3.4.

Совпадение античастицы π^0 -мезона с самим π^0 -мезоном на квантовомеханическом языке означает, что операция зарядового сопряжения $\hat{C}$ не меняет квадрата

²¹ С помощью нейтральной пары $\pi^+ \pi^-$ -мезонов обменное взаимодействие между однотипными нуклонами объяснить можно, но тогда в соответствии с (2) из-за удвоенной массы пары π -мезонов получится вдвое меньший радиус ядерных сил.

модуля волновой функции π^0 -мезона:

$$\hat{C}|\Psi_{\pi^0}\rangle^2 = |\Psi_{\pi^0}\rangle^2, \quad (48)$$

откуда следует, что сама волновая функция удовлетворяет условию

$$\hat{C}\Psi_{\pi^0} = \pm\Psi_{\pi^0}, \quad (49)$$

т.е. характеризуется либо положительной, либо отрицательной C -четностью. Нетрудно понять, что C -четность π^0 -мезона положительна ($C_{\pi^0} = +1$). Это вытекает из следующего рассуждения. Среди известных нам частиц существует еще одна истинно нейтральная, причем ее C -четность отрицательна. Это γ -квант. Он имеет отрицательную C -четность, потому что все векторы электромагнитного поля (в том числе γ -квант) меняют знак при замене знака электрического заряда:

$$\hat{C}\Psi_{\gamma} = -\Psi_{\gamma}, \quad \text{т.е.} \quad C_{\gamma} = -1. \quad (50)$$

Очевидно также, что C -четность (подобно P -четности) мультипликативна, т.е.

$$\hat{C}\Psi_{n\gamma} = (-1)^n\Psi_{\gamma} \quad \text{или} \quad C_{n\gamma} = (-1)^n. \quad (51)$$

И поскольку π^0 -мезон распадается на 2γ , то его C -четность положительна ($C_{\pi^0} = +1$). C -четность сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях. Закон сохранения C -четности запрещает, например, распад π^0 -мезона на три γ -кванта, но разрешает на четыре (с гораздо меньшей вероятностью, чем на два). Кроме π^0 -мезона и γ -кванта известно еще несколько истинно нейтральных частиц; о некоторых из них мы поговорим позже. Это η -, η' -, ρ^0 -, ω -, ϕ -, $\eta_c(1s)$ -, J/ψ - и Y -мезоны, часть которых (η , η' , $\eta_c(1s)$) имеют положительную C -четность, а часть (ρ^0 , ω , ϕ , J/ψ , Y) отрицательную. Понятие C -четности кроме истинно нейтральных элементарных частиц может быть также введено для заряженной пары частица–античастица, например для пары $\pi^+\pi^-$ -мезонов. В этом случае C -четность $\pi^+\pi^-$ -пары равна $(-1)^l$, где l — орбитальный момент.

4.3. Изотопическая инвариантность сильного взаимодействия. Изомультиплеты. G -четность

Одно из замечательных свойств сильного ядерного взаимодействия — зарядовая независимость, согласно которой сильные взаимодействия (без учета электромагнитного) двух любых нуклонов (n - p , p - p , n - n), имеющих одну и ту же энергию и находящиеся в одинаковых пространственных и спиновых состояниях, тождественно равны. В ядерной физике это следует, например, из сравнения свойств зеркальных ядер (в которых все протоны заменены на нейтроны и наоборот), в физике элементарных частиц — из непосредственного сравнения результатов изучения pp -, pp - и pn -рассеяния. В обоих случаях свойства сравниваемых систем оказываются тождественными для сильного ядерного взаимодействия, если исключить вклад от различного электромагнитного взаимодействия, обусловленного различием электрических зарядов.

Тождественность сильных ядерных свойств у протона и нейтрона описывают введением специального квантовомеханического вектора изотопического спина (изоспина) I , численное значение которого считается одина-

ковым для них обоих и равным $1/2$ ($I_p = I_n = 1/2$). Согласно квантовой механике при $I = 1/2$ вектор I имеет $2I + 1 = 2$ проекции, одна из которых $I_z = +1/2$ характеризует протон, а другая $I_z = -1/2$ — нейтрон. В подобном случае говорят, что протон и нейтрон образуют изотопический дублет (изодублет) частиц.

Зарядовая независимость ядерного взаимодействия на языке изоспина называется изотопической инвариантностью, которая проявляется в независимости сильного взаимодействия от величины проекции изоспина, т.е. от поворота вектора изоспина в условном изотопическом пространстве. По аналогии с инвариантностью законов механики в механической системе относительно вращения в обычном пространстве, которая приводит к сохранению углового момента, из инвариантности сильного взаимодействия относительно вращения вектора изоспина в изопространстве вытекает закон сохранения изотопического спина в сильном ядерном взаимодействии.

Независимость сильного взаимодействия от значения проекции изоспина не означает, что оно не зависит от самого вектора изоспина, напротив: например, система n - p , состоящая из двух нуклонов с $I = 1/2$ у каждого из них, может иметь суммарный вектор изоспина, равный нулю ($I_z = 0$) или единице ($I_z = -1, 0, +1$), и из эксперимента известно, что двум таким возможностям соответствует разное сильное взаимодействие. Это особенно наглядно видно при взаимодействии нейтрона с протоном при низкой энергии: (p - n)-система с $I = 0$ образует связанное состояние — ядро дейтрона, а с $I = 1$, $I_z = 0$ — несвязанное состояние, эквивалентное по своим свойствам двум другим состояниям с $I = 1$: (p - p)-системе ($I = 1$, $I_z = +1$) и (n - n)-системе ($I = 1$, $I_z = -1$). В дальнейшем мы встретимся и с другими примерами зависимости характера сильного взаимодействия от величины изотопического спина (см. раздел 4.4).

В электромагнитном взаимодействии закон сохранения изоспина нарушается, что выражается (кроме очевидного отличия в зарядах и магнитных моментах) в некотором различии масс у нейтрона и протона и конечном времени жизни нейтрона по сравнению с протоном²².

Все три π -мезона, так же как два нуклона, близки по своим свойствам. Их массы примерно равны. Все они сильно взаимодействуют с ядрами и нуклонами как в процессах рождения, так и в процессах поглощения. Наконец, из предыдущего рассмотрения мы видели, что их можно считать квантами ядерного взаимодействия. Все это позволило в свое время высказать гипотезу о том, что основные свойства сильного ядерного взаимодействия должны проявляться в свойствах не только нуклонов, но и π -мезонов, поведение которых также должно удовлетворять изотопической инвариантности. Но поскольку π -мезонов с разным электрическим зарядом известно три, то они должны характеризоваться изоспином $I = 1$, имеющим $2I + 1 = 3$ проекции I_z . Проекция $I_z = +1$ соответствует π^+ -мезону, $I_z = 0$ — π^0 -мезону, $I_z = -1$ — π^- -мезону. Таким образом, в отличие от изодублета нуклонов π -мезоны образуют изотриплет

²² Несколько забегая вперед (см. раздел 8.1), заметим, что в квантовой хромодинамике различие масс p и n , $\pi^\pm$ - и π^0 -мезонов (а также других частиц, входящих в любые изомультиплеты) объясняется различием масс u - и d -кварков, которые входят в состав этих частиц.

частиц с одинаковыми ядерными (сильными) свойствами.

Экспериментально проверенная (см. раздел 4.4) гипотеза о существовании изотопической инвариантности в свойствах π -мезонов позволяет, во-первых, утверждать, что нейтральный π -мезон подобно π^+ - и π^- -мезонам является псевдоскаляром, т.е. имеет нулевой спин и отрицательную внутреннюю четность²³, а, во-вторых, ввести для всех трех π -мезонов новое квантовое число — G -четность и соответствующий закон сохранения. Такое заключение становится очевидным, если над π -мезоном провести комбинированную операцию $\hat{G} = \hat{C}\hat{I}_\xi$, состоящую из поворота в изотопическом пространстве $\hat{I}_\xi$ и зарядового сопряжения $\hat{C}$. Поскольку каждая из них преобразует π^+ в π^- и наоборот, а π^0 -мезон — истинно нейтральная частица, то обе операции вместе оставляют π -мезон без изменения, что по аналогии с введенными выше P - и C -четностями означает существование у волновой функции π -мезонов и самих π -мезонов определенной G -четности:

$$\hat{G}\Psi_\pi = \pm\Psi_\pi, \quad G_\pi = \pm 1. \quad (52)$$

С помощью дополнительного рассуждения (которое выходит за рамки принятого в настоящей статье популярного стиля изложения материала) можно показать, что π -мезоны имеют отрицательную G -четность:

$$G_\pi = -1. \quad (53)$$

Таким образом, полный набор квантовых чисел $\pi^\pm$ -мезонов выглядит так: $I^G(J^P) = 1^-(0^-)$, а π^0 -мезона (который имеет еще C -четность) — $I^G(J^{PC}) = 1^-(0^{+-})$.

Довольно очевидно, что подобно рассмотренным выше $\hat{P}$ - и $\hat{C}$ -операциям $\hat{G}$ -операция мультипликативна, из чего следует, что G -четность нескольких (n) π -мезонов

$$G(n\pi) = (-1)^n. \quad (54)$$

Соотношение (54) позволяет определять G -четность нестабильных частиц, распадающихся по сильному взаимодействию на π -мезоны. Так, например, G -четность ρ -мезона, распадающегося на два π -мезона, положительна: $G_\rho = +1$, а ω -мезона, распадающегося на три π -мезона, отрицательна: $G_\omega = -1$. G -четность сохраняется только в сильных взаимодействиях, поскольку при определении этого понятия использовалась изотопическая инвариантность.

Как мы уже говорили, электромагнитное взаимодействие нарушает изотопическую инвариантность, что приводит к снятию вырождения внутри изотриплета π -мезонов. Вследствие этого, так же как у нуклонов, возникает различие в массах, временах жизни и схемах распада π -мезонов с разными электрическими зарядами²⁴. Заметим, что электромагнитное взаимодей-

ствие не нарушает сохранения проекции изотопического спина, которое фактически является следствием законов сохранения электрического заряда и барионного числа, выполняющихся в любом (в том числе в сильном и электромагнитном) взаимодействии, и существования очевидного соотношения

$$Z = I_\xi + \frac{B}{2}, \quad (55)$$

справедливого как для нуклонов, так и для π -мезонов. Из (55) следует, что средний заряд для любого мультиплета (нуклонного дублета и пионного триплета) равен

$$\bar{Z} = \frac{B}{2}. \quad (56)$$

4.4. Экспериментальная проверка гипотезы изотопической инвариантности пион-нуклонных взаимодействий. Пион-нуклонные резонансы

Для экспериментальной проверки гипотезы о существовании изотопической инвариантности сильных взаимодействий с участием π -мезонов были проанализированы реакции рождения π -мезонов в нуклон-нуклонных взаимодействиях и процессы рассеяния π -мезонов на нуклонах.

Все перечисленные выше реакции рождения π -мезонов (31)–(34) и (41)–(44) можно кратко записать в виде

$$\underbrace{N+N}_{I_1=0,1} \rightarrow \underbrace{\pi}_{I_\pi=1} + \underbrace{N+N}_{I_2=0,1}, \quad (57)$$

где N — нуклон (p или n), а π — π^+ -, π^0 - или π^- -мезоны. В соответствии с правилами обращения с квантовомеханическими векторами каждая из пар нуклонов может иметь суммарный изоспин, равный нулю или единице, так что с точки зрения закона сохранения изоспина возможны только три различные разновидности реакции (57), которые мы будем характеризовать сечениями σ_{I_1, I_2} . Эти реакции соответствуют переходам нуклонных пар из состояния $I_1 = 0$ в состояние с $I_2 = 1$ ($\sigma_{0,1}$); $I_1 = 1$ в $I_2 = 0$ ($\sigma_{1,0}$) и $I_1 = 1$ в $I_2 = 1$ ($\sigma_{1,1}$). Четвертый вариант ($I_1 = 0, I_2 = 0$), очевидно, запрещен законом сохранения изоспина, так как изоспин π -мезона $I_\pi = 1$. Существование только трех изотопически различных схем рождения π -мезонов означает, что в случае справедливости гипотезы об изотопической инвариантности пион-нуклонного взаимодействия сечения всех рассмотренных раньше реакций рождения π -мезонов независимо от знака их заряда и типа нуклонов должны выражаться через введенные выше три сечения $\sigma_{0,1}$, $\sigma_{1,0}$ и $\sigma_{1,1}$ (очевидно, например, что сечения реакции $p + p \rightarrow \pi^0 + p + p$, а также реакции $n + n \rightarrow \pi^0 + n + n$ должны быть просто равны $\sigma_{1,1}$). Опытные данные подтверждают это заключение.

К аналогичному выводу можно прийти, рассмотрев рассеяние π -мезонов на нуклонах по схеме

$$\underbrace{\pi}_{I_\pi=1} + \underbrace{N}_{I_N=1/2} \rightarrow \underbrace{\pi}_{I_\pi=1} + \underbrace{N}_{I_N=1/2}. \quad (58)$$

В этом случае $(\pi-N)$ -система может иметь значение изоспина $I = I_\pi + I_N = 1/2$; $3/2$ и, следовательно, в случае справедливости закона сохранения изоспина должна переходить при рассеянии либо из состояния с $I_1 = 1/2$ в

²³ Отрицательная внутренняя четность π^0 -мезона подтверждается также тем, что в s -канале (при $I_{\pi^-} = 0$) не обнаружена реакция $\pi^- + {}^2_1\text{H} \rightarrow n + n + \pi^0$, отличающаяся от (40) рождением добавочного π^0 -мезона. Если бы π^0 -мезон имел положительную четность, эта реакция была бы разрешена [19].

²⁴ Одинаковость масс, времени жизни и зарядовая сопряженность схем распада у π^+ - и π^- -мезонов объясняется тем, что они являются частицей и античастицей.

состояние с $I_2 = 1/2$ ($\sigma_{1/2}$), либо из состояния с $I_1 = 3/2$ в состояние с $I_2 = 3/2$ ($\sigma_{3/2}$).

Между тем конкретных процессов πN -рассеяния можно насчитать целый десяток ($\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$ (σ_1); $\pi^- p \rightarrow \pi^- p$ (σ_2); $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ (σ_3) и т.д.). И действительно, сечения всех этих процессов удается выразить через $\sigma_{1/2}$ и $\sigma_{3/2}$. Так, например,

$$\sigma_1 = \sigma_{3/2}, \quad \sigma_2 + \sigma_3 = \frac{\sigma_{3/2} + 2\sigma_{1/2}}{3} \quad (59)$$

и, наоборот,

$$\sigma_{1/2} = \frac{3(\sigma_2 + \sigma_3) - \sigma_1}{2}, \quad \sigma_{3/2} = \sigma_1. \quad (60)$$

На рисунке 5 представлен ход $\sigma_{1/2}$ и $\sigma_{3/2}$ как функций от энергии π -мезонов, а также экспериментальные значения сечений для $\pi^+ p$ - и $\pi^- p$ -рассеяния. Из рисунка видно, что $\sigma_{3/2}$ преобладает в области энергий $T_\pi = 100$ –300 МэВ, где $\sigma_{1/2}$ мало и, наоборот, при $T_\pi \simeq 1$ ГэВ преобладающим становится $\sigma_{1/2}$; для $T_\pi > 2$ ГэВ сечение $\sigma_{1/2} \simeq \sigma_{3/2}$. Этот результат доказывает наличие сильной зависимости πp -взаимодействия от изотопического спина в области энергий $T_\pi < 1$ ГэВ, которая заметно сглаживается при более высоких энергиях. Что касается экспериментально измеренных сечений для $\pi^+ p$ - и $\pi^- p$ -рассеяния, то из рисунка видно, что первое (совпадающее с $\sigma_{3/2}$) имеет максимум при $T_\pi = 190$ МэВ и 1300 МэВ, а второе — при $T_\pi = 190, 600$ и 900 МэВ. Эти широкие максимумы в сечениях рассеяния π -мезонов на протонах называются пион-нуклонными резонансами, а первый из них (при $T_\pi = 190$ МэВ) — Δ -изобарой. Впервые резонанс при $T_\pi = 190$ МэВ был обнаружен в 1952 г. Э. Ферми.

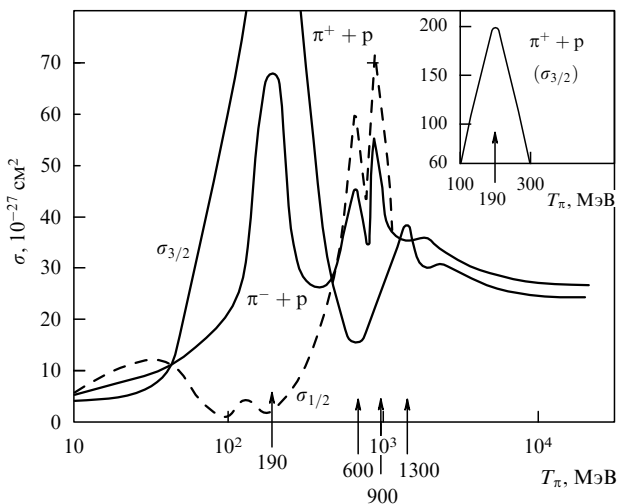


Рис. 5. Экспериментальные значения сечений $\pi^+ p$ - и $\pi^- p$ -рассеяния в зависимости от энергии π -мезонов.

4.5. Нестабильные частицы. Свойства Δ -изобары. Пион-пионное взаимодействие

Кроме резонансного значения энергии пион-нуклонные резонансы имеют и другие параметры, которыми характеризуются обычные стабильные и метастабильные элементарные частицы. Это масса, барионное число, изоспин, электрический заряд, обычный спин, время жизни и др. Проиллюстрируем это на примере

Δ -изобары, схема образования и распада которой изображена на рис. 5. Ее барионное число равно 1 ($B_p = +1$ и $B_\pi = 0$), массой естественно считать выражение

$$m_\Delta = m_N + m_\pi + T'_{\text{рез}} = 1230 - 1234 \text{ МэВ}, \quad (61)$$

где m_N — масса нуклона (р или n), m_π — масса π -мезона ($\pi^\pm$ или π^0), $T'_{\text{рез}}$ — резонансная энергия в системе центра инерции (~ 155 МэВ). Δ -изобара имеет изоспин $3/2$, т.е. встречается в четырех близких по массам зарядовых состояниях (Δ^{++} , Δ^+ , Δ^0 и Δ^-), распадающихся по схемам

$$\begin{aligned} \Delta^{++} &\rightarrow p + \pi^+, & \Delta^+ &\begin{cases} \nearrow p + \pi^0, \\ \searrow n + \pi^+, \end{cases} \\ \Delta^0 &\begin{cases} \nearrow p + \pi^-, \\ \searrow n + \pi^0, \end{cases} & \Delta^- &\rightarrow n + \pi^-. \end{aligned} \quad (62)$$

Из анализа схем распада были получены значения обычного спина ($J = 3/2$) и внутренней четности ($P = +1$). Время жизни Δ -изобары определяется шириной резонанса ($\Gamma \simeq 100$ МэВ) и равно $\tau \simeq \hbar/\Gamma \simeq 10^{-23}$ с, т.е. является ядерным, соответствующим распаду по сильному взаимодействию.

Таким образом, Δ -изобара (а также другие пион-нуклонные резонансы) действительно может быть охарактеризована полным набором квантовых чисел, которым описывают обычные элементарные частицы. Единственным исключением является необычайно короткое (ядерное) время жизни. В связи с этим принято считать, что Δ -изобара и другие пион-нуклонные резонансы составляют новый класс *нестабильных* элементарных частиц, распадающихся по схемам сильного взаимодействия, т.е. с сохранением изотопического спина. В подтверждение этого определения отметим, что свойства πN -резонансов как *частиц* проявляются в форме реакций совместного рождения с обычными частицами, например

$$\pi^+ + p \rightarrow \Delta^{++} + \pi^0, \quad (63)$$

$$\pi^+ + p \rightarrow \Delta^{++} + \pi^+ + \pi^-. \quad (64)$$

При этом оказывается, что для анализа этих реакций можно использовать обычную кинематику, т.е. приписывать Δ -изобаре определенные значения импульса и кинетической энергии. Правда, при этом надо иметь в виду, что Δ^{++} -изобару (и любую другую нестабильную частицу) нельзя идентифицировать по одному единственному событию, так как это все-таки резонансное распределение многих πN -систем с большой шириной Γ .

В настоящее время хорошо изучены свойства не только свободной Δ -изобары, но и Δ -изобары, образующейся внутри атомных ядер. С современным состоянием этого вопроса можно познакомиться в обзоре [20].

Кроме πN -резонансов нестабильные частицы встречаются и в других сочетаниях сильновзаимодействующих частиц, например в виде 2π - или 3π -резонансов (ρ - и ω -мезон соответственно), а также в сочетаниях π -мезонов со странными частицами — K -мезонами и гиперонами (см. раздел 6).

В заключение этого раздела заметим, что изучение взаимодействия двух пионов между собой не ограничивается рассмотрением 2π -резонансов (например, ρ -резонанса с массой 770 МэВ и квантовыми числами

$I^G(J^{PC}) = 1^+(1^{--})$ и f^0 -резонанса с массой 980 МэВ и $I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{++})$), а представляет собой важную самостоятельную главу физики сильных взаимодействий. Это связано с тем, что π -мезон является квантом сильного взаимодействия, которое характеризуется константой порядка единицы (напомним, что константа электромагнитного, — тоже достаточно интенсивного взаимодействия, ответственного за стабильность атомов и молекул, — равна всего $\alpha = 1/137$). Поэтому существует сильное пион-пионное взаимодействие между самими ядерными квантами, которое проявляется не только в форме существования нестабильных частиц типа 2π -резонанса, но вносит заметный вклад практически в любые сильные процессы при любых энергиях. Естественно, что изучать $\pi\pi$ -взаимодействие непосредственно как рассеяние π -мезона на π -мезоне пока невозможно ввиду отсутствия пионной мишени (даже в форме встречного пионного пучка). В связи с этим $\pi\pi$ -взаимодействие изучается только косвенными методами, например с помощью исследования реакции типа $\pi + N \rightarrow \pi + \pi + N$ или редкого канала распада К-мезона по схеме $K_{e4}^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + \nu_e$. С современным состоянием вопроса о $\pi\pi$ -взаимодействии можно познакомиться, например, в обзоре [21].

5. Антинуклоны

5.1. Предсказание и открытие первых античастиц

Мы начали нашу статью с описания открытия мюонов, считая все открытое до них хорошо известным. Это, конечно, было правильное решение, потому что о знаменитых открытиях нейтрона и позитрона, сделанных в 1932 г., за четыре года до открытия мюонов, все знают еще со школьных лет. И все-таки нам придется вспомнить историю открытия позитрона, так как это необходимо для изложения материала настоящего раздела. При этом речь пойдет даже не о 1932-м, а о 1928-м годе, когда существование позитрона было предсказано теоретически. Имеется в виду релятивистское квантовомеханическое уравнение для электрона, предложенное в этом году П. Дираком [22]. Напомним, что экзотической особенностью уравнения Дирака является вытекающее из него существование двух областей значений энергии электрона E с данным импульсом p :

$$E = \pm \sqrt{m_e^2 c^4 + p^2 c^2}, \quad (65)$$

разделенных энергетическим промежутком $2m_e c^2$. Таким образом, из уравнения следовало существование для электрона отрицательных значений энергии $E \leq -m_e c^2$ и, значит, отрицательной массы $m_e < 0$, что выглядело достаточно странно. Между тем просто взять и отбросить это "отрицательное" решение было нельзя, так как оно закономерно вытекало из *правильного* уравнения, дающего верные решения для других свойств электрона, например оно автоматически приводит к правильным значениям спина и магнитного момента (для которого до Дирака получалось значение, не совпадающее с экспериментальным).

Из этого, казалось бы, безвыходного положения Дирак нашел совершенно блестящий выход. Он предположил, что отрицательные уровни энергии действительно существуют, но все они заполнены необычными

электронами с $m < 0$ и $E < 0$, благодаря чему незаметны, несмотря на то, что эти электроны в сумме имеют бесконечно большие отрицательные электрический заряд, массу и энергию.

Обнаружить себя этот невидимый фон заполненных уровней может только в том случае, если в нем образуется "дырка", т.е. если из него извлечь, например, с помощью γ -кванта с $E > 2m_e c^2$ один из необычных электронов с отрицательными энергией, массой и электрическим зарядом и перевести его в область $E \geq m_e c^2$. Тогда этот электрон станет нормальным, т.е. будет иметь $m_e > 0$ и $E > 0$, но сохранит свой отрицательный заряд, а невидимый раньше фон электронов с $m < 0$, $E < 0$ и $Z = -1$ обнаружит себя в виде "дырки" с противоположными параметрами: $m > 0$, $E > 0$ и $Z = +1$, т.е. в виде *античастицы* электрона — позитрона.

Очевидно, что возможен и обратный процесс аннигиляции, т.е. перехода одного нормального электрона из области $E > m_e c^2$ в "дырку" фона с выделением энергии $E > 2m_e c^2$ в форме излучения двух γ -квантов. В обоих процессах выполняется рассмотренный в разделе 3.3 закон сохранения лептонного числа L_e .

Как уже говорилось, через четыре года позитрон был обнаружен К. Андерсоном в составе космических лучей [23], а еще через год оба процесса, предсказанные П. Дираком: рождение e^+e^- -пары и аннигиляция ее при встрече электрона с позитроном, были получены в лабораторных условиях Ф. Жолио-Кюри²⁵. Позднее, как мы упоминали в разделе 2, античастицы были найдены и для других частиц — мюонов и пионов. Кроме того, из изучения свойств электронных и мюонных нейтрино следует, что и у них есть античастицы с противоположными лептонными числами L_e и L_μ . Но все эти частицы относились к классам лептонов и мезонов, т.е. имели барионное число $B = 0$. Спрашивается: а как обстоит дело с античастицами у барионов?

5.2. Антипротон и антинейтрон.

Сцинтилляционные и черенковские счетчики.

Аннигиляция. Теорема Померанчука

Согласно СРТ-теореме (см. раздел 4.1) античастица должна быть у любой частицы, в том числе у протона и нейтрона, имеющих барионное число $B = 1$, причем у их античастиц должны быть противоположны не только электрические заряды и магнитные моменты, но и барионные числа ($Z_{\bar{p}} = -1$, $\mu_{\bar{p}} = -\mu_p$, $\mu_{\bar{n}} = -\mu_n$, $B_{\bar{p}} = B_{\bar{n}} = -1$). Поэтому простейшими реакциями, в которых может образовываться антинуклон, являются



с порогами $T_{\min}^{N+N} = 5,6$ ГэВ и $T_{\min}^{N+\pi} = 3,6$ ГэВ. А если вместо нуклона в качестве мишени взять атомное ядро, то из-за фермиевского движения содержащихся в нем нуклонов оба порога снижаются соответственно до 4,3 и 2,85 ГэВ.

Заметим, что в существование антинуклонов верили, в основном, теоретики, а некоторые экспериментаторы считали, что надо дождаться результатов эксперимента²⁶. Тем не менее очередной по величине энергии

²⁵ Ф. Жолио-Кюри вместе с И. Жолио-Кюри были награждены в 1935 г. Нобелевской премией по химии за открытие искусственной радиоактивности.

ускоритель протонов — беватрон был построен с таким расчетом, чтобы энергия ускорителя протонов (6,3 ГэВ) была достаточна для образования антинуклонов.

В нашей предыдущей статье [4] в разделе, посвященном простейшим антиядрам, подробно рассказано о двух замечательных экспериментах О. Чемберлена, Э. Сегре и др. [25] и Б. Корка и др. [26], в которых на ускорителе были открыты антинуклоны²⁷. Поэтому во избежание излишних повторов здесь мы лишь вкратце напомним схемы установок, на которых были впервые получены искусственные антипротоны и антинейтроны, а основное внимание уделим описанию новых ускорителей с антипротонными пучками и особенностям в свойствах и взаимодействиях антинуклонов как первых античастиц с барионным числом, отличным от нуля и равным $B = -1$. В дальнейшем мы увидим, что кроме антинуклонов существует много других антибарионов — это антигипероны в классе странных частиц (так сказать, "антистранные" антибарионы, см. раздел 6.4). Аналогично существуют антибарионы с "антиочарованием" (см. раздел 8.4.1) и "антипрелестью" (см. раздел 8.4.2). Все они, так же как антинуклоны, имеют $B = -1$ и противоположные значения электрических зарядов и квантовых чисел, характеризующих ароматы соответствующих частиц (странности S , очарования c и прелести b).

Схема установки, на которой впервые (в 1953 г.) были получены антипротоны, показана на рис. 6а. Здесь p — пучок протонов беватрона с энергией 4,3–6,2 ГэВ, M — медная мишень, $M1$ и $M2$ — отклоняющие магниты, которые вместе с фокусирующими линзами $L1$ и $L2$ образуют магнитный канал, настроенный на пропускание отрицательных частиц с импульсом 1,19 ГэВ/с. Выделение антипротонов из огромного количества π^- -мезонов ($N_{\bar{p}} : N_{\pi^-} = 1 : 6 \times 10^4$) проводилось по пролетному времени ($\tau_{\bar{p}} = 51 \times 10^{-9}$ с, $\tau_{\pi^-} = 40 \times 10^{-9}$ с), которое измерялось с помощью сцинтилляционных счетчиков $C1$ и $C2$, расположенных на расстоянии 12 м друг от друга, и двух черенковских счетчиков $Ч1$ и $Ч2$. Счетчик $Ч1$ был настроен на отсекаание пучковых ($\beta > 0,99$) и рассеянных ($\beta > 0,79$) π^- -мезонов ($\beta = v/c$, где v — скорость частицы, c — скорость света в вакууме), а счетчик $Ч2$ — на регистрацию антипротонов с β , находящейся в пределах 0,75–0,78. Всего в этом эксперименте было зарегистрировано 60 антипротонов.

Через некоторое время на крупнейших ускорителях того периода (в Брукхейвене, Серпухове, Батавии и Женеве) были сформированы антипротонные пучки, а в 1978 г. в ЦЕРНе был получен принципиально новый результат в физике антипротонов — удалось осуществить эксперимент по длительному удержанию антипротонов в магнитном кольце. Это достижение позволило в 1981 г. запустить два ускорителя со встречными протон-антипротонными пучками: $p\bar{p}$ - и $S\bar{p}S$ -коллайдеры на энергии $2 \times 31,4$ ГэВ и 2×270 ГэВ (позднее 2×310 ГэВ) соответственно, из которых второй

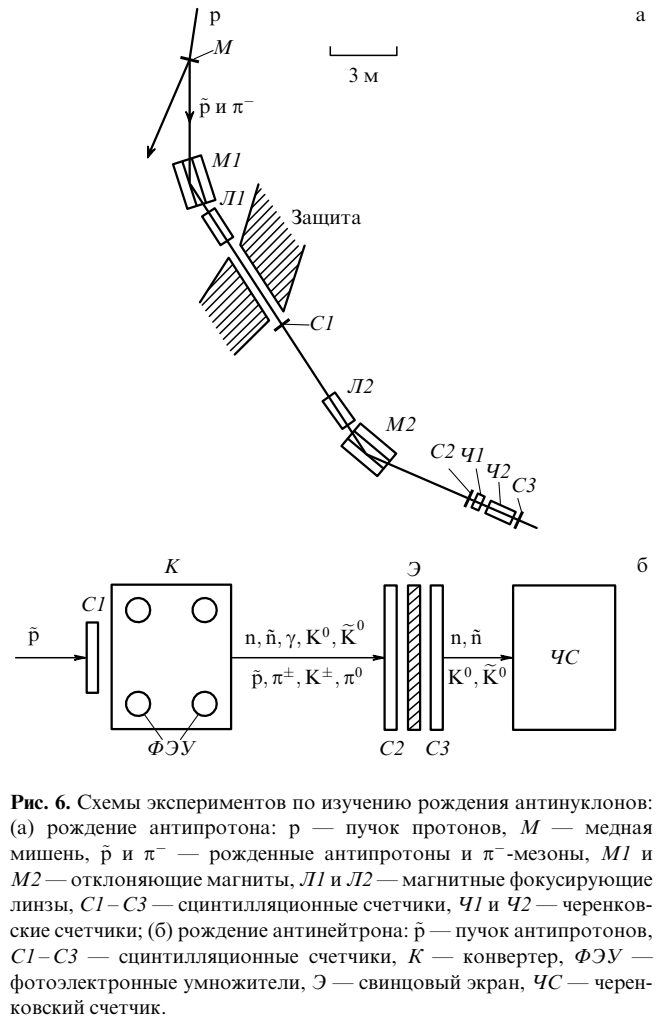


Рис. 6. Схемы экспериментов по изучению рождения антинуклонов: (а) рождение антипротона: p — пучок протонов, M — медная мишень, $\bar{p}$ и π^- — рожденные антипротоны и π^- -мезоны, $M1$ и $M2$ — отклоняющие магниты, $L1$ и $L2$ — магнитные фокусирующие линзы, $C1$ – $C3$ — сцинтилляционные счетчики, $Ч1$ и $Ч2$ — черенковские счетчики; (б) рождение антинейтрона: $\bar{p}$ — пучок антипротонов, $C1$ – $C3$ — сцинтилляционные счетчики, K — конвертер, $\Phi\bar{\Phi}\bar{\Phi}$ — фотоэлектронные умножители, $\bar{\Phi}$ — свинцовый экран, $ЧС$ — черенковский счетчик.

строился специально "под открытие" $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов (см. разделы 9.4 и 9.5). Несколько позднее (1987 г.) в США (Батавия) вступил в строй тэватрон (от слова тераэлектронвольт: $1 \text{ ТэВ} = 10^{12} \text{ эВ}$) — $p\bar{p}$ -коллайдер на энергию $2 \times 1 \text{ ТэВ}$ (на котором в 1994 г. был открыт t -кварк, см. раздел 8.4.3). В области относительно невысоких энергий новые возможности работы с антипротонами появились в 1983 г., когда в ЦЕРНе вступил в строй антипротонный комплекс LEAR (Low Energy Antiproton Ring), который с самого начала давал чистый (без примеси других частиц) моноэнергетический антипротонный пучок с импульсом $0,06$ – 2 ГэВ/с ($\Delta p/p = 10^{-4}$), интенсивность которого после реконструкции в 1988 г. достигла $3 \times 10^6 \bar{p} \text{ с}^{-1}$. Антипротонные пучки перечисленных ускорителей, $p\bar{p}$ -коллайдеров и комплекса LEAR были использованы для изучения свойств и взаимодействий антипротонов (см. следующий раздел).

Схема установки, с помощью которой в 1956 г. были впервые получены антинейтроны, показана на рис. 6б. Здесь $\bar{p}$ — пучок антипротонов беватрона, $C1$, $C2$ — сцинтилляционные счетчики, K — конвертер (просматриваемый четырьмя фотоумножителями), в котором возникали антинейтроны $\bar{n}$ в процессах перезарядки антипротонов:

$$\bar{p} + p \rightarrow \bar{n} + n, \quad \bar{p} + n \rightarrow \bar{n} + n + \pi^- . \quad (67)$$

²⁶ По воспоминаниям одного из крупнейших специалистов в области физики элементарных частиц, лауреата Нобелевской премии Л. Альвареса [24, 39], два выдающихся физика — экспериментатор и теоретик — даже поспорили по этому поводу на 500 долларов (что, как заметил Альварес, является достаточно крупной ставкой при существовавших в то время окладах ученых).

²⁷ В 1959 г. О. Чемберлену и Э. Сегре была присуждена Нобелевская премия по физике за открытие антипротона.

В этом случае антипротоны выделяют в конвертере K небольшую (< 50 МэВ) энергию ионизации. Кроме того, антипротон может пройти через конвертер K совсем без взаимодействий, потратив лишь 50 МэВ (ровно) на ионизацию, либо (что происходит чаще всего) проаннигилировать при встрече с нуклонами вещества конвертера с выделением огромной энергии аннигиляции $E \simeq 2m_N c^2$, которая идет на образование частиц с меньшими массами (в основном π - и K -мезонов, а также γ -квантов). В результате на выходе из конвертера оказывается очень большое количество заряженных и нейтральных частиц: $\bar{n}$, $\bar{p}$, n , $\pi^\pm$, π^0 , $K^\pm$, K^0 , $\bar{K}^0$, γ (рис. 6б). Выделение из них антинейтронов проводилось в два этапа. На первом этапе системой из двух сцинтилляционных счетчиков $C2$ и $C3$ (включенных в схему антисовпадений) со свинцовым экраном между ними отсекались все заряженные частицы, γ -кванты и π^0 -мезоны (быстро распадающиеся на два γ -кванта). На втором этапе из оставшихся после прохождения счетчика $C3$ частиц четырех типов (n , $\bar{n}$, K^0 , $\bar{K}^0$) антинейтроны $\bar{n}$ выделялись по мощной вспышке аннигиляции в черенковском счетчике $ЧС$ (просматриваемом 16-ю фотоумножителями), зарегистрированный энергетический спектр которой простирается до 1,5 ГэВ. Сравнение этого спектра (исправленного в низкоэнергетической части с учетом фона от энерговыделения K^0 - и $\bar{K}^0$ -мезонов) со спектром антипротонов (измеренном в том же черенковском счетчике $ЧС$ после удаления счетчиков $C2$ и $C3$ и свинцового экрана) показало их полную идентичность. Описанная схема выделения антинейтронов позволяла получить 0,003 $\bar{n}$ на один антипротон.

5.3. Свойства и взаимодействия антинуклонов

В соответствии с СРТ-теоремой антинуклон имеет в точности такие же массу, спин, время жизни и сопряженную схему распада, что и соответствующий ему нуклон. Таким образом, антипротон должен быть стабилен, а антинейтрон распадаться по схеме

$$\bar{n} \rightarrow \bar{p} + e^+ + \nu_e \quad (68)$$

с таким же периодом полураспада, как у нейтрона. Заметим только, что это справедливо при соблюдении некоторых условий (см. ниже).

Подобно протону и нейтрону антипротон и антинейтрон образуют изотопический дублет антинуклонов с одинаковыми ядерными свойствами. Этот изодублет, так же как изодублет нуклонов, характеризуется изоспином $I = 1/2$, но с противоположными значениями проекций ($I_\xi^{(\bar{p})} = -1/2$, $I_\xi^{(\bar{n})} = +1/2$), для которых, очевидно, выполняются установленные ранее для нуклонов соотношения (55) и (56). Магнитные моменты антинуклонов тоже имеют равные по величине, но противоположные по знаку значения по сравнению с магнитными моментами соответствующих нуклонов. Это и другие утверждения СРТ-теоремы были вскоре после открытия антинуклонов проверены экспериментально и полностью подтвердились. Внутренняя четность антинуклонов отрицательна ($P_N = -1$).

Упомянутое выше утверждение о том, что времена жизни антипротона и антинейтрона равны временам жизни протона и нейтрона, справедливо только для вакуума (космическое пространство или специальные постоянно откачиваемые установки для хранения анти-

нуклонов — накопительные кольца, подобные описанному выше комплексу LEAR). В обычных условиях антинуклоны быстро погибают, так как при встрече с нуклонами окружающего вещества происходит процесс аннигиляции, в результате которого нуклон-антинуклонная пара с $B_N + B_{\bar{N}} = 0$ преобразуется в несколько более легких частиц с нулевым барионным числом. В 95 % случаев ими являются π -мезоны (около 5 π -мезонов при низких энергиях и примерно 30 π -мезонов при энергиях 2×270 ГэВ), а в 5 % случаев — K -мезоны. И совсем редко при $N\bar{N}$ -аннигиляции возникают γ -кванты.

Сечение аннигиляции (150 мб) при низких энергиях (~ 50 МэВ) примерно вдвое превышает сечение упругого рассеяния (75 мб) и составляет 2/3 полного сечения (225 мб). С ростом энергии антипротонов относительная роль аннигиляции падает и при энергии $\sim 10^3$ ГэВ полное сечение $\bar{p}p$ -взаимодействия уменьшается и сравнивается с полным сечением pp -взаимодействия ($\sigma_{pp}^{\text{полн}} \simeq \sigma_{\bar{p}p}^{\text{полн}} \simeq 42$ мб), подтверждая тем самым теорему Померанчука²⁸. С дальнейшим увеличением энергии оба сечения также растут (рис. 7).

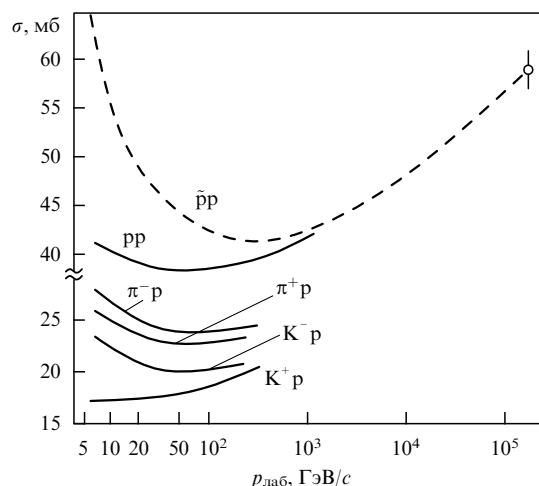


Рис. 7. Сравнение сечений pp - и $\bar{p}p$ -взаимодействий (а также $\pi^- p$ с $\pi^+ p$ и $K^- p$ с $K^+ p$).

6. Странные частицы.

Камера Вильсона и пузырьковая камера

Все рассмотренные до сих пор элементарные частицы оказались носителями многих необычных на первый взгляд свойств, для объяснения которых потребовались многолетние совместные усилия физиков-теоретиков, предложивших ввести новые понятия, квантовые числа и законы сохранения, и физиков-экспериментаторов, поставивших сложнейшие эксперименты для подтверждения новых теоретических концепций. Но, пожалуй, ни одна из этих частиц ни в какое сравнение не идет с открытыми в конце 40-х и начале 50-х годов *странными* частицами, которые даже были названы так из-за обилия у них удивительных свойств.

²⁸ Согласно теореме Померанчука при энергиях, стремящихся к бесконечности, полные сечения взаимодействия частиц и античастиц с одной и той же произвольной мишенью, например с нуклонами, должны быть равны [27].

Странные частицы были открыты и изучены с помощью трех трековых методов: фотоэмульсионного, камеры Вильсона и пузырьковой камеры. Фотоэмульсионный метод был описан в разделе 3.2. Работа камеры Вильсона, о которой мы уже упоминали в разделе 3.1, основана на свойстве перенасыщенного пара конденсироваться в виде мельчайших капелек жидкости на пути прохождения заряженной частицы, а пузырьковой камеры — на свойстве перегретой жидкости образовывать на пути заряженной частицы пузырьки пара. В качестве рабочей жидкости в пузырьковых камерах применяют водород, гелий, пропан, фреон и ксенон. Как камера Вильсона, так и пузырьковая камера используются в сочетании с магнитным полем. События, зарегистрированные обоими типами камер, фотографируются на пленку, которая затем обрабатывается на специальных полуавтоматических (а иногда и полностью автоматизированных) просмотрных установках. Благодаря совместному применению трех перечисленных методов были изучены странные частицы мезонного типа, названные К-мезонами, и барионного типа, названные гиперонами.

6.1. К-мезоны и $(\theta - \tau)$ -проблема.

Теоретическое открытие нарушения закона сохранения пространственной четности в слабых взаимодействиях
Первая частица нового типа была обнаружена фотоэмульсионным методом. Зарегистрированные события состояли из первичного следа, оставленного однозарядной частицей с массой порядка $1000 m_e$, и трех вторичных следов, по характеру которых было установлено, что их оставили три π -мезона ($2\pi^+$ и π^-) и что четвертой (нейтральной) частицы не должно быть. По сумме кинетических энергий и масс трех π -мезонов удалось определить точное значение массы первичной частицы ($965 m_e$), которую первоначально называли τ -мезоном²⁹ ($B_\tau = 3B_\pi = 0$):

$$\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- . \quad (69)$$

Кроме фотоэмульсии τ -мезоны регистрировали и в камере Вильсона, где наряду с τ^+ -мезонами были обнаружены и τ^- -мезоны. По сделанным оценкам их время жизни

$$\tau_{\tau^-} \simeq \tau_{\tau^+} \simeq 10^{-8} \text{ с} .$$

Вслед за $\tau^\pm$ -мезонами были открыты $\theta^\pm$ - и θ^0 -мезоны, распадающиеся по схемам

$$\theta^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0 , \quad (70)$$

$$\theta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- , \quad (71)$$

и некоторые другие, причем массы первичных частиц во всех случаях оказались практически одинаковыми ($(965 - 970) m_e$), а времена жизни близкими ($\sim 10^{-8}$ с для заряженных и 10^{-10} с для нейтральных частиц). Это было удивительно, но не очень, так как подобные совпадения можно было легко объяснить тем, что наблюдаются распады одной и той же частицы по разным каналам, т.е. что $\theta = \tau$. Однако если это пред-

положение справедливо, то у θ - и τ -мезонов должны быть одинаковыми не только масса и время жизни, но и другие параметры, в частности спин и внутренняя четность.

В разделе 4.1 мы рассказали, как были определены спин и четность π -мезонов. Примерно так же это можно сделать и в данном случае, *если при определении четности предположить, что в распадах θ - и τ -мезонов четность сохраняется*. Результат рассуждений (мы их приводить не будем по причине, которая скоро станет ясной) оказался весьма необычным. И θ -, и τ -мезоны имеют одинаковые спины $J = 0$, но разные четности: $P_\theta = +1$, а $P_\tau = -1$. Между тем определенное к этому моменту различие в массах θ - и τ -мезонов не превышало 0,1 %, т.е. сомневаться в том, что $\theta \equiv \tau$, было очень трудно. Положение выглядело настолько безвыходным, что получило название $(\theta - \tau)$ -проблемы.

Решение этой проблемы было найдено в 1956 г. физиками-теоретиками Т. Ли и Ч. Янгом, которые предположили, что $\theta \equiv \tau$, но в их распаде *не сохраняется четность* (поэтому мы и не приводили рассуждений, опирающихся на закон сохранения четности). Часто говорят: все гениальное — просто. Решение $(\theta - \tau)$ -проблемы было гениальным, но не простым. Дело в том, что распад К-мезона (так стали называть θ , τ и другие частицы с близкими свойствами) происходит медленно (за $10^{-10} - 10^{-8}$ с), т.е. идет по слабому взаимодействию, а слабое взаимодействие, как мы уже говорили, универсально. Поэтому нарушение закона сохранения четности должно иметь место не только в К-распаде, но и в любом другом слабом процессе, в том числе в β -распаде ядер, первая теория которого была построена Ферми в предположении *выполнения закона сохранения четности* и подтверждалась многочисленными экспериментами.

Таким образом, для решения $(\theta - \tau)$ -проблемы Т. Ли и Ч. Янгу пришлось создать новую теорию β -распада, в которой, во-первых, не требуется выполнения закона сохранения четности, во-вторых, сохраняются все экспериментально проверенные следствия старой теории и, в-третьих, появляются новые следствия, которые надо проверять экспериментально. О двух таких следствиях — опыте Ву с поляризованным кобальтом и наблюдении нарушения четности в $(\pi \rightarrow \mu + e)$ -распаде мы уже рассказали, несколько забежав вперед, в разделе 3.4. Эти и другие эксперименты подтвердили гениальную догадку Т. Ли и Ч. Янга о несохранении четности в слабом взаимодействии и правильность построенной ими новой теории β -распада [28]³⁰.

6.2. Гипероны

Одновременно с К-мезонами в составе космических лучей была обнаружена тяжелая нейтральная метастабильная частица (названная позднее Λ -гипероном) с барионным числом $B = 1$, которая распадается по схемам

$$\Lambda \begin{cases} \nearrow p + \pi^- \quad (\sim 2/3) , \\ \searrow n + \pi^0 \quad (\sim 1/3) . \end{cases} \quad (72)$$

²⁹ Естественно, что τ -мезон ничего общего не имеет с описанным в разделе 3.6 тяжелым τ -лептоном, который был открыт значительно позже τ -мезона, когда уже стало ясно, что последнего как самостоятельной частицы не существует, и буква " τ " освободилась.

³⁰ Уже на следующий год после открытия в 1956 г. несохранения четности в слабом взаимодействии Ли и Янг были удостоены Нобелевской премии по физике за 1957 г. Вероятно, это одно из самых быстрых награждений за сделанное теоретическое открытие.

Заметим, что вторая схема распада была изучена с помощью ксеноновой пузырьковой камеры, которая позволяет регистрировать π^0 -мезоны по e^+e^- -парам, образующимся при конверсии γ -квантов от ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$)-распада. Масса Λ -гиперона $m_\Lambda = 2183 m_e$, время жизни $\tau_\Lambda = 2,6 \times 10^{-10}$ с.

Через несколько лет на ускорителе и в составе космических лучей были обнаружены заряженные $\Sigma^\pm$ -гипероны, распадающиеся по схемам

$$\Sigma^+ \begin{cases} \nearrow p + \pi^0 \\ \searrow n + \pi^+ \end{cases} \quad (m_{\Sigma^+} = 2327 m_e, \quad \tau_{\Sigma^+} = 0,8 \times 10^{-10} \text{ с}), \quad (73)$$

$$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^- \quad (m_{\Sigma^-} = 2343 m_e, \quad \tau_{\Sigma^-} = 1,5 \times 10^{-10} \text{ с}). \quad (74)$$

Заметим, что различие масс и времени жизни у Σ^+ - и Σ^- -гиперонов не противоречит СРТ-теореме потому, что, как мы узнаем позже, Σ^+ и Σ^- не являются частицей и античастицей.

В эти же годы были открыты Σ^0 -гиперон, распадающийся по электромагнитной схеме

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma \quad (75)$$

и имеющий массу $m_{\Sigma^0} = 2334 m_e$ и время жизни $\tau_{\Sigma^0} \simeq 10^{-19}$ с, а также два каскадных гиперона, распадающихся в два этапа:

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-, \quad \Lambda \rightarrow N + \pi, \quad (76)$$

$$\Xi^0 \rightarrow \Lambda + \pi^0, \quad \Lambda \rightarrow N + \pi, \quad (77)$$

и имеющих массы и времена жизни $m_{\Xi^-} = 2586 m_e$, $\tau_{\Xi^-} = 1,6 \times 10^{-10}$ с; $m_{\Xi^0} = 2573 m_e$, $\tau_{\Xi^0} = 2,9 \times 10^{-10}$ с.

Наконец, в начале 1964 г. в двухметровой водородной пузырьковой камере был обнаружен самый тяжелый отрицательно заряженный гиперон с массой $3273 m_e$ и временем жизни $0,8 \times 10^{-10}$ с, названный Ω^- -гипероном. Ω^- -гиперон распадается по еще более сложным схемам, чем Ξ -гипероны:

$$\Omega^- \begin{cases} \nearrow \Xi^- + \pi^0, \\ \rightarrow \Xi^0 + \pi^-, \\ \searrow \Lambda + K^- \end{cases} \quad (78)$$

с последующими распадами Ξ^- , Ξ^0 , Λ -, K^- - и π^0 -частиц. В связи с особыми условиями обнаружения Ω^- -гиперона (все его параметры были предсказаны теоретически) мы расскажем о нем подробнее в разделе 7.3.

6.3. Удивительные свойства странных частиц

Выше мы уже познакомились с одним из удивительных свойств K -мезонов ($(\theta-\tau)$ -проблема) и видели, к каким радикальным последствиям привело его объяснение. Но это было только начало! На самом деле удивительных свойств у странных частиц очень много, и все они тоже требуют объяснения. Во-первых, K -мезоны и гипероны, с одной стороны, ведут себя как ядерно-активные частицы, так как рождаются с большим сечением ($\sim 1\%$ от геометрического), с другой — как ядерно-пассивные, так как распадаются по *слабому* взаимодействию (за 10^{-10} – 10^{-8} с) на *ядерно-активные частицы* ($K \rightarrow \pi + \pi + \pi$,

$\Lambda \rightarrow N + \pi$ и др.). Во-вторых, в NN - и πN -взаимодействиях K -мезоны и гипероны образуются не поодиночке, а парами или тройками, причем в определенных комбинациях, например

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0, \quad (79)$$

$$\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+ \quad (80)$$

или

$$\pi^+ + p \rightarrow \Xi^0 + K^+ + K^+, \quad (81)$$

но никогда не наблюдались реакции (в которых, так же как в предыдущих, выполняются законы сохранения заряда и барионного числа)

$$\pi^\pm + p \not\rightarrow K^\pm + p, \quad (82)$$

или

$$p + p \not\rightarrow \Sigma^+ + \Sigma^+, \quad (83)$$

а также

$$\pi^- + p \not\rightarrow \Sigma^+ + K^- \quad (84)$$

(что представляется особенно странным, так как симметричная, казалось бы, реакция (80) идет с большой вероятностью).

В-третьих, была замечена и еще одна несимметрия в свойствах K^+ - и K^- -мезонов. При энергиях взаимодействия 1–2 ГэВ первых рождается в 100 раз больше, чем вторых, причем K^+ -мезоны могут возникать в паре как с K^- -мезонами, так и с гиперонами, а K^- -мезоны — только в паре с K^+ -мезонами. Другой особенностью K^- -мезонов (которой не обладают K^+ -мезоны) является их способность рождать гипероны в реакциях с нуклонами:

$$K^- + p \begin{cases} \nearrow \Sigma^- + \pi^+, \\ \searrow \Sigma^+ + \pi^- \end{cases} \quad (85)$$

в отличие от K^+ -мезонов, для которых аналогичная, вроде бы, реакция

$$K^+ + p \not\rightarrow \Sigma^+ + \pi^+ \quad (86)$$

невозможна.

Вот такие странности! Есть от чего сойти с ума! Но эти странности были объяснены, и опять, теоретиками!

6.4. Классификация странных частиц.

Гипероны и антигипероны. K^0 - и $\bar{K}^0$ -мезоны.

Закон сохранения странности

Если говорить совсем кратко, то объяснение заключается в существовании некоторого нового закона сохранения, который одни процессы разрешает, а другие запрещает. Помните, как это было со схемами распадов пионов и мюонов и двумя типами нейтрино и анти-нейтрино. Тогда все встало на место после введения лептонных чисел L_e и L_μ и законов сохранения для них. Сейчас все удалось объяснить введением нового квантового числа — странности (S) и закона сохранения странности. Более подробно дело обстояло так.

В 1953–1954 гг. американский теоретик М. Гелл-Ман и японский К. Нишиджима предложили распространить принцип изотопической инвариантности на K -мезоны и гипероны, введя для них по аналогии с нуклонами и

Таблица 1

Частица	K^+	K^-	K^0	$\bar{K}^0$	Λ	$\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$	Ξ^0, Ξ^-	Ω^-	$\bar{\Lambda}$	$\bar{\Sigma}^-, \bar{\Sigma}^0, \bar{\Sigma}^+$	$\bar{\Xi}^0, \bar{\Xi}^+$	$\bar{\Omega}^+$
S	+1	-1	+1	-1	-1	-1	-2	-3	+1	+1	+2	+3

π -мезонами понятия изотопического спина и изотопических мультиплетов. При этом выражение (55), введенное для нуклонов и π -мезонов, заменяется более общим

$$Z = I_\xi + \frac{B+S}{2} = I_\xi + \frac{Y}{2}, \quad (87)$$

где Z , I_ξ и B имеют прежние значения, $Y = B + S$ называется гиперзарядом, а странность S может быть равна (для разных частиц)

$$S = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \quad (88)$$

причем значение $S = 0$ соответствует обычным (не странным) частицам — нуклонам и π -мезонам, когда выражение (87) превращается в (55). Из соотношения (87) видно, что средний заряд изотопического мультиплета странных частиц

$$\bar{Z} = \frac{B+S}{2} = \frac{Y}{2}. \quad (89)$$

В соответствии с обобщением гипотезы об изотопической инвариантности на странные частицы можно считать, что выражение (87) тоже (как и (55)) справедливо для сильного и электромагнитного взаимодействий, т.е., что в этих взаимодействиях *странность S сохраняется*.

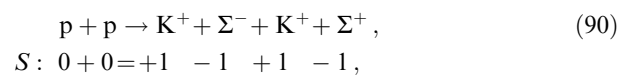
Закон сохранения странности позволяет объяснить все перечисленные выше удивительные свойства странных частиц. Мы в этом легко убедимся после того, как проведем классификацию K -мезонов и гиперонов по величине изоспина и странности. Начнем с гиперонов. Λ -гиперон — нейтральный синглет с $I = 0$ и $Z = 0$. Следовательно, согласно (89) $\bar{Z} = (B+S)/2 = 0$ и $S_\Lambda = -B_\Lambda = -1$. Σ -гипероны — изотриплет ($\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$) с $I = 1$ и $\bar{Z} = 0$, т.е. все три частицы имеют $S = -1$. Ξ -гиперон — дублет (Ξ^- и Ξ^0) с $I = 1/2$ и $\bar{Z} = (-1+0)/2 = -1/2$, откуда для S получается значение $S_\Xi = 2\bar{Z} - B = -2$. Ω^- -гиперон — отрицательно заряженный синглет с $I = 0$ и $Z = \bar{Z} = -1$, из чего следует $S_{\Omega^-} = -3$. Для антигиперонов из той же формулы (89) получаются противоположные по знаку значения странности ($S_{\bar{\Lambda}} = S_\Xi = +1$, $S_{\bar{\Xi}} = +2$, $S_{\bar{\Omega}^+} = +3$), как и должно быть для соответствующих античастиц.

При классификации K -мезонов с $B = 0$, казалось бы, естественно считать обнаруженные K^+ -, K^- - и K^0 -частицы изотопическим триплетом с $I = 1$ и $\bar{Z} = 0$. Но тогда из формулы (89) получится, что у странных частиц $S = 0$! Так возникла еще одна загадка. Но мы ее решим относительно просто, проанализировав свойства K^+ -, K^- - и K^0 -мезонов (когда ее решали впервые, знали меньше, чем сейчас, и решение далось труднее). Из

тождественности масс и времени жизни у K^+ - и K^- -мезонов следует, что они являются частицей и античастицей с противоположными странностями, значения которых мы пока не знаем³¹. А что можно сказать о K^0 ? Если он не член изотриплета, то почему имеет массу, близкую к массе $K^\pm$? И почему обнаружен только один K^0 ? Ведь истинно нейтральной частицей он быть не может, так как в этом случае у него были бы нулевыми все квантовые числа, включая странность. Значит, их должно быть два: K^0 и $\bar{K}^0$ с противоположными S . Итак, всего K -мезонов четыре (K^+ , K^- , K^0 и $\bar{K}^0$). В таком случае, может быть, они образуют изоквartet с $I = 3/2$? Нет, потому что и в этом случае получается $S = 0$. Поэтому для объяснения близости масс заряженных и нейтральных K -мезонов остается единственная возможность: они образуют два изодублета с одинаковыми изоспинами $I = 1/2$, но разными странностями S . В один изодублет войдут K^+ - и K^0 -мезоны, для которых $\bar{Z} = S/2 = +1/2$, т.е. $S = +1$, в другой K^- и $\bar{K}^0$ с $\bar{Z} = S/2 = -1/2$, т.е. с $S = -1$. Проекция изоспина I этих частиц в соответствии с формулой (87) будут $I_\xi(K^+) = I_\xi(\bar{K}^0) = +1/2$ и $I_\xi(K^-) = I_\xi(K^0) = -1/2$. Одинаковые знаки у I_ξ и Z для заряженных K -мезонов не исключение, а общее правило для всех изотопических мультиплетов (нуклонных, пионных и K -мезонных, а также Σ - и Ξ -гиперонных). Знак проекции изотопического спина у заряженной частицы совпадает со знаком ее электрического заряда (это облегчает запоминание).

Итак, странные частицы и античастицы имеют значения странности, приведенные в табл. 1

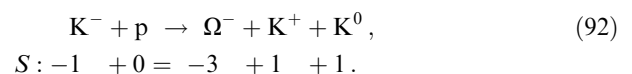
А теперь смотрите, как изящно и просто объясняются все перечисленные выше удивительные свойства странных частиц. В сильных взаимодействиях странность сохраняется. Поэтому в NN - и πN -взаимодействиях ($S_{NN} = S_{\pi N} = 0$) могут рождаться пары и тройки странных частиц с суммарной странностью $S = 0$ (реакции (79)–(81)) и не могут, если она не равна нулю (реакции (82)–(84)). По той же причине в NN -взаимодействиях может рождаться даже четыре странных частицы:



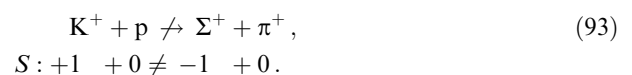
а в K^-p -взаимодействии — одна:



или три:



Но зато реакция, "симметричная" (91), невозможна:



³¹ Формально можно, посчитав K^+ - и K^- -мезоны изосинглетами с $\bar{Z} = Z = +1$ и $\bar{Z} = Z = -1$ соответственно, получить для них значения странности $S = +2$ и $S = -2$, но это не решает нашей задачи о причине схождения K^+ -, K^- - и K^0 -мезонов. Заметим, что несколько позднее (когда было доказано, что K -мезоны образуют два изодублета с $S = \pm 1$) частицу с $S = +2$ и $Z = +1$ стали искать именно как независимый изосинглет (так называемый D -мезон), но не обнаружили (см., например, работу [29], в которой D -мезон пытались обнаружить на K^+ -мезонном пучке ускорителя ЛВЭ ОИЯИ).

Столь же просто закон сохранения странности применяется и в реакциях образования антигиперонов. Наблюдались, например, такие реакции рождения антигиперонов:

$$\begin{aligned} N + N &\rightarrow \Lambda + \bar{\Lambda} + N + N, \\ S: 0 + 0 &= -1 + 1 + 0 + 0, \end{aligned} \quad (94)$$

$$\begin{aligned} \bar{p} + p &\rightarrow \bar{\Lambda} + \Lambda, \\ S: 0 + 0 &= +1 - 1, \end{aligned} \quad (95)$$

$$\begin{aligned} \pi^- + p &\rightarrow \bar{\Lambda} + \Lambda + n, \\ S: 0 + 0 &= +1 - 1 + 0, \end{aligned} \quad (96)$$

$$\begin{aligned} \bar{p} + p &\rightarrow \Xi^+ + \Xi^-, \\ S: 0 + 0 &= +2 - 2, \end{aligned} \quad (97)$$

$$\begin{aligned} K^+ + d &\rightarrow \bar{\Omega}^+ + \Lambda + \Lambda + p + \pi^+ + \pi^-, \\ S: +1 + 0 &= +3 - 1 - 1 + 0 + 0 + 0. \end{aligned} \quad (98)$$

Итак, нам удалось объяснить все странности странных частиц, кроме одной — почему в природе был обнаружен (в реакции (79)) только один нейтральный К-мезон — K^0 со странностью $S = +1$? Где второй — $\bar{K}^0$ с $S = -1$? Но об этом мы поговорим в разделе 6.6.

6.5. Распады странных частиц и странных резонансов

Если вы сравните между собой схемы распадов странных частиц, то обратите внимание на нечто общее для них. Все они характеризуются временем распада $\tau \simeq 10^{-10} - 10^{-8}$ с, т.е. распады происходят по слабому взаимодействию, в котором странность не сохраняется. И действительно, какую бы из рассмотренных схем распада ($K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$, $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$, $\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$, $\Omega^- \rightarrow \Xi^- + \pi^0$) вы ни взяли, всюду обнаружите изменение странности на единицу: $\Delta S = \pm 1$.

В соответствии с универсальной теорией слабого взаимодействия в слабых распадах странных частиц должен нарушаться закон сохранения пространственной четности. Для К-мезонов, как мы видели в разделе 6.1, это нарушение фактически было постулировано. Что касается гиперонов, то для них проводились специальные эксперименты. Так, например, нарушение закона сохранения четности было зарегистрировано в 1957 г. при изучении углового распределения продуктов распада Λ -гиперона в водородной пузырьковой камере. Аналогичные результаты получили и для других гиперонов. Единственным исключением является Σ^0 -гиперон, распадающийся по электромагнитной схеме ($\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$), т.е. без изменения странности и поэтому быстро ($\tau_{\Sigma^0} \simeq 10^{-19}$ с).

Еще быстрее (за ядерное время $\tau_{яд} \simeq 10^{-23}$ с) распадаются странные резонансы, т.е. нестабильные частицы, аналогичные рассмотренным раньше (см. разделы 4.4 и 4.5) пион-нуклонным и пион-пионным резонансам, от которых они отличаются только тем, что в их состав входят не обычные частицы (нуклоны и π -мезоны), а странные (К-мезоны и гипероны). Наиболее известным странным мезонным резонансом является K_{892}^* -резонанс, распадающийся на К- и π -мезоны с $\Delta S = 0$. Этот резонанс, так же как и К-мезон, встречается в виде двух изотопических дублетов K_{892}^{*+} и K_{892}^{*0} с $S = +1$ и K_{892}^{*-} и $\bar{K}_{892}^{*0}$ с $S = -1$. Из гиперонных странных резонансов назовем два: Σ_{1325} с $S = -1$, который распадается на Λ -гиперон и

π -мезон, и Ξ_{1530} с $S = -2$, распадающийся на Ξ -гиперон и π -мезон. В обоих случаях странность сохраняется ($\Delta S = 0$). Обо всех этих резонансах подробнее мы поговорим в разделе 7.

6.6. Новые загадки нейтральных К-мезонов.

K_1^0 - и K_2^0 -мезоны. СР-инвариантность.

Регенерация К-мезонов

В разделе 6.4 мы пришли к выводу, что в природе должны существовать два нейтральных К-мезона — K^0 и $\bar{K}^0$. Наблюдали же экспериментально только одну странную нейтральную θ^0 -частицу, распадающуюся по схеме $\theta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$. Спрашивается: с чем надо ассоциировать θ^0 -частицу — с K^0 - или с $\bar{K}^0$ -мезоном? Ответ, казалось бы, был получен после того, как обнаружили, что θ^0 рождается в реакции

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda + \theta^0, \quad (99)$$

т.е. имеет $S = +1$ (так как $S_\Lambda = -1$). Значит, $\theta^0 \equiv K^0$? Оказывается, нет! Когда набралась большая статистика реакции (99), то оказалось, что распады типа $\theta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ наблюдаются только в 50 % случаев. Объяснить это существованием у $\theta^0 \equiv K^0$ двух каналов распада (быстрого, который видно, и очень медленного, который не видно) нельзя (тогда было бы не 50 %, а почти 100 %). Таким образом, получается, что, хотя в реакции (99) рождается K^0 -мезон, распадается на пару π^+ и π^- он не может. Что же тогда распадается и что происходит с родившимся K^0 -мезоном, если он не распадается? Кроме того, остается старый вопрос о $\bar{K}^0$ -мезоне, который по классификации странных частиц должен существовать, но в природе не обнаружен. Опять загадки!

И снова решение нашли теоретики. Это были М. Гелл-Ман, А. Пайс и О. Пиччиони, которые предположили, что K^0 - и $\bar{K}^0$ -мезоны являются двумя вариантами своеобразной "смеси" (1:1) из двух других нейтральных частиц K_1^0 - и K_2^0 -мезонов, имеющих разное время жизни, различные схемы распада и слегка различные массы. В свою очередь K_1^0 - и K_2^0 -мезоны также могут быть представлены в виде двух разных вариантов 50 %-ной "смеси" из K^0 - и $\bar{K}^0$ -мезонов. Ни K_1^0 , ни K_2^0 не имеют определенной странности, т.е. не могут рождаться по схеме (99), но имеют право распадаться и действительно распадаются по разным схемам за сильно различающиеся времена:

$$K_1^0 \rightarrow 2\pi \quad (\tau_{K_1^0} = 0,9 \times 10^{-10} \text{ с}), \quad (100)$$

$$K_2^0 \rightarrow 3\pi \quad (\tau_{K_2^0} = 5,2 \times 10^{-8} \text{ с}). \quad (101)$$

Мы приносим извинения читателям за то, что из-за выбранного популярного стиля изложения материала и ограниченного объема статьи не можем рассказать об этой красивой идее подробно. Намекнем только, что слово "смесь" на самом деле означает четыре комбинации волновых функций вида

$$\psi_{K^0} = \frac{\psi_{K_1^0} + \psi_{K_2^0}}{\sqrt{2}}, \quad \psi_{\bar{K}^0} = \frac{\psi_{K_2^0} - \psi_{K_1^0}}{\sqrt{2}}, \quad (102)$$

$$\psi_{K_1^0} = \frac{\psi_{K^0} - \psi_{\bar{K}^0}}{\sqrt{2}}, \quad \psi_{K_2^0} = \frac{\psi_{K^0} + \psi_{\bar{K}^0}}{\sqrt{2}}, \quad (103)$$

где ψ_{K^0} и $\psi_{\bar{K}^0}$ имеют определенную странность ($S = +1$ и $S = -1$ соответственно), а $\psi_{K_1^0}$ и $\psi_{K_2^0}$ — определенную

комбинированную CP -четность ($CP_{K_1^0} = +1$, $CP_{K_2^0} = -1$), которая в отличие от нарушающихся в слабых взаимодействиях C - и P -четностей (раздельно), сохраняется в них по крайней мере с точностью 99 % (экспериментальный факт). Поэтому K_1^0 -мезон может распадаться на два π -мезона, которые также имеют $CP_{2\pi} = +1$, а K_2^0 -мезон — на три π -мезона, имеющих $CP_{3\pi} = -1$. Но, как это следует из (103), ни K_1^0 , ни K_2^0 не имеют определенной странности и поэтому не могут непосредственно рождаться в сильных взаимодействиях типа реакции (99).

Эксперимент подтвердил, что все обстоит именно так, как мы рассказали. K_1^0 — это те 50 % распадов типа $0^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, которые видели вблизи точки рождения K^0 -мезона в реакции (99), а распады $K_2^0 \rightarrow 3\pi$ увидели позднее с помощью камеры Вильсона, расположенной далеко от места рождения K^0 -мезонов (на расстоянии, соответствующем их большому времени жизни).

Дополнительным подтверждением справедливости описанной схемы существования и взаимосвязи четырех нейтральных K -мезонов (K^0 , $\bar{K}^0$, K_1^0 и K_2^0) является еще одно замечательное квантовомеханическое явление, предсказанное Пайсом и Пиччиони и названное регенерацией нейтральных K -мезонов. Представьте себе, что вы облучаете π^- -мезонами вакуумизированную камеру с тонкой перегородкой Π , которую можно устанавливать на разных расстояниях (Π_1 и Π_2) от передней стенки камеры (рис. 8а). Тогда в соответствии с предыдущими рассуждениями в Π_1 будут возникать K^0 -мезоны по реакции $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$, но не будут образовываться $\bar{K}^0$ -мезоны (пока энергия π^- -мезонов не станет достаточной для реакции $\pi^- + p \rightarrow n + K^0 + \bar{K}^0$). Возникшие K^0 -мезоны (как "смесь" 50 % K_1^0 + 50 % K_2^0 -мезонов) при

движении в камере будут изменять свой состав (за счет быстрого распада K_1^0), обогащаясь долгоживущей компонентой K_2^0 , так что к перегородке Π_2 только эта компонента и долетит. Но K_2^0 является 50 %-ной "смесью" K^0 и $\bar{K}^0$, т.е. в составе пучка появятся $\bar{K}^0$ -мезоны, которые не могли родиться в перегородке Π_1 . Экспериментально их появление подтверждается образованием гиперонов в результате взаимодействия $\bar{K}^0$ -мезонов с веществом перегородки Π_2 по схеме



Если перегородка Π_2 достаточно толстая, то в конце концов все $\bar{K}^0$ -мезоны поглотятся и останется только одна K^0 -компонента, снова возродившаяся (правда, в количестве 25 % от числа возникших K^0 в Π_1) в пучке. Вместе с K^0 возродится и K_1^0 -компонента, которая проявит себя по распадам $K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$. Такой процесс своеобразной "перекачки" K^0 в $\bar{K}^0$ и обратно и возрождения распавшихся K_1^0 был назван регенерацией нейтральных K -мезонов. Заметим, что все рассказанное было подтверждено экспериментально с точностью до 99,5 %. Следовательно, с такой точностью можно быть уверенным в выполнении закона сохранения CP -инвариантности в слабых взаимодействиях и, в частности, в сохранении CP -четности в распаде нейтральных K -мезонов.

6.7. Нарушение CP -инвариантности в K_2^0 -распаде.

K_S^0 - и K_L^0 -мезоны

Выше мы специально подчеркнули 99,5 %-ную точность экспериментальной проверки сохранения CP -инва-

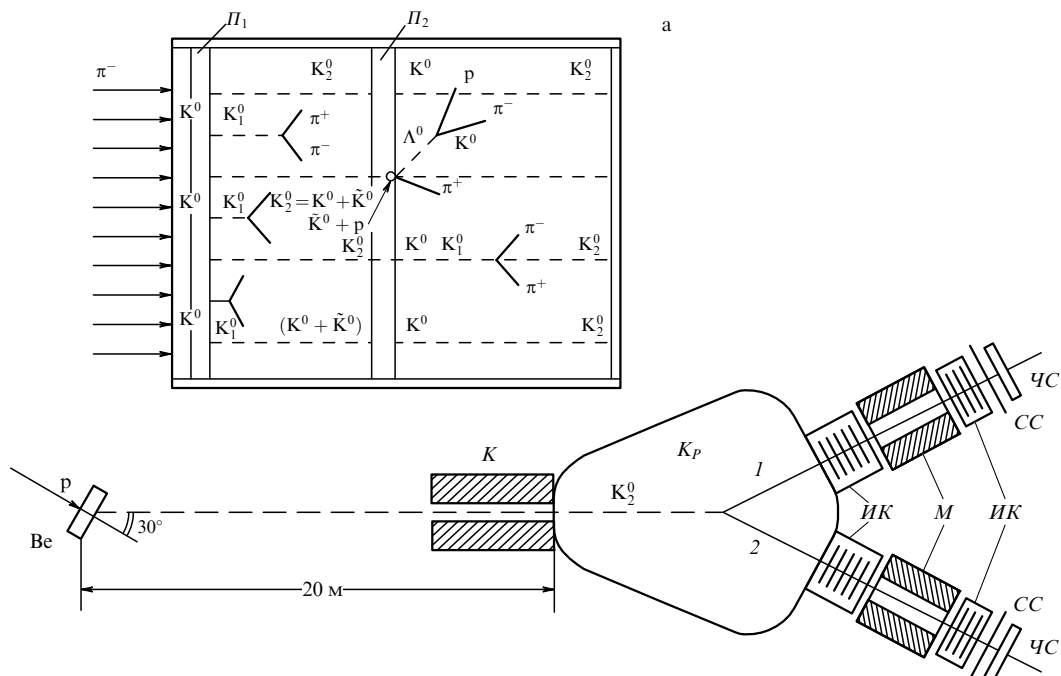


Рис. 8. Экспериментальная проверка точности выполнения закона сохранения CP -четности в распадах нейтральных K -мезонов: (а) схема наблюдения регенерации нейтральных K -мезонов (частичное сохранение CP -четности): π^- — пучок падающих π^- -мезонов, Π_1 и Π_2 — два положения тонкой перегородки в вакуумизированной камере, K^0 , $\bar{K}^0$, K_1^0 , K_2^0 — нейтральные K -мезоны, Λ^0 — Λ -гиперон, p — протон, π^+ и π^- — $\pi^\pm$ -мезоны (подробности в тексте); (б) схема эксперимента по доказательству нарушения CP -четности в K_2^0 -распаде: p — пучок протонов с энергией 30 ГэВ, Be — бериллиевая мишень, K — коллиматор, KP — камера распада, K_2^0 — траектория K_2^0 -мезонов, $1, 2$ — кинематически возможные траектории распада K_2^0 -мезона по схеме $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, $ИК$ — искровая камера, M — магнит, $СС$ — сцинтилляционный счетчик, $ЧС$ — черенковский счетчик.

риантности, потому что в 1964 г. на очередной конференции по физике высоких энергий была доложена работа В. Фитча, Дж. Кронина и др., которые обнаружили *нарушение* CP -четности в распаде K^0 -мезонов на уровне 0,2 %. Сущность эксперимента заключалась в наблюдении распада $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, запрещенного по CP -четности. Схема эксперимента представлена на рис. 8б. Распад K^0 -мезона изучался в камере распада KP , расположенной на расстоянии 20 м от мишени ускорителя, т.е. в области, где K^0 -компонента, входящая в состав K^0 - и $\bar{K}^0$ -мезонов, возникших в мишени, полностью распалась. Редкие случаи ($K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$)-распада, запрещенного по CP -четности, были выделены по очень строгой кинематике двухчастичного распада и величине эффективной массы двух пионов, которая совпала с массой K^0 -мезона, измеренной при его регенерации из K^0 в специально проведенном опыте (подробнее см., например, в [30, 31]).

Всего в результате эксперимента было зарегистрировано 45 случаев распада K^0 -мезона на $\pi^+\pi^-$ -пары, 10 из которых возникли за счет регенерации K^0 -мезонов в гелии, заполнявшем объем камеры. Оставшиеся 35 событий дали для отношения запрещенных распадов к разрешенным значение

$$\frac{K^0 \rightarrow 2\pi}{K^0 \rightarrow \text{Все}} \simeq 2 \times 10^{-3}. \quad (105)$$

Таким образом, в качестве долгоживущего состояния нейтрального K -мезона K_L^0 ($\tau \simeq 5 \times 10^{-8}$ с) следует считать не K^0 -мезон с $CP = -1$, а композицию из K^0 -мезона и небольшой "примеси" K_1^0 -мезона, имеющего $CP = +1$:

$$K_L^0 = K^0 + \varepsilon K_1^0. \quad (106)$$

Аналогично короткоживущий нейтральный K -мезон K_S^0 ($\tau = 0,9 \times 10^{-10}$ с) теперь должен быть представлен как K_1^0 с небольшой примесью K^0 :

$$K_S^0 = K_1^0 + \varepsilon K^0. \quad (107)$$

Основной результат (105), полученный в эксперименте Фитча и Кронина, был проверен в серии контрольных экспериментов. В частности, вместо камеры с гелием была использована вакуумизированная камера, в которой невозможна регенерация K -мезонов. Уточненный результат подтвердил небольшое ($\sim 0,1$ %) нарушение CP -четности в распаде нейтральных K -мезонов. И хотя 0,1 % — это совсем немного, тем не менее закон сохранения CP -четности перешел из разряда точных законов сохранения в категорию приближенных.

Кроме распадов K -мезонов нарушение CP -четности пытаются обнаружить и в других процессах распада (см. обзор М.В. Данилова [32]), а также в свойствах нейтрона (поиски электрического дипольного момента нейтрона, см. [33]).

Значение изучения проблемы нарушения CP -инвариантности связано, в частности, с тем, что, как считают многие физики, оно сыграло важную роль при формировании ранней Вселенной (см. раздел 10.1).

В 1980 г. Фитчу и Кронину за открытие несохранения комбинированной четности в K^0 -распаде была присуждена Нобелевская премия [34, 35].

7. Систематика адронов

7.1. Понятие об унитарной симметрии

После открытия странных частиц — метастабильных K -мезонов и гиперонов и нестабильных странных резонансов — общее число сильно взаимодействующих частиц, которые все вместе (включая нуклоны, пионы и обычные нестранные резонансы) называются адронами³², стало настолько большим, что назрело время для их классификации по каким-то общим признакам, позволяющим выделить группы частиц с более или менее близкими параметрами, главным из которых является масса. Выше мы видели, что близкие массы имеют частицы с одинаковым изоспином (пара нуклонов, тройка пионов и др.), но, во-первых, эти группы очень малочисленные, а, во-вторых, один и тот же изоспин имеют совершенно различные (в том числе по массе) частицы (например, пионы и Σ -гипероны). Странность для этой роли тоже непригодна, так как частицы с одинаковой странностью очень сильно отличаются по массе (при $S = 0$ от 140 до 1232 МэВ, при $S = \pm 1$ от 500 до 1200 МэВ). К такому же выводу мы приходим, если попробуем объединить частицы в группы с одинаковым барионным числом B или внутренней четностью P . В обоих случаях получится всего две больших группы совершенно непохожих частиц. То же самое получится, если разделить частицы на группы с полуцелым и целым спином (фермионы и бозоны). Таким образом, ни один из перечисленных выше признаков в отдельности не приводит к цели. Однако если использовать одновременно три последних (B , P и J), не обращая внимания на различие в I и S , то получается замечательный результат.

На рисунках 9а–г показаны четыре группы частиц с одинаковыми значениями B , P и J для всех частиц данной группы. Это два мезонных ($B = 0$) нонета, содержащих

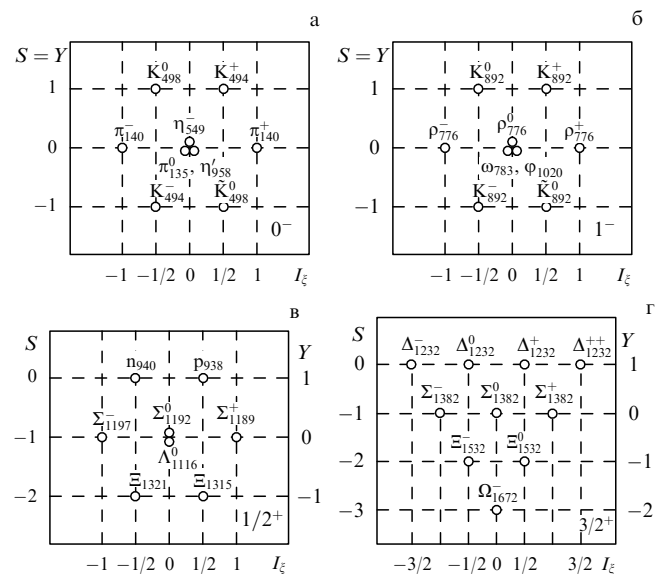


Рис. 9. Трехкварковые унитарные мультиплеты: (а) псевдоскалярный мезонный нонет 0^- ; (б) векторный мезонный нонет 1^- ; (в) барионный октет $1/2^+$; (г) барионный декуплет $3/2^+$.

³² Название "адрон" в переводе с греческого означает крупный, массивный.

по 9 частиц со спином и четностью, равными $J^P = 0^-$ в одном случае и $J^P = 1^-$ в другом; барионный ($B = 1$) октет, состоящий из 8 барионов с $J^P = 1/2^+$, и барионный декуплет, содержащий 10 барионов с $J^P = 3/2^+$. Из рисунков видно, что, будучи размещенными в осях S и I_ξ , частицы образуют правильные симметричные (относительно поворота на 120°) фигуры — три шестиугольника и один треугольник. При этом массы частиц в каждой из четырех фигур относительно близки. Если посмотреть на эту близость масс повнимательнее, то можно заметить, что особенно мало отличаются массы членов изотопических мультиплетов, которые расположены на линиях, параллельных оси I_ξ . В описываемое время этот результат объясняли относительной слабостью электромагнитного взаимодействия по сравнению с сильным. Несколько позднее (после появления квантовой хромодинамики) различие масс у членов изотопических мультиплетов стали объяснять небольшим отличием масс u - и d -кварков, которые входят в их состав (подробнее см. раздел 8.1).

Упомянутая выше симметрия относительно поворота на 120° заключается в том, что на диагональных линиях обсуждаемых рисунков прослеживаются такие же мультиплеты, состоящие из 1, 2, 3, 4 и 5 частиц, как и на горизонтальных линиях. Но расщепление массы в этом случае происходит не по проекции изоспина, а по странности, и масштаб этого расщепления значительно больше, так как он определяется особенностями сильного взаимодействия при разных значениях изоспина I и странности S (большей массой s -кварка по сравнению с массами u - и d -кварков).

Полный набор частиц, входящих в каждую из четырех фигур рис. 9, назвали унитарным мультиплетом³³, который наглядно можно себе представить как двойное расщепление единственной частицы по осям S и I_ξ . Например, барионный октет $1/2^+$, изображенный на рис. 9в, можно себе представить как расщепление частицы с параметрами $B = 1$, $J^P = 1/2^+$ и $M \simeq 1200$ МэВ по оси S (масштаб расщепления $\Delta m \simeq 10-20\%$) и оси I_ξ ($\Delta m \simeq 1\%$). Обращаем внимание читателя на то, что описанная выше симметрия рисунков 9а–г и приведенное ее истолкование являются лишь некоторым наглядным пояснением существующей в природе симметрии сильного взаимодействия (более общей и менее точной, чем изотопическая инвариантность), которая бала названа *унитарной симметрией*.

7.2. SU(3)-симметрия. Восьмеричный путь

В 60-е годы было предложено несколько теоретических моделей унитарной симметрии для объяснения состава и свойств частиц, входящих в унитарные мультиплеты. Наиболее удачной оказалась так называемая SU(3)-симметрия, предложенная (независимо друг от друга) в 1961 г. М. Гелл-Маном [37] и Ю. Нееманом [38]. Математической основой SU(3)-симметрии является теория специальных унитарных и унимодулярных групп SU(n). Эта теория при $n = 2$ дает описание

изотопической инвариантности, а при $n = 3$ — более широкой унитарной симметрии. Простейшее представление SU(2)-группы (после скаляра) — изотопический дублет частиц, отличающихся зарядом. Простейшее представление SU(3)-группы (опять же после скаляра) — унитарный триплет, члены которого должны отличаться не только зарядом, но и странностью. Мезонные унитарные мультиплеты в SU(3)-симметрии получаются как комбинация триплета с "антитриплетом":

$$3 \times \bar{3} = 1 + 8, \quad (108)$$

а барионные — при комбинировании трех триплетов:

$$3 \times 3 \times 3 = 1 + 8 + 8 + 10. \quad (109)$$

Выше мы видели, что эти предсказания хорошо иллюстрируются рис. 9а–г, на которых изображены обнаруженные в природе два мезонных нонета 0^- и 1^- , представляющие собой сочетание унитарного октета с унитарным синглетом ($1 + 8 = 9$), случайно имеющих одинаковые значения спина и четности, и барионные октет $1/2^+$ и декуплет $3/2^+$. Однако унитарный триплет в природе обнаружен не был, в связи с чем Гелл-Ман предложил так называемый *восьмеричный путь* (октетная симметрия), в котором встречающиеся в природе унитарные мультиплеты получаются в результате комбинирования восьмерки барионов с восьмеркой антибарионов:

$$8 \times \bar{8} = 1 + 8 + 8 + 10 + 10 + 27. \quad (110)$$

Забегая вперед, заметим, что унитарный триплет частиц в конце концов все-таки был идентифицирован (слово "открыт", как вы увидите несколько позже, не совсем годится), однако входящие в него частицы обладают столь необычными свойствами, что для их описания нужен отдельный разговор (см. раздел 8).

7.3. Предсказание и открытие Ω^- -гиперона

Важнейшим достоинством SU(3)-симметрии является ее предсказательная сила. Необходимо заметить, что первая шестиугольная диаграмма для барионного октета $1/2^+$ была получена Гелл-Маном и Нееманом в начале 1961 г. В это время из 9 псевдоскалярных мезонов (0^-) было известно только 7, а из 9 векторных (1^-) не было ни одного. Но уже через полгода оба эти нонета были заполнены предсказанными частицами. Однако самым замечательным подтверждением правильности SU(3)-симметрии стала последовательная расшифровка треугольной диаграммы, изображенной на рис. 9г, которая закончилась блестящим предсказанием существования в природе Ω^- -гиперона и последующим его открытием.

Осенью 1962 г. к моменту проведения очередной Международной конференции по физике высоких энергий из состава декуплета $3/2^+$ (рис. 9г) было известно 9 частиц (без самой нижней частицы). При этом Ξ_{1532} -резонанс был открыт непосредственно перед началом конференции и встал на рис. 9г точно на место, предсказанное теорией SU(3)-симметрии, которая, в частности, предсказала эквидистантность средних значений масс изомultiплетов. После этого открытия 9 частиц декуплета расположились по осям S и I_ξ так вырази-

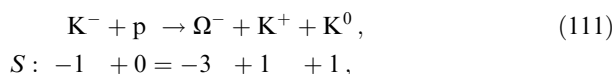
³³ Раньше унитарные мультиплеты называли супермультиплетами. Теперь это слово используется для обозначения семейства частиц, объединяющих равное число фермионов и бозонов (например, фотон и фотино) в рамках теории суперсимметрии [36]. Подробнее см. заключение.

тельно, что положение и свойства десятой частицы определялись совершенно однозначно³⁴.

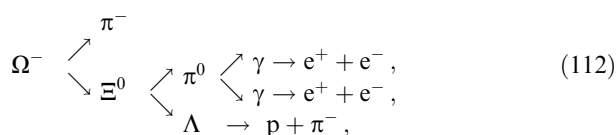
Присутствовавший на конференции Л. Альварец (получивший в 1968 г. Нобелевскую премию за создание водородных пузырьковых камер очень больших размеров и открытие с их помощью ряда частиц из состава унитарных мультиплетов) рассказывает в своих воспоминаниях [24, 39], что это предсказание было самым знаменательным событием Международной конференции, так как оно являлось "признанием факта существования рабочей теории в физике элементарных частиц", из которой следовало, что "вычислить массу и странность последнего члена декуплета — частицы Ω^- — было теперь делом простой арифметики".

И действительно, из рассмотрения рис. 9г видно, что частицы, расположенные на трех верхних горизонталях (соответствующие значения S равны 0, -1 и -2) отделены друг от друга по разности масс на $\Delta m \simeq 150$ МэВ. Отсюда следует, что масса Ω -гиперона должна быть ~ 1680 МэВ, а странность $S = -3$. Но дополнительно к этому отметим следующее: 1) из расположения Ω -гиперона на диагонали с отрицательно заряженными частицами следует, что и его заряд тоже отрицателен; 2) Ω^- -гиперон не может распадаться по сильному взаимодействию (с сохранением странности) на $\Xi + K$, так как $m_{\Omega^-} < m_{\Xi} + m_K$. Следовательно, он должен распадаться по слабому взаимодействию (с $\Delta S = 1$) по схемам $\Omega^- \rightarrow \Xi + \pi$ или $\Omega^- \rightarrow \Lambda + K^-$ за $\tau \simeq 10^{-10}$ с; 3) Ω^- -гиперон, как член декуплета, конечно, должен иметь $B = 1$ и $J^P = 3/2^+$, а как изотопический синглет — изоспин $I = 0$. Как видите, Альварец прав — действительно "простая арифметика".

Экспериментально Ω^- -гиперон был обнаружен в двухметровой пузырьковой камере, облученной на Брукхейвском ускорителе пучком K^- -мезонов с импульсом 5 ГэВ/с [40]. Схема рождения и распада Ω^- -гиперона приведена на рис. 10. Ω^- -гиперон образуется в реакции, идущей с сохранением странности,



а распадается по схеме



первый ($\Omega^- \rightarrow \pi^- + \Xi^0$) и второй ($\Xi^0 \rightarrow \pi^0 + \Lambda$), а также частично третий ($\Lambda \rightarrow p + \pi^-$) этапы которой происходят с изменением странности на $\Delta S = 1$, т.е. по слабому взаимодействию. Вторая часть третьего этапа распада ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) происходит по электромагнитному взаимодействию, т.е. быстро (за $\tau \simeq 10^{-16}$ с). Следы всех заряженных частиц показаны на рисунке сплошными линиями, а нейтральных (кроме π^0 -мезона, имеющего ничтожный пробег) — штриховыми. Для нейтральных частиц Ξ^0 , Λ , K^0 и π^0 из схемы события были вычислены значения масс, которые совпали с табличными значениями, что под-

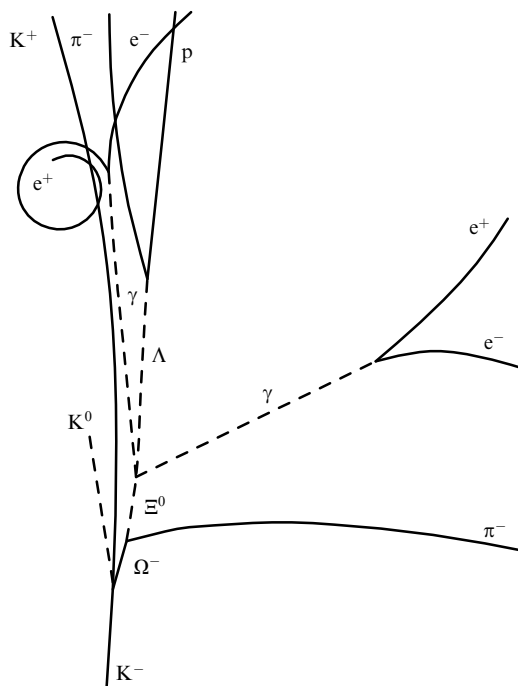


Рис. 10. Схема рождения и распада Ω^- -гиперона.

твердило правильность расшифровки зарегистрированного события. Значения массы и времени жизни Ω^- -гиперона оказались близкими к предсказанным:

$$m_{\Omega^-} = 1672,5 \pm 0,29 \text{ МэВ},$$

$$\tau = (0,822 \pm 0,012) \times 10^{-10} \text{ с} \quad (113)$$

(приведены современные значения).

8. Кварковая модель и понятие о квантовой хромодинамике

8.1. u(up)-, d(down)-, s(strange)-кварки как составные части мезонов и барионов. Поиски кварков в природе

Выше мы говорили, что простейшим представлением $SU(3)$ -группы после скаляра является триплет, в состав которого должна входить частица со странностью, отличной от нуля. Существование подобного триплета вытекает из закономерностей теории, связывающих между собой разные (1, 3, 8, 10) представления $SU(3)$ -группы. Однако при идентификации этих представлений с частицами, обнаруженными в природе, оказалось, что подходящей тройки частиц в природе не существует. Попытка выбрать в качестве этой тройки p -, n - и Λ -частицы, предпринятая С. Сакатой, привела лишь к частичному успеху — удалось построить только мезонные октеты.

Полный успех пришел, когда Гелл-Ман [41] и Цвейг [42] независимо и одновременно (1964 г.) сделали совершенно невероятное, на первый взгляд, предположение о существовании в природе частиц с дробными значениями барионного числа и электрического заряда, вследствие чего (как тогда предполагали) их пока не обнаружили в природе (на самом деле, как мы увидим ниже, не из-за этого). Гелл-Ман назвал эти частицы

³⁴ Легенда гласит, что когда один из докладчиков конференции нарисовал схему из 9 частиц декуплета, то Гелл-Ман, сидевший в зале, закричал с места: "Нарисуйте десятую частицу!"

кварками³⁵, а Цвейг — тузами. В таблице 2 приведены старые и новые обозначения и названия кварков, а также их квантовые числа. Первоначально для кварков были выбраны обозначения q_p , q_n и q_s по аналогии с обозначениями частиц, из которых Саката построил свою модель. Все квантовые числа кварков (кроме B , Z и m) также совпадают с квантовыми числами соответствующих частиц. В новых названиях u (up), d (down), s (strange) подчеркивается ориентация изоспина u - и d -кварков (верхняя, т.е. $I_\xi = +1/2$, у u -кварка и нижняя, т.е. $I_\xi = -1/2$, у d -кварка), а также отличная от нуля странность s -кварка.

Таблица 2

Название и обозначение кварков		J	B	Z	S	I	I_ξ	m , МэВ
старое	новое							
q_p	u -up	1/2	1/3	+2/3	0	1/2	+1/2	~4
q_n	d -down	1/2	1/3	-1/3	0	1/2	-1/2	~7
q_s	s -strange	1/2	1/3	-1/3	-1	0	0	~150

Легко видеть, что несмотря на дробные значения B и Z кварки удовлетворяют той же формуле (87), которая была получена для элементарных частиц, т.е. по-прежнему $Z = I_\xi + (B + S)/2 = I_\xi + Y/2$.

Барионы строятся из кварков по схеме qqq , а мезоны — $q\bar{q}$. Нетрудно убедиться, что предложенной тройки кварков достаточно для построения из них любой из упоминавшейся выше сильно взаимодействующей частицы. Так, например, для получения Δ^{++} -резонанса надо использовать комбинацию uuu с "верхними" значениями спина, что обеспечит весь набор квантовых чисел этой частицы ($B = 1$, $Z = +2$, $I = 3/2$, $J = 3/2$, $P = +1$, $S = 0$). Аналогично протон получается как сочетание двух u - и одного d -кварков ($p = uud$), нейтрон в виде $n = udd$, $\Sigma^+ = uus$, $\Sigma^0 = uds$, $\Sigma^- = dds$, $\Xi^0 = uss$, $\Xi^- = dss$, $\Omega^- = sss$. Что касается мезонов, то они имеют следующий состав: $\pi^+ = u\bar{d}$, $\pi^- = d\bar{u}$, $K^+ = u\bar{s}$, $K^- = s\bar{u}$, $K^0 = d\bar{s}$, $\bar{K}^0 = s\bar{d}$. При этом несколько отличающиеся массы у частиц данного изомультиплета (например, у p и n , Σ^+ , Σ^0 и Σ^- или K^+ и K^0) объясняются небольшим различием масс u - и d -кварков, входящих в эти частицы в различных количествах и сочетаниях. Обратите внимание, что массы у частиц и античастиц (π^+ и π^- , K^+ и K^- , K^0 и $\bar{K}^0$) получаются одинаковыми (как это и должно быть согласно упомянутой в разделе 4.1 СРТ-теореме), потому что соответствующие кварки и антикварки имеют равные массы ($m_u = m_{\bar{u}}$, $m_d = m_{\bar{d}}$, $m_s = m_{\bar{s}}$). В тех случаях, когда разные частицы (например, p и Δ^+) изображаются одинаковой тройкой кварков (uud), эти кварки комбинируются в виде разных композиций по значениям обычного и изотопического спина ($1/2$ и $1/2$ у p и $3/2$ и $3/2$ у Δ^+). Аналогично различные нейтральные

мезоны могут быть представлены как разные композиции из нейтральных кварковых состояний $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ и $s\bar{s}$. Структура композиции определяется свойствами соответствующих нейтральных мезонов. Так, π^0 -мезон, имеющий изоспин $I = 1$, изображается композицией

$$\frac{u\bar{u} - d\bar{d}}{\sqrt{2}}, \quad (114)$$

а η -мезон — член унитарного октета с $I = 0$ и массой, близкой к массе K -мезонов, представляется композицией

$$\frac{u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}}{\sqrt{6}}, \quad (115)$$

наконец, η' -мезон, относящийся к другому унитарному мультиплету, а именно унитарному синглету с заметно большей, чем у членов октета, массой, изображается полностью симметричной композицией

$$\frac{u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}}{\sqrt{3}}. \quad (116)$$

Как видим, трехкварковая модель очень естественно справилась с основной трудностью $SU(3)$ -симметрии — отсутствием в систематике частиц унитарного триплета, причем все достижения "восьмеричного пути" сохранились. Однако возникла новая трудность и, как выяснилось впоследствии, весьма и весьма серьезная, поскольку первоначальное мнение о том, что кварки не были обнаружены в природе из-за их необычных свойств (дробные заряды и барионные числа), в ходе последующих поисков, проведенных с учетом этих особенностей, не подтвердилось. Кварки искали в составе космических лучей, пытались получить на ускорителях (вплоть до энергии протонов 500 ГэВ, при которой могут рождаться частицы с массой до $15m_p$), анализировали состав метеоритов (в которых кварки должны накапливаться за долгое время движения в космическом пространстве, так как им не на что распадаться из-за дробности Z и B). Но все было тщетно, и в конце концов физики пришли к выводу о том, что в свободном виде кварков в природе не существует. Последовательное проведение этой точки зрения в жизнь привело к радикальному изменению взглядов на природу сильного взаимодействия, новая сущность которого описывается в квантовой хромодинамике (КХД).

8.2. Элементарное представление о КХД.

Цвет и аромат кварков. Глюоны.

Конфайнмент и асимптотическая свобода. Струн

Очень грубо представление о КХД заключается в том, что каждый из известных сортов (ароматов — flavour) кварков (u , d , s , ...) существует в виде трех разновидностей: u_k , u_j , u_c и т. п., где буквами k , j , c обозначено новое квантовое число кварка — цвет³⁶ (k — красный, j — желтый, c — синий). Первоначально понятие цвета было введено для устранения противоречия с принципом Паули, которое возникает, когда в состав бариона

³⁵ Легенда гласит, что экзотическое название для своих трех частиц Гелл-Ман позаимствовал из романа английского писателя-авангардиста Дж. Джойса "Помины по Финнегану", герою которого пригрезались кошмарные птицы, носящиеся над ним с троекратными таинственными выкриками "кварк, кварк, кварк". С кварковой моделью "в изложении для пешеходов" можно познакомиться в статье Я.Б. Зельдовича [43].

³⁶ Конечно, понятие "цвет" (color) в КХД ничего общего не имеет с обычным цветом, но, как мы скоро убедимся, этот термин очень удобен в связи с возможностью введения понятия дополнительного цвета — антицвета и др.

входят два или даже три одинаковых кварка ($p = uud$, $\Delta^{++} = uuu$, $\Omega^- = sss$). Чтобы этого не было, стали считать, что кварки, из которых состоит барион, имеют разные цвета ($p = u^k u^j d^c$, $\Delta^{++} = u^k u^j u^c$ и т.д.). Однако позднее понятие цвета приобрело новую, более важную смысловую нагрузку. Цвет — это специфический заряд, источник квантов сильного взаимодействия — глюонов, подобно тому как электрический заряд — источник квантов электромагнитного взаимодействия — фотонов. При этом предполагается, что красный, желтый и синий цвета, взятые вместе, компенсируют друг друга, образуя белый цвет (б), не имеющий свойств заряда ($k + j + c = б$). Кварк-глюонное взаимодействие "заперто" внутри бариона и никак не проявляется при рассмотрении его взаимодействия с другими адронами. Конкретная структура бариона определяется ароматами входящих в него кварков: $p = u^k u^j d^c$, $u^k u^j d^c$ и т.п. Аналогичным образом устроены антибарионы и мезоны, они тоже белые — бесцветные. Антибарион состоит из трех антикварков с разными "антицветами" $\bar{k}$, $\bar{j}$, $\bar{c}$ (т.е. цветами, дополняющими данный цвет до белого), которые в сумме так же бесцветны, как и сумма основных цветов ($\bar{k} + \bar{j} + \bar{c} = k + j + c = б$). Так, например, антибарионы записываются в виде комбинаций $\bar{p} = \bar{u}^{\bar{k}} \bar{u}^{\bar{j}} \bar{d}^{\bar{c}}$, $\bar{u}^{\bar{k}} \bar{u}^{\bar{j}} \bar{d}^{\bar{c}}$ и т.п. Мезон состоит из трех кварк-антикварковых пар со взаимно дополнительными цветами, например, $\pi^+ = u^k \bar{d}^{\bar{k}} + u^j \bar{d}^{\bar{j}} + u^c \bar{d}^{\bar{c}}$ и т.п.

Рассмотрим теперь более подробно свойства глюонов (от слова glue — клей), осуществляющих взаимодействие между кварками ("склеивающих" их между собой в бесцветные адроны). В некотором смысле глюон сходен с фотоном. Оба они, как мы уже говорили, являются переносчиками взаимодействия: один — электромагнитного, другой — сильного, и оба имеют одинаковые квантовые числа ($m = 0$, $Z = 0$, $J^P = 1^-$). Однако между ними имеются три существенных отличия. Первое состоит в том, что фотон существует в свободном состоянии, перемещаясь в пространстве со скоростью света, а глюон заперт в адронах. Второе отличие заключается в том, что фотон участвует в дальнедействующем взаимодействии (как и должно быть для кванта с $m = 0$), а глюон, *несмотря на $m = 0$* , принимает участие в формировании короткодействующего сильного взаимодействия, которое требует кванта с $m \neq 0$. Как преодолеть эту трудность, мы расскажем в конце настоящего раздела, а сейчас отметим третье отличие глюона от фотона: фотоны электрически нейтральны, а глюоны, так же как и кварки, сами обладают цветовыми зарядами и, следовательно, способны испускать (и даже интенсивнее, чем кварки) новые глюоны, которые в свою очередь тоже могут испускать глюоны и т.д. Таким образом, глюонное поле растет по мере удаления от кварка, а значит, растет и взаимодействие между кварками с увеличением расстояния между ними. Это приводит к тому, что кварки и глюоны оказываются "запертыми" внутри адрона и не могут из него вылететь (confinement — невылетание, удержание). Вместе с тем из-за свойства антиэкранировки (см. раздел 10) на очень малых расстояниях ($\ll 10^{-13}$ см) внутри адрона кварки ведут себя как свободные частицы, т.е. их взаимодействие выглядит "слабым" с константой порядка $0,16 \leq 1$, что позволяет использовать в расчетах теорию возмущений. Такое поведение кварков на очень малых расстояниях называется *асимптотической свободой*.

В связи с разноцветностью кварков, входящих в адрон, глюоны, склеивающие их между собой, должны характеризоваться двумя цветами. Для "склеивания" красного, желтого и синего кварков бариона нужны двухцветные глюоны вида $k\bar{j}$, $k\bar{c}$, $j\bar{k}$, $j\bar{c}$, $c\bar{k}$, $c\bar{j}$. Например, взаимодействие между красным и синим кварками выглядит так: красный кварк, испуская $k\bar{c}$ -глюон, теряет красный и антисиний цвета (т.е. действительно *теряет* красный, но взамен *приобретает* синий цвет). Аналогично синий кварк, поглощая $k\bar{c}$ -глюон, приобретает красный и антисиний цвета, из которых второй взаимно компенсируется первоначальным синим цветом кварка, в результате чего последний становится красным. Таким образом, после взаимодействия кварки меняются своими цветами. Аналогично взаимодействуют антикварки в антибарионах.

Взаимодействие между кварками и антикварками в мезонах осуществляется с помощью бесцветных глюонов вида $k\bar{k}$, $j\bar{j}$, $c\bar{c}$, которые, однако, действуют не поодиночке, а в виде комбинаций:

$$\frac{k\bar{k} - j\bar{j}}{\sqrt{2}}, \quad (117)$$

$$\frac{k\bar{k} + j\bar{j} - c\bar{c}}{\sqrt{6}}, \quad (118)$$

структура которых вытекает из теории цветовой $SU(3)_c$ -симметрии (ср. с формулами (114), (115), описывающими кварковые $SU(3)$ -композиции, использованные для построения нейтральных мезонов). Кроме перечисленного $SU(3)_c$ -октета глюонов имеется еще один "истинно белый" глюон вида

$$\frac{k\bar{k} + j\bar{j} + c\bar{c}}{\sqrt{6}}, \quad (119)$$

который аналогичен по композиции η' -мезону (ср. с формулой (116)).

Итак, резюмируя элементарное описание основ КХД, подчеркнем еще раз, что наряду с цветными кварками и двухцветными глюонами существуют бесцветные адроны, цвета которых не "выглядывают" ни в виде кварков, ни в виде глюонов, так как и те, и другие заперты внутри адрона благодаря конфайнменту (суммарный цвет глюонов, очевидно, тоже белый). Сильное кварк-глюонное взаимодействие "снаружи" адрона обнаружить нельзя. Нам представляется, что взаимодействие адронов происходит примерно так, как мы говорили в разделе о теории Юкавы, т.е. с помощью обмена π -мезонами и, возможно, некоторыми другими частицами с $m \neq 0$. Естественно поэтому, что адроны в отличие от кварков могут встречаться в свободном состоянии, а если и связаны, как, например, нуклоны в ядре, то и в этом случае их можно освободить, внося в ядро энергию, превышающую энергию связи нуклона.

Наиболее наглядно свойства кварков и глюонов наблюдались при изучении образования кварк-антикварковых пар в процессе e^+e^- -аннигиляции с суммарной энергией $E_{e^+e^-} \geq 7$ ГэВ и последующей *адронизации* кварков в бесцветные тонкие ($p_{\perp} \ll p_{\parallel}$) *адронные струи*, летящие в направлении разлета кварков (рис. 11):

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma \rightarrow q + \bar{q} \rightarrow \text{адроны}. \quad (120)$$

При более высокой энергии e^+e^- -аннигиляции (~ 10 ГэВ) один из кварков (или очень редко — оба) может

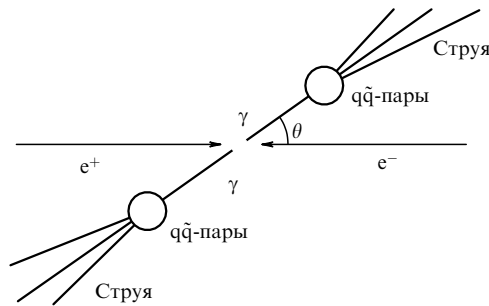


Рис. 11. Схема образования струй.

испустить мягкий глюон, вылетающий в том же направлении, что и кварк, в результате чего соответствующая струя несколько разбухает, причем разбухание растет с энергией. По этому признаку "толстую" адрон-глюонную струю можно отличить от "тонкой", чисто адронной, однако наблюдение таких событий затруднительно из-за их плохой различимости. Гораздо убедительнее выглядят чисто глюонные струи, впервые наблюдаемые в 1979 г. с помощью установки PETRA, позволившей получить жесткие (32 ГэВ в системе центра масс) встречные e^+e^- -пучки. При столь высокой энергии процесс адронизации кварков идет с образованием не только двухструйных, но и заметного количества (7–10 %) трехструйных событий, в которых третья струя образована глюоном, испущенным под большим углом по отношению к линии разлета кварков. Эта струя начинает разбухать с энергией раньше адронной и разбухает сильнее.

Вернемся теперь к вопросу о кажущемся противоречии нулевой массы глюона с его функцией кванта сильного взаимодействия, которая требует $m \neq 0$. Другими словами, как КХД объясняет ядерные силы между нуклонами в ядре, а также, как происходит обычное адронное взаимодействие, например реакции $\pi N \rightarrow \pi N$, с точки зрения КХД? Откуда берется дополнительная пара $q\bar{q}$ для образования виртуального пиона в первом случае и реального — во втором? Начнем со второго вопроса. Очень приблизительно это происходит так. Под действием энергии, внесенной налетающим пионом, один из кварков, составляющих нуклон, сильно смещается, в результате чего его взаимодействие с другими кварками нуклона резко возрастает. Если энергия этого взаимодействия превзойдет значение, необходимое для рождения пары кварк–антикварк, то вновь рожденный кварк войдет в состав нуклона вместо смещенного, а смещенный объединится с рожденным антикварком и образует новый реальный пион. И все это будет происходить без освобождения кварков, так что в результате реакции мы увидим только дополнительный "белый" свободный пион.

Примерно так же можно представить себе и природу ядерных сил между нуклонами в ядре. Только один из кварков, входящих в состав нуклона, смещается за счет "внутреннего запаса энергии", возникающего в соответствии с соотношением неопределенностей на короткое время Δt . А дальше все происходит так же, как в предыдущем случае, но только возникающие $q\bar{q}$ -пары и пион будут виртуальными, поскольку нет поступления энергии извне. Этот пион и является квантом с $m \neq 0$, о котором мы говорили в разделе 2. Таким образом,

сильное ядерное взаимодействие остается короткодействующим, несмотря на нулевую массу глюона.

8.3. Экспериментальное подтверждение существования кварков, глюонов и цветового заряда

Как уже говорилось, кварки в природе не были обнаружены потому, что из-за своеобразия их взаимодействия между собой они не могут существовать в свободном виде. Однако специалисты в области физики элементарных частиц в настоящее время не сомневаются в существовании ни кварков, ни глюонов, ни цветовых зарядов. Причем эту уверенность разделяют не только полностью убежденные в своей правоте теоретики, но и экспериментаторы, подтвердившие ее на опытах. Вот некоторые экспериментальные факты.

1. В опытах по исследованию глубокого неупругого рассеяния электронов на протонах обнаружено отклонение на большие углы, свидетельствующее о существовании внутри протона точечных объектов, т.е. о его кварковой структуре (вспомните опыты Резерфорда, в которых он открыл атомное ядро при наблюдении рассеяния α -частиц атомами на большие углы).

2. Из опытов по изучению нуклон-нуклонного (NN), антинуклон-нуклонного ($\bar{N}N$), пион-нуклонного (πN) взаимодействия известно, что полные сечения этих процессов удовлетворяют соотношениям

$$\frac{\sigma_{NN} + \sigma_{\bar{N}N}}{\sigma_{\pi N}} = 3, \quad \frac{\sigma_{NN}}{\sigma_{\pi N}} = \frac{3}{2}. \quad (121)$$

Эти соотношения легко получить, если вспомнить, что согласно кварковой модели

$$N = qq\bar{q}, \quad \bar{N} = \bar{q}\bar{q}q, \quad \pi = q\bar{q}.$$

Тогда

$$\sigma_{NN} = 9\sigma_{q\bar{q}}, \quad \sigma_{\bar{N}N} = 9\sigma_{q\bar{q}}, \quad \sigma_{\pi N} = 3\sigma_{q\bar{q}} + 3\sigma_{q\bar{q}}$$

и

$$\frac{\sigma_{NN} + \sigma_{\bar{N}N}}{\sigma_{\pi N}} = \frac{9\sigma_{q\bar{q}} + 9\sigma_{q\bar{q}}}{3\sigma_{q\bar{q}} + 3\sigma_{q\bar{q}}} = 3, \quad (122)$$

а с учетом теоремы Померанчука (см. раздел 5), согласно которой $\sigma_{NN} = \sigma_{\bar{N}N}$, получим

$$\frac{\sigma_{NN}}{\sigma_{\pi N}} = \frac{3}{2}.$$

3. Кварковая модель позволяет объяснить экспериментально обнаруженное значение отношения магнитных моментов нейтрона и протона $\mu_n/\mu_p = -0,68 \simeq -2/3$, которое согласно модели в точности равно $-2/3$.

4. Дробность электрических зарядов u - и d -кварков подтверждается сравнением экспериментальных сечений рассеяния электрона и нейтрино на легком ядре с теоретическими, вычисленными в предположении, что $Z_u = +2/3$ и $Z_d = -1/3$. Из этого сравнения следует, что

$$(Z_u^2 + Z_d^2)_{\text{эксп}} \simeq \left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 = \frac{5}{9}. \quad (123)$$

5. Наличие у кварка трех цветов подтверждается сравнением с экспериментом расчетного значения отношения

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{мюоны})} = 3 \sum_i^n z_i^2, \quad (124)$$

где 3 — число цветов, z_i — электрический заряд i -го кварка, n — число кварков. Это сравнение дало удовлетворительное согласие не только в зоне действия трехкварковой модели (при $n = 3$), когда $R_{\text{теор}} = 2$, но и при более высоких энергиях e^+e^- -пучков, когда в процесс взаимодействия включаются четвертый и пятый кварки (см. раздел 8.4.3).

6. Спин кварка (1/2) следует из углового распределения адронных струй, возникающих при e^+e^- -аннигиляции их первичных $\bar{q}q$ -пар.

7. Существование глюонов первоначально подтвердилось тем, что в глубоко неупругих лептон-адронных процессах при больших переданных импульсах на долю кварков, из которых состоит адрон, приходится только половина полученного им импульса. Это объяснено тем, что в составе адрона кроме кварков имеются еще частицы, не взаимодействующие с лептонами, которые уносят вторую половину импульса. Эти частицы и есть глюоны. Дополнительное подтверждение существования глюонов было получено при наблюдении сначала двухструйных событий с одной утолщенной струей, а затем и трехструйных событий, в которых третья струя ведет себя как чисто глюонная (заметное утолщение с ростом энергии). Такие события интерпретируются как рождение глюона (g) в процессе $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ под большим углом к линии разлета кварков с последующим образованием новых глюонов, приводящих к разбуханию струи. Подробнее о КХД, кварках, глюонах и струях можно прочесть в обзоре Я.И. Азимова и др. [44].

8.4. с(charm)-, b(beauty)-, t(top)-кварки и их семейства. Дрейфовая камера

В первые годы после создания и триумфального шествия кварковой модели казалось, что три кварка, лежащие в ее основе (u, d, s), представляют собой достаточное количество субэлементарных "кирпичиков", из которых можно "слепить" все существующие в природе частицы. Однако так думали не все. Поистине можно только удивляться необыкновенной прозорливости Гелл-Мана и др. [45], которые за 10 лет до открытия четвертого (c) кварка с новым квантовым числом charm писали: "*Могут существовать еще не открытые квантовые числа, которые сохраняются в сильных взаимодействиях, причем у всех известных частиц эти числа равны нулю. До того, как были открыты странные частицы, квантовое число странности было именно таким числом. Эксперименты, проведенные при очень высоких энергиях, которые станут доступными на следующем поколении ускорителей, могут привести к сходной ситуации по отношению к совершенно новому квантовому числу*".

8.4.1. Четвертый кварк c (charm). Частицы со скрытым и явным очарованием. В 1970 г., т.е. через 6 лет после высказанного в общем виде предположения о существовании новых квантовых чисел [45] и, следовательно, новых кварков, возникла конкретная теоретическая потребность в существовании четвертого кварка, который был необходим для приведения в соответствие теории слабого взаимодействия с экспериментом (существовавшая теория разрешала распады вида $K^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ и $\Lambda \rightarrow p + e^+ + e^-$, а на опыте они не наблюдались). Кроме того, для перенормируемости теории было необходимо, чтобы число кварков равня-

лось числу лептонов, которых в это время было известно четыре: e, μ, ν_e и ν_μ .

Из теории вытекало, что для преодоления этих трудностей в кварковую модель надо ввести четвертый кварк, который предложили назвать c (charm — очарованный). c -кварк должен иметь следующий набор квантовых чисел: $B = 1/3, Z = +2/3, J^P = 1/2^+, I = 0, S = 0, c = +1$. Новое квантовое число c (очарование) должно сохраняться в сильном и электромагнитном взаимодействиях, т.е. по аналогии с (87) удовлетворять обобщенной формуле

$$Z = I_\xi + \frac{B + S + c}{2} = I_\xi + \frac{Y}{2}, \quad (125)$$

причем величина $B + S + c$ по-прежнему называется гиперзарядом Y . В слабом взаимодействии очарование подобно странности должно изменяться на единицу. Предполагалось, что c -кварк будет участвовать на равных правах с u -, d -, s -кварками при формировании адронов, т.е. входить в состав барионов в виде композиции cqq , антибарионов — в виде $\bar{c}\bar{q}\bar{q}$ и мезонов — в виде $c\bar{q}$ или $\bar{c}q$, где в качестве $q(\bar{q})$ может быть любой из u -, d -, s -кварков ($\bar{u}$ -, $\bar{d}$ -, $\bar{s}$ -антикварков). Возможно также образование нейтральных мезонов типа $c\bar{c}$, в которых очарование скомпенсировано "антиочарованием" (*скрытое очарование*).

c -кварк был открыт в конце 1974 г. именно в составе $c\bar{c}$ -частицы со *скрытым очарованием*, которую называли J/ψ -частицей. Двойное название этой частицы связано с тем, что ее практически одновременно открыли С. Тинг с сотрудниками [46] в Брукхейвене (которые называли ее J -частицей) и Б. Рихтер с сотрудниками [47] в Стэнфорде (назвавшие ее ψ -частицей). В Брукхейвене новая частица была открыта в реакции под действием протонов с энергией 26 ГэВ

$$p + \text{Be} \rightarrow e^+ + e^- + X, \quad (126)$$

где X — "все что угодно" (инклюзивный процесс). Схема использованной установки показана на рис. 12а, б. Детектором электронных пар служил двухплечевой спектрометр, каждое плечо которого состояло из трех магнитов $M_1 - M_3$, четырех проволочных пропорциональных камер $K_1 - K_4$, двух годоскопов $G_1, G_2 (8 \times 8)$, трех рядов ливневых счетчиков L и трех газовых черенковских счетчиков $Ch_1 - Ch_3$. Результаты измерений приведены на рис. 12г, из которого видно, что при эффективной массе $m_{e^+e^-} = 3,1$ ГэВ наблюдается выразительный максимум с шириной меньше 5 МэВ, свидетельствующий об образовании новой частицы.

В Стэнфорде была использована установка, изображенная на рис. 12в, которая позволяла регистрировать частицы, образующиеся при аннигиляции электронов и позитронов, движущихся навстречу друг другу в e^+e^- -коллайдере SPEAR. Результаты измерений приведены на рис. 12д, из которого видно, что в процессе e^+e^- -аннигиляции образуется частица, распадающаяся по трем каналам — на адроны, $\mu^+\mu^-$ -пару и e^+e^- -пару с ширинами Γ , равными соответственно 70, 5 и 5 кэВ. Из сравнительно небольшой ширины распада J/ψ -частицы по адронному каналу следует, что ее время жизни равно примерно 10^{-20} с, что в 10^3 раз превышает среднее время жизни других рассмотренных ранее нестабильных частиц. Это объяснили тем, что при распаде J/ψ -

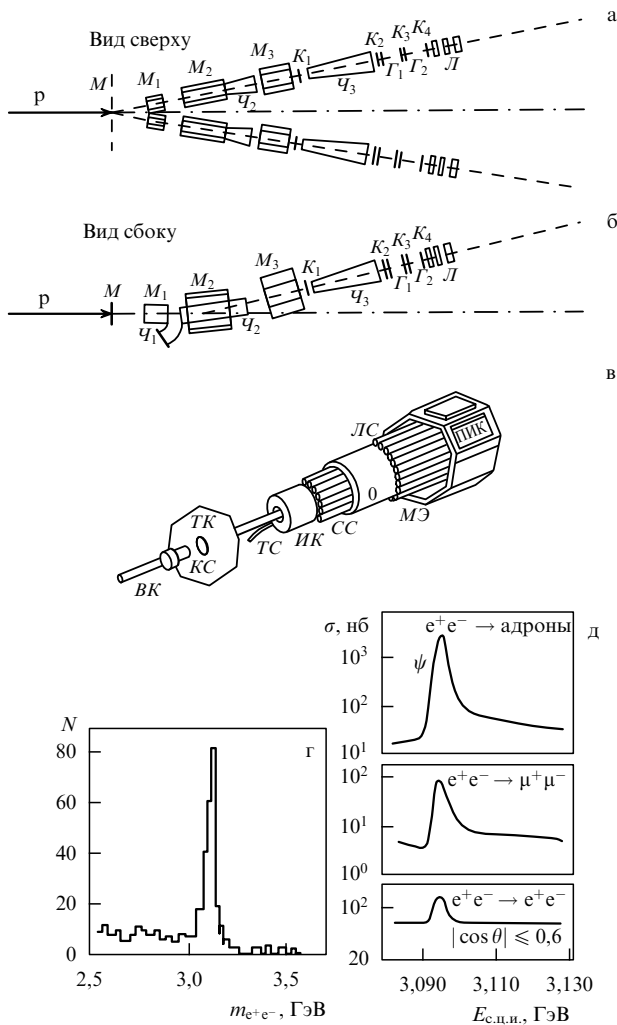


Рис. 12. Открытие J/ψ -частицы: (а, б) схема опыта С. Тинга с сотрудниками: p — пучок протонов, M — мишень, M_1 – M_3 — магниты, $\mathcal{C}_1$ – $\mathcal{C}_3$ — газовые черенковские счетчики, K_1 – K_4 — проволочные пропорциональные камеры, Γ_1 , Γ_2 — годоскопы, L — ливневые счетчики; (в) схема опыта Б. Рихтера с сотрудниками: BK — вакуумная камера, KC — компенсирующий соленоид, TK — торцевая крышка, TC — трубчатый счетчик, $ИК$ — цилиндрические проволочные искровые камеры, CC — сцинтилляционные счетчики, O — обмотка, создающая магнитное поле 0,4 Тл в объеме 20 м³, $ЛС$ — ливневые счетчики, $МЭ$ — магнитный экран (20 см Fe), $ПИК$ — плоские искровые камеры; (г) результаты опыта С. Тинга с сотрудниками; (д) — результаты опыта Б. Рихтера с сотрудниками.

частицы на обычные адроны должен измениться аромат кварков (с- и $\bar{c}$ -кварки преобразуются в u-, $\bar{u}$ -, d-, $\bar{d}$ -, s- или $\bar{s}$ -кварки), в то время как при распаде рассмотренных ранее нестабильных частиц кварковый состав исходной частицы и продуктов ее распада оставался неизменным. Ниже мы увидим, что в тех случаях, когда распады частиц типа $c\bar{c}$ происходят без преобразования с- и $\bar{c}$ -кварков, ширины Γ по порядку величины равны около 50 МэВ, т.е. $\tau \approx 10^{-23}$ с. Современные значения массы и полной ширины J/ψ -частицы равны $m = 3096,87 \pm \pm 0,04$ МэВ, $\Gamma = 87 \pm 5$ кэВ.

Кроме J/ψ -частицы было обнаружено еще несколько частиц со скрытым очарованием, значения масс и квантовые числа которых представлены на рис. 13. Спектроскопия ψ - и χ -частиц, изображенная на этом рисунке, очень похожа на схему уровней позитрония, т.е. давно

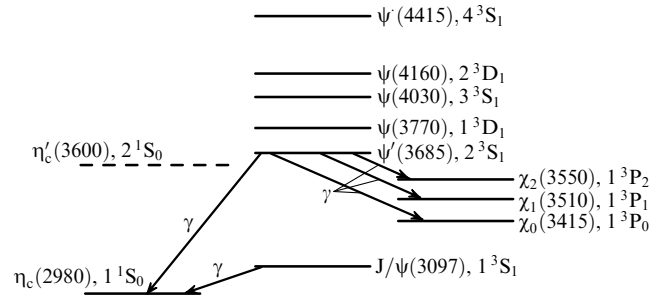


Рис. 13. Схема чармония.

изученного связанного кулоновскими силами состояния электрона и позитрона. В связи с этим она получила название *чармоний*, причем по аналогии с позитронием некоторые $c\bar{c}$ -состояния относятся к орточармонию ($J = 1$), а другие — к парачармонию ($J = 0$). Так же как и в случае позитрония, P - и C -четность разных состояний чармония определяется по формулам

$$P = (-1)^{L+1}, \quad C = (-1)^{L+J}, \quad (127)$$

где L — орбитальный момент, J — спин. Между уровнями с противоположными значениями C -четности были обнаружены γ -переходы, происходящие с большой интенсивностью (как это и должно быть в подобном случае).

Сходство спектров чармония и позитрония позволило построить примерный ход потенциала взаимодействия между c - и $\bar{c}$ -кварками (рис. 14), который при малых расстояниях между ними аналогичен кулоновскому, т.е. описывается законом $V_1(r) = -\alpha_s/r$, где α_s — константа сильного взаимодействия. На больших расстояниях потенциал должен быстро расти (например, по линейному закону $V_2(r) = br$), чтобы обеспечить конфайнмент. Суммарный потенциал

$$V(r) = V_1(r) + V_2(r) = -\frac{\alpha_s}{r} + br \quad (128)$$

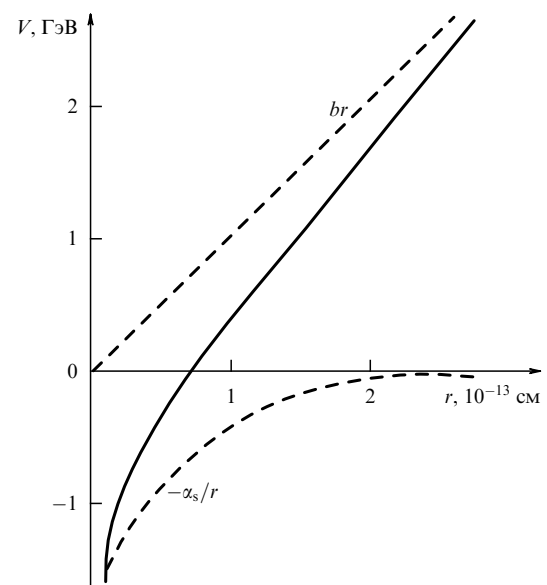


Рис. 14. Потенциал типа "воронки".

имеет форму воронки, в связи с чем его называют потенциалом типа воронки.

Изучение свойств частиц, входящих в схему чармония, показало, что начиная с $\psi(3770)$ они имеют ширину $\Gamma \simeq 25-80$ МэВ, т.е. распадаются по сильному взаимодействию за $\tau \simeq 10^{-23}$ с с сохранением s - и $\bar{s}$ -кварков в продуктах распада. Первыми (1976 г.) были обнаружены распады $\psi(4030)$ -частиц по схемам

$$\psi(4, 030) \begin{cases} \rightarrow D^0 + \tilde{D}^0, \\ \rightarrow D^+ + D^-. \end{cases} \quad (129)$$

Продукты распада $\psi(4030)$ -частицы имеют кварковый состав: $D^0 = c\bar{u}$, $\tilde{D}^0 = u\bar{c}$, $D^+ = c\bar{d}$, $D^- = d\bar{c}$, т.е. в них s - и $\bar{s}$ -кварки входят поодиночке (без компенсации их соответствующим антикварком). Такие частицы в отличие от $c\bar{s}$ -частиц со скрытым очарованием называли мезонами с явным (открытым) очарованием. В соответствии с упомянутой выше схемой построения мезонов с участием s - и $\bar{s}$ -кварков, кроме приведенных комбинаций $c\bar{u}$, $u\bar{c}$, $c\bar{d}$ и $d\bar{c}$, должны существовать еще две комбинации $c\bar{s} = D_s^+$ и $s\bar{c} = D_s^-$, названные очарованными странными мезонами.

Все перечисленные шесть очарованных мезонов (D^0 , $\tilde{D}^0$, D^+ , D^- , D_s^+ и D_s^-) вместе с одним нейтральным η_c -мезоном со скрытым очарованием (см. рис. 13) открыты и входят в состав псевдоскалярного мезонного 16-плета четырехкварковой модели с квантовыми числами $J^P = 0^-$ (см. обзор Ш. Глэшоу [48] и рис. 15а–г). Рассмотренный ранее (рис. 9а) нонет псевдоскалярных обычных и странных мезонов занимает среднюю плоскость рис. 15а, которая теперь дополнена в центре упомянутым выше η_c -мезоном. Мезоны с явным очарованием размещаются на верхней и нижней плоскостях рисунка. Верхняя тройка содержит изодублет очарованных мезонов D^0 и D^+ с $I = 1/2$, $S = 0$, $c = +1$, а также странный очарованный мезон D_s^+ с $c = +1$, $S = +1$ и $I = 0$. Нижняя тройка состоит из изодублета D^- и $\tilde{D}^0$ с $c = -1$, $I = 1/2$, $S = 0$ и странного очарованного D_s^- -мезона с $c = -1$, $S = -1$ и $I = 0$. Очарованные мезоны распадаются по слабому взаимодействию за время $\tau \simeq 10^{-13} - 10^{-12}$ с по схемам, в которых $s(\bar{s})$ -кварк преобразуется в другие кварки:

$$D^0 \begin{cases} \rightarrow K^- + X, \\ \rightarrow \tilde{K}^0 + X, \end{cases} \quad \tilde{D}^0 \begin{cases} \rightarrow K^+ + X, \\ \rightarrow K^0 + X, \end{cases} \quad (130)$$

$$D^+ \begin{cases} \rightarrow K^- + X, \\ \rightarrow \tilde{K}^0 + X, \end{cases} \quad D^- \begin{cases} \rightarrow K^+ + X, \\ \rightarrow K^0 + X, \end{cases} \quad (131)$$

$$D_s^+ \rightarrow \phi + \pi^+, \quad D_s^- \rightarrow \phi + \pi^-, \quad (132)$$

где X означает "что-то еще". Их массы приведены в табл. 3 (верхняя часть таблицы).

Кроме мезонного псевдоскалярного 16-плета 0^- в четырехкварковой модели существует и векторный мезонный 16-плет 1^- (рис. 15б), в состав которого входит векторный нонет 1^- (рис. 9б), дополненный в центре J/ψ -частицей, и две тройки очарованных мезонов D^{*0} , D^{*+} , $\tilde{D}^{*0}$ и D_s^{*+} (перечисленных в нижней части табл. 3). Векторные очарованные мезоны имеют доволь-

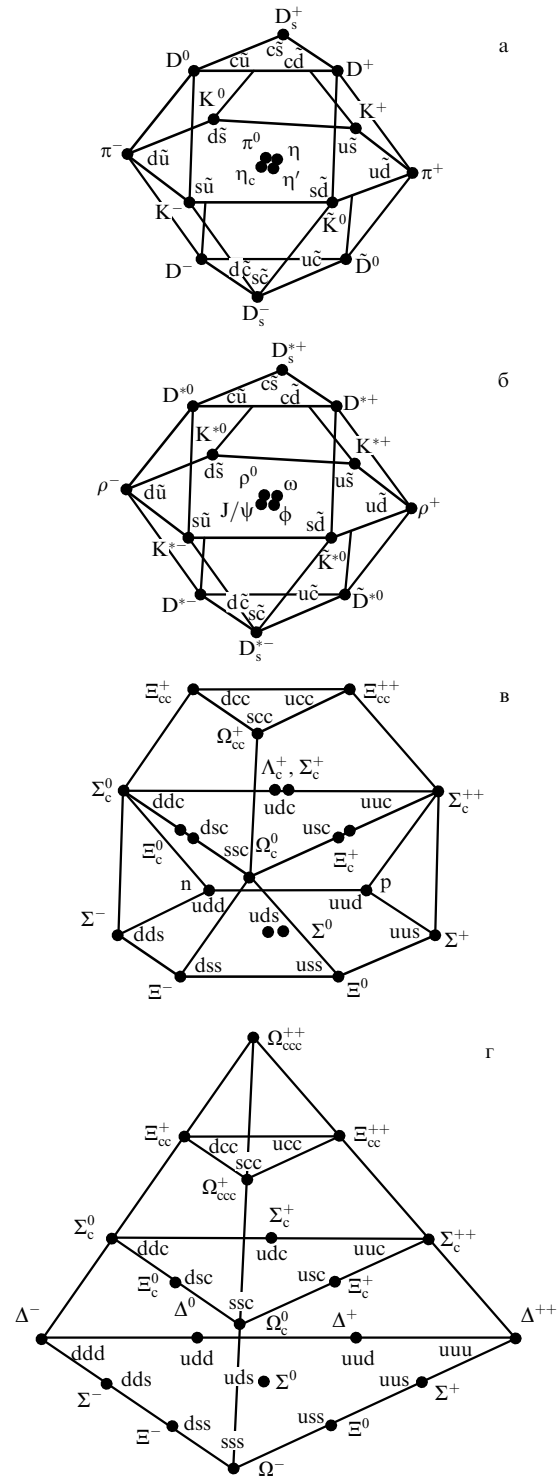


Рис. 15. Четырехкварковые унитарные мультиплеты: (а) псевдоскалярный мезонный 16-плет 0^- ; (б) векторный мезонный 16-плет 1^- ; (в) барионный 20-плет $1/2^+$; (г) барионный 20-плет $3/2^+$.

но большое значение $\Gamma \simeq 0,1-2$ МэВ, т.е. достаточно быстро ($\tau \simeq 10^{-21} - 10^{-20}$ с) распадаются (с сохранением очарования) по схемам

$$D^{*0} \begin{cases} \rightarrow D^0 + \pi^0, \\ \rightarrow D^0 + \gamma, \end{cases} \quad \tilde{D}^{*0} \begin{cases} \rightarrow \tilde{D}^0 + \pi^0, \\ \rightarrow \tilde{D}^0 + \gamma, \end{cases} \quad (133)$$

Таблица 3

Частица (античастица)	Кварковый состав	m , МэВ	τ , 10^{-12} с; Γ , МэВ	B	J^P	c	S	I	I_ξ
$D^+(D^-)$	$\bar{c}d(d\bar{c})$	1869,3	$\tau = \begin{cases} 1,051 \\ 0,413 \\ 0,496 \end{cases}$	0	0^-	$+1(-1)$	0	1/2	$+1/2(-1/2)$
$D^0(\bar{D}^0)$	$\bar{c}u(u\bar{c})$	1864,5		0	0^-	$+1(-1)$	0	1/2	$-1/2(+1/2)$
$D_s^+(D_s^-)$	$\bar{c}s(s\bar{c})$	1968,6		0	0^-	$+1(-1)$	$+1(-1)$	0	0
$D^{*+}(D^{*-})$	$\bar{c}d(d\bar{c})$	2010	$\Gamma = \begin{cases} < 0,13 \\ < 2,1 \\ < 1,9 \end{cases}$	0	1^-	$+1(-1)$	0	1/2	$+1/2(-1/2)$
$D^{*0}(\bar{D}^{*0})$	$\bar{c}u(u\bar{c})$	2007		0	1^-	$+1(-1)$	0	1/2	$-1/2(+1/2)$
$D_s^{*+}(D_s^{*-})$	$\bar{c}s(s\bar{c})$	2112		0	?	$+1(-1)$	$+1(-1)$	0	0

$$D^{*+} \begin{cases} \nearrow D^0 + \pi^+, \\ \searrow D^+ + \pi^0, \end{cases} \quad D^{*-} \begin{cases} \nearrow \bar{D}^0 + \pi^-, \\ \searrow D^- + \pi^0, \end{cases} \quad (134)$$

$$D_s^{*+} \begin{cases} \nearrow D_s^+ + \gamma, \\ \searrow D_s^+ + \pi^0, \end{cases} \quad D_s^{*-} \begin{cases} \nearrow D_s^- + \gamma, \\ \searrow D_s^- + \pi^0. \end{cases} \quad (135)$$

Помимо 12 упомянутых очарованных мезонов, в которых составляющие их кварки находятся в основном (S) состоянии, были обнаружены возбужденные ($L = 1$) состояния очарованных мезонов, названные D_1^0 , D_2^{*0} , D_2^{*+} , D_{s1}^{*+} , D_{s2}^{*+} , с массами от 2420 до 2573 МэВ, которые распадаются с сохранением очарования за время $10^{-23} - 10^{-22}$ с ($\Gamma = 15 - 30$ МэВ).

Как мы уже говорили в начале этого раздела, барионные мультиплеты в четырехкварковой модели строятся так же, как и в трехкварковой, т.е. в виде композиций из трех кварков, но теперь их число возрастает за счет использования, кроме u -, d -, s -кварков, еще одного — c -кварка. На рисунке 15в представлен 20-плет барионов с $J^P = 1/2^+$, в состав которого входят рассмотренный раньше барионный октет (рис. 9в), который размещен на нижней плоскости рис. 15в, нонет очарованных барионов (средняя плоскость рис. 15в) и триплет барионов с двойным очарованием (верхняя плоскость рис. 15в).

Еще один барионный 20-плет четырехкварковой модели с $J^P = 3/2^+$ (рис. 15г) можно построить из рассмотренного ранее (рис. 9г) декуплета $3/2^+$ (основание "пирамиды", изображенной на рис. 15г), шести новых очарованных барионов (вторая плоскость снизу), трех дважды очарованных барионов (третья плоскость снизу) и одного бариона с тройным очарованием (вершина пирамиды). Обозначения и кварковый состав всех частиц, входящих в оба барионных 20-плета, а также в мезонные 16-плеты приведены непосредственно на рис. 15а–г. Необходимо отметить, что в настоящее время обнаружены пока еще не все частицы, входящие в барионные мультиплеты. Раньше других (1980 г.) были обнаружены Λ_c^+ - и Ξ_c^+ -барионы, которые соответственно имеют кварковые структуры udc и usc , массы 2285 и 2460 МэВ, квантовые числа $I(J^P)$ — $0(1/2^+)$ и $1/2(1/2^+)$, времена жизни $0,21 \times 10^{-12}$ с и $0,35 \times 10^{-12}$ с. В таблицах свойств элементарных частиц [49] упоминаются также изотриплет барионов Σ_c^0 , Σ_c^+ и Σ_c^{*+} , Ξ_c^0 (партнер Ξ_c^+ по изодублету), изосинглет Ω_c^0 и др., но ни одного бариона с двойным и тройным очарованием пока не найдено. Подробнее о современном состоянии физики очарованных мезонов и барионов можно прочесть в обзоре С.В. Семенова [50], а также в более раннем обзоре М.А. Шифмана [51], в котором рассказано также о том,

что было известно в то время о прелестных частицах (см. раздел 8.4.2). За открытие новых тяжелых частиц и исследование их свойств С. Тингу и Б. Рихтеру в 1976 г. (уже!) была присуждена Нобелевская премия по физике.

8.4.2. Пятый кварк b (beauty, bottom) и его прелестные семейства (явные и скрытые). Предсказание М. Гелл-Мана и др. [45] о том, что с появлением ускорителей следующих поколений будут обнаруживаться новые квантовые числа (т.е. новые кварки), подтвердилось еще раз в 1977 г., когда группа профессора Л. Ледермана открыла на пучке протонов с энергией 400 ГэВ новый сверхтяжелый ипсилон (Υ)-мезон с массой $m \simeq 10m_p(!)$, распадающийся на $\mu^+\mu^-$ -пару. Современные значения массы и полной ширины Υ -мезона равны

$$m_\Upsilon = 9460 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_\Upsilon = 52,5 \text{ кэВ}, \quad (136)$$

из чего следует, что он не может принадлежать к $c\bar{s}$ -семейству, так как с ростом массы ψ -частиц их полная ширина Γ быстро растет и уже для $\psi(4160)$, имеющей массу $4159 \text{ МэВ} \ll m_\Upsilon$, достигает значения $70 \pm 20 \text{ МэВ}$. Именно поэтому обнаружение Υ -мезона со столь необычными свойствами свидетельствовало (так же как это было при открытии J/ψ -частицы) о существовании нового квантового числа, запрещающего быстрый распад Υ -мезона на известные частицы, а значит, и нового кварка, который в сочетании со своим антикварком образует эту новую частицу. Ввиду особого значения этого открытия расскажем о нем подробнее.

Υ -мезон был обнаружен в Лаборатории им. Э. Ферми (Батавия, США) в инклюзивном процессе

$$p + (Cu, Pb) \rightarrow \mu^+ + \mu^- + X, \quad (137)$$

где X , как и раньше, обозначает "что-то еще". Для регистрации и анализа $\mu^+\mu^-$ -пар был использован двухплечевой магнитный спектрометр, каждое плечо которого содержит магнит (с силой тока до 1500 А), отклоняющий заряженную частицу в вертикальной плоскости, 11 пропорциональных проволочных камер, 7 сцинтилляционных счетчиков, черенковский пороговый газовый счетчик и дрейфовую камеру³⁷. Массовое разрешение спектрометра составляло $\Delta m/m = 0,02$. Для его калибровки было использовано 15000 J/ψ -частиц и 1000 ψ' -

³⁷ В дрейфовой камере для точного ($\sim 0,1$ мм) определения координат проходящей через нее частицы измеряется время дрейфа электронов ионизации в однородном электрическом поле от места их возникновения на траектории частицы до одной из положительно заряженных сигнальных проволочек камеры.

частиц, зарегистрированных при уменьшенном токе в магнитах. Скорость счета $\mu^+\mu^-$ -пар с эффективной массой $m_{\mu^+\mu^-} \geq 5$ ГэВ равнялась 20 $\mu^+\mu^-$ -пар в час. Всего за время облучения было зарегистрировано 9000 $\mu^+\mu^-$ -пар. Результаты работы представлены на рис. 16, из которого видно, что при $m_{\mu^+\mu^-} \simeq 9,5$ ГэВ наблюдается заметный максимум, свидетельствующий о существовании новой частицы с данной массой.

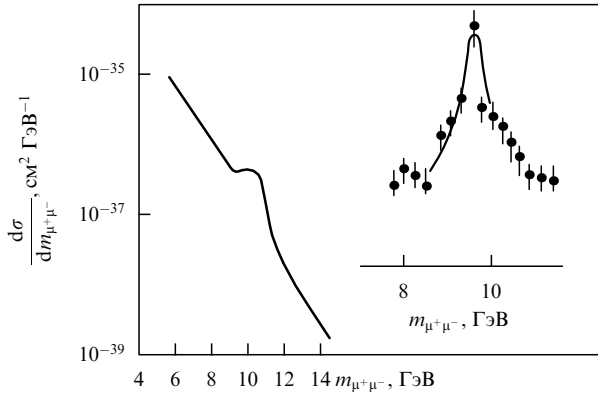


Рис. 16. Результаты эксперимента по обнаружению Υ -мезона.

Пятый кварк обозначили буквой b (от слова beauty — прелестный, красивый), так что Υ -мезон по аналогии с $J/\psi = c\bar{c}$ имеет структурную формулу $\Upsilon = b\bar{b}$ и, следовательно, является частицей со скрытой прелестью. В литературе часто используется и другое (и даже чаще, чем первое) истолкование буквы b , которой обозначается пятый кварк — нижний (от слова bottom). Происхождение этого названия связано с тем, что, как мы скоро узнаем, кроме нижнего, существует еще и верхний t -кварк (от слова top), который вместе с b -кварком образует пару, аналогичную (по значениям B и Z) паре u (up — вверх)- и d (down — вниз)-кварков. Полный набор квантовых чисел b -кварка таков: $B = 1/3$, $Z = -1/3$, $b = -1$, $c = 0$, $S = 0$, $I(J^P) = 0(1/2^+)$, $m = 4,0\text{--}4,4$ ГэВ. Было предположено, что новое квантовое число *прелесть* сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях, т.е. для них выполняется соотношение, аналогичное (125)

$$Z = I_\xi + \frac{B + S + c + b}{2} = I_\xi + \frac{Y}{2}, \quad (138)$$

где гиперзаряд Y теперь равен $B + S + c + b$.

Подобно чармоннию, состоящему из $c\bar{c}$ -частиц, система $b\bar{b}$ -частиц образует *прелестный* или *ботомий*, уровни которого заполнены частицами со скрытой прелестью. Перечислим некоторые из них. Υ -мезон, открытый группой Л. Ледермана, находится в состоянии $1S$, имеет квантовые числа $I^G(J^{PC}) = 0^-(1^{--})$, массу 9460 МэВ, ширину $\Gamma = 52,5$ кэВ и распадается по схемам

$$\Upsilon(1S) \begin{cases} \rightarrow e^+ + e^-, \\ \rightarrow \mu^+ + \mu^-, \\ \rightarrow \tau^+ + \tau^-; \end{cases}$$

такие же квантовые числа имеет $\Upsilon(2S)$ с массой 10023 МэВ и шириной $\Gamma = 44$ кэВ, распадающийся на

$\Upsilon(1S)2\pi$, и $\Upsilon(3S)$ с массой 10355 МэВ и шириной 26 кэВ, распадающийся на $\Upsilon(2S)\chi$, $\Upsilon(2S)2\gamma$, $\Upsilon(1S)2\pi$.

Продолжая аналогию с очарованными частицами, можно было ожидать, что наряду с мезонами со скрытой прелестью в природе существуют мезоны и барионы с явной (открытой) прелестью. Это ожидание подтвердилось в 1980 г., когда был открыт очередной $\Upsilon(4S)$ -мезон с квантовыми числами $0^-(1^{--})$, массой 10,58 ГэВ и *большой* полной шириной $\Gamma = 14 \pm 5$ МэВ, которая указывала на возможность быстрого (с сохранением прелести) распада этой частицы на мезоны с явной прелестью:

$$\Upsilon(4S) \begin{cases} \rightarrow B^0 + \bar{B}^0, \\ \rightarrow B^+ + B^-. \end{cases} \quad (139)$$

Прелестные мезоны $B^+ = u\bar{b}$ и $B^- = b\bar{u}$, $B^0 = d\bar{b}$, $\bar{B}^0 = b\bar{d}$ образуют два изодублета $B^+ - B^0$ и $B^- - \bar{B}^0$ с $I(J^P) = 1/2(0^-)$. $B^\pm$ -мезоны (как частица и античастица) имеют одинаковые массы 5,2790 ГэВ и времена жизни $\tau = 1,653 \times 10^{-12}$ с и распадаются по зарядово-сопряженным схемам $B^\pm \rightarrow l^\pm \nu_l X$ (где l — лептон, ν_l — соответствующее нейтрино или антинейтрино, X — "что-то еще") и некоторым другим. B^0 - и $\bar{B}^0$ -мезоны также имеют одинаковые массы и времена жизни (как частица и античастица), значения которых близки к массе и времени жизни их изопартнеров: $m = 5,2794$ ГэВ, $\tau = 1,548 \times 10^{-12}$ с и распадаются по схемам

$$B^0 \begin{cases} \rightarrow l^+ + \nu_l + X, \\ \rightarrow D^- + l^+ + \nu_l \end{cases}$$

и др. (для $\bar{B}^0$ схемы распада зарядово-сопряженные).

Кроме описанных двух изодублетов были открыты два прелестных странных мезона $B_s^0 = s\bar{b}$ и $\bar{B}_s^0 = \bar{s}b$ с квантовыми числами $I(J^P) = 0(0^-)$, $m = 5,3696$ ГэВ, $\tau = (1,493 \pm 0,062) \times 10^{-12}$ с и основной схемой распада

$$B_s^0 \rightarrow D_s^- + X. \quad (140)$$

В таблицах 2000 г. впервые появились сведения о прелестно-очарованных мезонах $B_c^+ = c\bar{b}$ и $B_c^- = \bar{c}b$ с $I(J^P) = 0(0^-)$, $m = 6,4 \pm 0,4$ ГэВ и $\tau \simeq 0,46 \times 10^{-12}$ с [49].

В 1981 г. на встречных пучках в ЦЕРНе был обнаружен первый прелестный барион $\Lambda_b^0 = udb$. Его квантовые числа $I(J^P) = 0(1/2^+)$, $m = 5,624$ ГэВ, $\tau = 1,229 \times 10^{-12}$ с и основная схема распада

$$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ + l^- + \bar{\nu}_l + X. \quad (141)$$

8.4.3. Шестой кварк t (top) — истинный (truth) холостяк-одиночка. Необходимым условием перенормируемости теории электрослабого взаимодействия (см. раздел 9) является равенство числа лептонов и кварков. Выше мы говорили, что в свое время, когда было доказано существование четырех типов лептонов (e , ν_e , μ , ν_μ), это обстоятельство стало одним из стимулов для поиска четвертого кварка. Аналогично, после открытия в 1975–1977 гг. τ -лептона, когда число лептонов выросло до пяти, а вместе с τ -нейтрино ν_τ (которое, как сразу же стали считать, обязательно должно существовать) — до шести, появился добавочный стимул для поиска шестого кварка t (тем более, что пятый b -кварк, являющийся

партнером t -кварка в третьем поколении этих частиц, был уже открыт в том же 1977 г.).

Мы говорим о добавочном стимуле потому, что были и другие теоретические и экспериментальные соображения, из которых вытекало не только существование шестого кварка, но и многие его свойства. В частности, согласно (124) теория предсказывает, что отношение R сечений рождения образующихся в процессе e^+e^- -аннигиляции адронов и лептонных пар в предположении существования трехцветного t -кварка с зарядом $Z = +2/3$ должно быть равно 5, а эксперимент давал при $E_{с.ц.м.} = 56$ ГэВ $R_{экc} \simeq 4,5$ (с положительной производной). Поскольку значения $R_{теор}$ при меньших энергиях (в зоне действия трех-, четырех- и пятикварковой модели) оказались верными (что, кстати говоря, подтверждало существование трех цветов), то полученный результат указывает на существование шестого кварка с массой больше 28 ГэВ.

Новые еще более определенные результаты исследований, касающиеся возможности существования t -кварка и его свойств, появились весной 1994 г., когда была опубликована работа Абаши и др. [52], выполненная на встречных $p\bar{p}$ -пучках тэватрона Лаборатории им. Э. Ферми (Батавия, США), в которой коллаборацией DO для нижней границы массы шестого кварка было получено значение 131 ГэВ. Наконец, летом 1994 г. появилось сообщение Ф. Абе и др. [53] из коллаборации CDF о наблюдении в той же лаборатории событий, которые можно интерпретировать как образование и распад пары $t\bar{t}$ -кварков.

Из теоретических предсказаний свойств t -кварка как "верхнего" (top)³⁸ партнера для открытого в 1977 г. "нижнего" b (bottom)-кварка вытекало, что t -кварк (если его масса $m_t \geq 85$ ГэВ) должен распадаться на W -бозон с массой 80,42 ГэВ, который был открыт в конце 1982 г. (см. раздел 9.5), и b -кварк ($m_b = 4,0 - 4,4$ ГэВ):

$$t \rightarrow W^+ + b, \quad \bar{t} \rightarrow W^- + \bar{b}. \quad (142)$$

Поэтому структура ожидавшихся событий определялась известными модами распадов $W^\pm$ -бозонов. Из расчета следовало, что около 5 % событий должны быть двухлептонными, когда оба W -бозона распадаются на $e\nu_e$ - и $\mu\nu_\mu$ -пары, давая два лептона (в том числе с высокими поперечными импульсами $p_\perp$) с противоположными зарядами, а b -кварки дают начало двум (или более) струям; кроме того, такие двухлептонные события должны характеризоваться большой недостающей поперечной энергией из-за недетектируемости двух нейтрино. В 30 % случаев один W -бозон должен распадаться на $e\nu_e$ - или $\mu\nu_\mu$ -пару, а другой — на $q\bar{q}$ -пару (лептон-струйные события). В этих событиях будет наблюдаться один заряженный лептон с большим поперечным импульсом $p_\perp$, недостающая поперечная энергия и 4 (или больше) струй от распада $W \rightarrow \bar{q} + q$ и двух b -кварков. В остальных 65 % случаев (которые не рассматривались в работе [53] из-за большого фона) оба W -бозона распадаются на $q\bar{q}$ -пары, дающие вместе с b -кварками 6 (или больше) струй (чисто струйные события).

Наиболее удобными для получения достаточно точного значения массы t -кварка считаются лептон-струйные события, которых относительно много (~ 30 %) и в

составе которых имеется только одно нейтрино, т.е. образующаяся $t\bar{t}$ -пара распадается по схеме:

$$t + \bar{t} \rightarrow l + \nu_l + q + \bar{q} + b + \bar{b} + X, \quad (143)$$

где l — лептон, ν_l — соответствующее ему нейтрино, X — "что-то еще". В этой схеме импульсы всех частиц, кроме нейтрино, могут быть измерены (q и $\bar{q}$ проявляют себя как адронные струи, а b и $\bar{b}$ — как кварк-глюонные струи). Что касается нейтрино, то поперечную компоненту его импульса можно оценить из значения недостающей поперечной энергии события, а продольную, приравняв массу W -бозона эффективной массе $l\nu_l$ -пары. Контролем правильности расшифровки событий может служить равенство массы W -бозона и эффективной массы двух адронных струй или равенство эффективной массы двух адронных и одной b -кварковой струи, с одной стороны, и эффективной массы заряженного лептона, нейтрино и b -кварковой струи — с другой. Используя эти и некоторые другие менее очевидные соотношения, можно оценить массу t -кварка для каждого индивидуального события.

Для измерения перечисленных величин в работе [53] была использована установка CDF (Collider Detector at

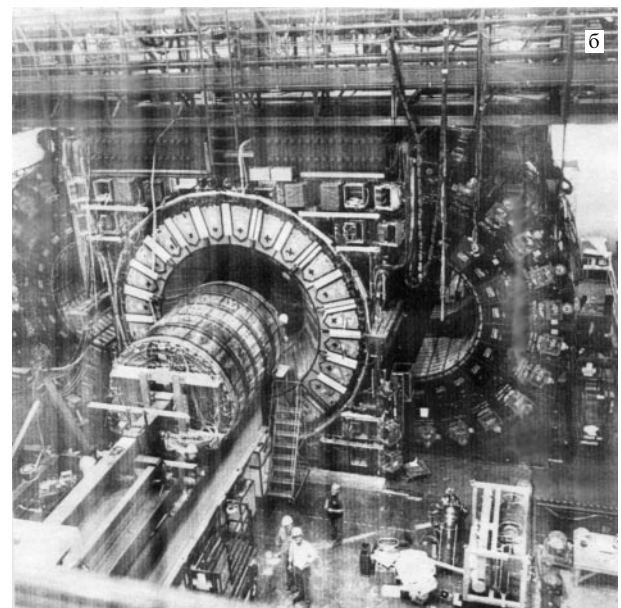
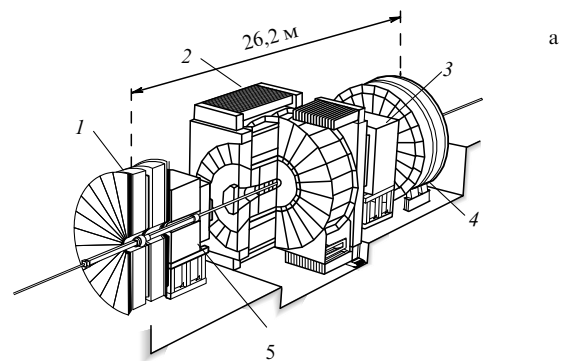


Рис. 17. Схема установки CDF, с помощью которой был открыт t -кварк (а) и ее фото (б): 1 — передние торOIDы из намагниченной стали, 2 — центральный детектор, 3 — задние калориметры (электромагнитный и адронный), 4 — задние торOIDы из намагниченной стали, 5 — передние калориметры (электромагнитный и адронный).

³⁸ Для t -кварка используется также название truth — истинный, достоверный, правдивый.

Fermilab), сконструированная коллаборацией CDF в 1988 г. [54].

Схема установки изображена на рис. 17а. В ее состав входят 2000-тонный центральный детектор CDS (содержащий соленоидальный магнит, стальное ярмо, трековые камеры, электромагнитные ливневые счетчики, адронные калориметры и мюонные камеры) и два идентичных (передний и задний) детектора, состоящие из времяпролетных счетчиков, электромагнитных ливневых счетчиков, адронных калориметров и мюонных тороидальных спектрометров. Стальное ярмо имеет размеры: высота 9,4 м, ширина 7,6 м, длина 7,3 м. Внутри ярма закреплена сверхпроводящая катушка диаметром 3 м и длиной 5 м, создающая магнитное поле 1,4 Тл. Центральный калориметр состоит из 48 клинообразных модулей, собранных в четыре самоподдерживающиеся дугообразные сегмента, которые опираются на основание ярма. Для обслуживания модулей сегменты можно выдвигать (рис. 17б, обратите внимание на фигурки людей, приведенные на рисунке для масштаба).

С помощью описанной установки коллаборация CDF нашла в своем первом эксперименте [53] 12 событий, которые практически со 100 %-ной вероятностью можно интерпретировать как распад t -кварка (вероятность того, что они являются фоновыми, равна 0,26 %). В результате анализа индивидуальных событий для массы t -кварка было получено значение

$$m_t = 174 \pm 10^{+13}_{-12} \text{ ГэВ}, \quad (144)$$

очень близкое к тому, которое в настоящее время приводится в таблицах.

Вопрос о точном значении массы t -кварка очень важен, потому что оно необходимо для оценки трудно предсказуемого значения массы бозона Хиггса, ответственного, как считают теоретики, за формирование масс элементарных частиц (см. разделы 9.3 и 10.2). Зная точное значение массы t -кварка (и W -бозона), можно предсказать достаточно узкий интервал возможных значений для массы бозона Хиггса, что значительно облегчит труднейшую задачу его поиска. Поэтому все дальнейшие работы обеих коллабораций (CDF и DO) были посвящены более надежному определению массы t -кварка и других его свойств на базе большей статистики событий. При этом в работах анализировались события всех трех перечисленных видов.

В одновременно выполненных (и даже опубликованных в одном и том же номере журнала) работах 1995 г. коллаборации CDF и DO получили для массы t -кварка значения, равные соответственно 176 ± 8 (стат.) ± 10 (сист.) ГэВ [55] и 199^{+19}_{-21} (стат.) ± 22 (сист.) ГэВ [56]. Из сравнения этих результатов видно, что несмотря на их значительное различие, они не противоречат друг другу в пределах ошибок.

Обе коллаборации продолжали измерения массы t -кварка и в последующие годы. В 1997 г. коллаборация CDF из анализа чистоструйных событий получила для массы t -кварка значение 186 ± 10 (стат.) ± 12 (сист.) ГэВ [57], а коллаборация DO из анализа лептон-струйных событий — $173,3 \pm 5,6$ (стат.) $\pm 5,5$ (сист.) ГэВ [58]. В 1998 г. коллаборация CDF из анализа лептон-струйных событий нашла значение массы t -кварка, равным $175,9 \pm 4,8$ (стат.) $\pm 4,9$ (сист.) ГэВ [59], а из анализа двух-

лептонных событий — 161 ± 17 (стат.) ± 10 (сист.) ГэВ [60]. В том же 1998 г. коллаборация DO из анализа дилептонных событий получила для массы t -кварка значение $168,4 \pm 12,3$ (стат.) $\pm 3,6$ (сист.) ГэВ [61]. Средневзвешенное значение по результатам коллаборации CDF равно $175,6 \pm 6,8$ ГэВ, а коллаборации DO — $172,1 \pm 7,1$ ГэВ. Общий результат обеих коллабораций выражается значением

$$m_t = 173,8 \pm 5,2 \text{ ГэВ}, \quad (145)$$

которое практически совпадает с современным табличным значением $174,3 \pm 5,1$ ГэВ [49]. Достигнутая точность определения массы t -кварка и известная точность определения массы W -бозона (0,056 ГэВ) позволяют оценить только верхнюю границу для массы бозона Хиггса $m_H \leq 500$ ГэВ, что с учетом результата, полученного на ускорителе ЛЭП в 1993 г. (ЦЕРН), $m_H \geq 52$ ГэВ [62] дает слишком широкий коридор возможных значений для его массы. Однако его можно сузить, если погрешность определения m_t и m_W не будет превышать 1 ГэВ и 0,04 ГэВ соответственно. Согласно другим теоретическим соображениям для массы бозонов Хиггса (m_H) интервал значений заключен в пределах $m_{Z^0} < m_H < 2m_{Z^0}$, где $m_{Z^0} \simeq 92$ ГэВ (см. раздел 9.5).

Наконец, необходимо заметить, что поскольку $\tau \sim m^{-5}$, то из-за очень большой массы t -кварк имеет чрезвычайно малое время жизни. Оценки, сделанные в работе [63], показали, что оно меньше ядерного времени ($\tau_t < 10^{-23}$ с), т.е. t -кварк не может образовать ни топония, ни частиц с явным топ-ароматом. Это сильно отличает его от более удачливых s - и b -кварков, которые имеют по два семейства (явное и скрытое) очарованных и прелестных частиц. Топ-кварк живет так мало, что не успевает обзавестись ни явным, ни даже скрытым топ-семейством, и всю свою короткую жизнь проводит как *истинный* (truth) холостяк-одиночка.

8.5. Кварк-глюонная плазма

В разделе 8.2 мы говорили о том, что цветные кварки и глюоны заперты внутри адронов, поскольку энергия их взаимодействия растет с увеличением расстояния так, что их нельзя оторвать друг от друга. Это свойство адронной материи, названное конфайнментом (удержанием цвета), сохраняется и в том случае, когда энергия взаимодействия становится достаточной для образования новой кварк-антикварковой пары, так как в конечном итоге этот процесс приводит к появлению дополнительного адрона опять же с запертыми в нем кварками и глюонами.

Таким образом, в обычных условиях (считая обычными и те, которые реализуются на современных суперускорителях) удержание цвета является нормальным состоянием адронной материи. Тем не менее в КХД уже сравнительно давно рассматривается возможность существования адронной материи без удержания цвета, т.е. в такой форме, когда кварки и глюоны представляют собой свободные частицы. Подобная форма существования адронной материи называется кварк-глюонной плазмой (КГП). По современным представлениям, фазовый переход адронной материи из нормального состояния с конфайнментом в состояние КГП со свободно движущимися по ее объему кварками и глюонами должен происходить при очень больших барионных плотностях и сверхвысоких температурах. В природе подобные усло-

вия могли возникнуть в первые мгновения ($\Delta t \simeq 10^{-5}$ с) после Большого Взрыва, а в настоящее время они, возможно, существуют в центре массивных нейтронных звезд.

Теоретически существование фазового перехода от нормальной адронной материи к КГП не доказано (как, впрочем, строго не доказано и удержание цвета). Однако так называемым методом решетки³⁹ получено подтверждение существования как того, так и другого.

Эксперименты, в которых пытались создавать на короткое время в лабораторных условиях искусственную КГП, стали проводить уже с 1990 г., изучая $p-p$, $p-\bar{p}$, p -ядерные, а затем и ядро-ядерные (с использованием в качестве пучков ионов кислорода и серы) взаимодействия с высокими значениями поперечного импульса. При постановке этих экспериментов предполагалось, что в них будут развиваться температуры и плотности, достаточные для образования короткоживущих сгустков КГП, которые должны проявить себя по испусканию прямых (тепловых не распадных) фотонов.

Как известно, энергетический спектр теплового электромагнитного излучения определяется температурой излучателя. Но, к сожалению, из первых теоретических расчетов (сделанных в низшем порядке теории возмущений) следовало, что температурная зависимость выхода прямых фотонов из сгустка КГП и адронного газа (образующегося из КГП через короткое время) одинакова, так что регистрация прямых фотонов, казалось бы, не позволяет отличать одно от другого. Действительно, первые попытки не привели к существенным результатам, хотя из данных опыта WA80 [65] по исследованию $(S+Au)$ -соударений при энергии 200 А ГэВ (А — массовое число ядер пучка) была оценена верхняя граница рождения прямых фотонов в адронном газе ($T = 250$ МэВ).

Новые экспериментальные исследования возможности образования КГП и изучения ее свойств в лабораторных условиях были начаты в 1994 г. большой международной коллаборацией ученых (с участием РНЦ "Курчатовский институт") в ЦЕРНе, где в феврале 2000 г. был проведен семинар по обсуждению первых итогов эксперимента WA98, выполненного с помощью фотонного и адронного спектрометров с большим аксептансом. Основной задачей эксперимента являлось выделение прямых фотонов из области ($^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$)-взаимодействия при энергии 158 А ГэВ (около 33000 ГэВ) на огромном фоне фотонов от радиационных распадов образующихся во взаимодействии адронов. Фотоны регистрировались с помощью фотонного детектора LEDA, сконструированного и изготовленного физиками "Курчатовского института" (лаборатория В.И. Манько) из 10080 модулей на основе свинцового стекла, просматриваемых фотоумножителями.

³⁹ Методом решетки в квантовой теории поля (и, в частности, в КХД) называется анализ свойств различных теоретических моделей с помощью расчетов, в которых непрерывное пространство-время аппроксимируется дискретной совокупностью точек — четырехосной решеткой. Шаг решетки устанавливается в зависимости от условий рассматриваемой задачи, а возникающие при малых шагах интегралы большой кратности вычисляются методом Монте-Карло в компьютерном варианте. Типичный шаг решетки, используемый в КХД, равен 10^{-14} см, при котором некоторые результаты, относящиеся к непрерывному пространству-времени, удалось получить уже при ~ 10 шагах (по каждой оси). Подробнее см. [64].

Первые результаты опубликованы в работе [66], из которой следует, что прямые фотоны в центральных ($\text{Pb} + \text{Pb}$)-соударениях зарегистрированы на уровне, превышающем фон на 20 % (рис. 18), и что их спектр соответствует температуре источника (сгустки КГП или адронный газ), равной $T = 250$ МэВ, которая значительно выше температуры, необходимой для осуществления упомянутого ранее фазового перехода.

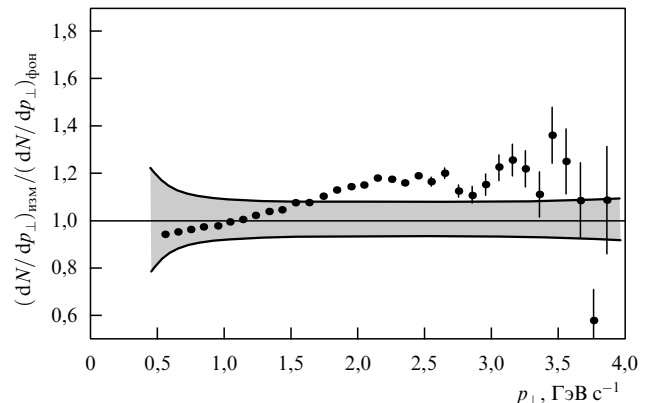


Рис. 18. К вопросу о поисках искусственной кварк-глюонной плазмы. Отношение измеренного потока фотонов к рассчитанному фону в зависимости от поперечного импульса. При больших $p_{\perp}$ виден 20 %-ный избыток прямых фотонов над фоновыми.

Основанием считать источником прямых фотонов именно сгустки КГП (а не адронный газ) являются новые недавние расчеты [67], выполненные с учетом двухпетлевой диаграммы для процессов $q\bar{q}$ -аннигиляции и перерасеяния, которые показали, что скорость эмиссии прямых фотонов из кварковой материи значительно выше, чем это было получено в прежних расчетах, сделанных в нижнем порядке. В связи с этим в работе [68] было пересмотрено прежнее предсказание рождения прямых фотонов в тяжелоионных соударениях и показано, что при достаточно высокой первоначальной температуре выход фотонов из КГП может значительно превышать их выход из адронного газа, в связи с чем появляется тест на обнаружение КГП.

Сами авторы эксперимента WA98 относятся к его результатам более осторожно, чем теоретики. В резюме своей статьи [66] они только подчеркивают, что впервые зарегистрировали сигнал от прямых фотонов из области ультрарелятивистских тяжелоионных центральных соударений при поперечном импульсе, превышающем 1,5 ГэВ/с, и что этот результат *может* иметь значение для диагностики образования КГП.

На упомянутом выше семинаре в ЦЕРНе было решено продолжить исследования свойств искусственной КГП на ядерном коллайдере в Брукхейвене (работы уже ведутся) и на сооружаемом большом адронном коллайдере в ЦЕРНе.

9. Понятие о слабом и электрослабом взаимодействиях

Как известно, самой точной из наук, описывающих взаимодействие элементарных частиц, является квантовая электродинамика (КЭД), точность расчетов кото-

рой связана с малостью постоянной тонкой структуры $\alpha_{эл} = e^2/\hbar c = 1/137$ и свойством перенормируемости, позволяющим получать надежные результаты при вычислении высших порядков теории возмущений. Константа слабого взаимодействия $\alpha_{сл}$ при малых энергиях⁴⁰ значительно меньше $\alpha_{эл}$, в связи с чем удается получать количественные результаты методом теории возмущений уже в первом порядке. Однако в отличие от КЭД теория слабого взаимодействия неперенормируема, что постоянно вызывало у теоретиков чувство сожаления и внутреннего протеста. Теории слабого взаимодействия не хватало изящества КЭД.

Эта трудность была блестяще преодолена в теории электрослабого взаимодействия, которая не только сохранила все достижения универсальной теории слабого взаимодействия в области сравнительно невысоких энергий, но и позволила получать точные результаты при высоких энергиях. Теория электрослабого взаимодействия (ТЭСВ) обладает всеми необходимыми свойствами точной теории: большой предсказательной силой, точностью предсказаний и перенормируемостью. Кроме того, новая теория позволяет единым образом рассматривать два наиболее точных взаимодействия — электромагнитное и слабое, которые, казалось бы, так разительно отличаются своими свойствами друг от друга. Из этого единого рассмотрения, в частности, последовало одно из важнейших предсказаний ТЭСВ — предсказание существования слабых нейтральных токов и их кванта Z^0 -бозона (о $W^\pm$ -бозонах в той или иной форме много говорили и до создания ТЭСВ). В настоящем разделе мы попытаемся дать популярное изложение понятия о ТЭСВ, напомнив предварительно историю становления ее предшественницы — теории универсального четырехфермионного слабого взаимодействия. При написании этого раздела статьи мы широко использовали книги Л.Б. Окуня [36, 69], которые рекомендуем читателям, желающим более детально ознакомиться с излагаемым ниже материалом. В этих книгах кроме основного содержания очень полезны тематические обзоры литературы, а в [36] имеется также словарь терминов, многие из которых встречаются в данной статье. В качестве более популярного обзора на тему о единой теории элементарных частиц можно рекомендовать статью Х. Джорджи, написанную в 1981 г. [70], т.е. до открытия Z^0 - и $W^\pm$ -бозонов (что надо учитывать при чтении).

9.1. Теория Ферми

Первый вариант теории слабого взаимодействия, описывающей β -распад атомных ядер, был предложен в 1934 г. Э. Ферми [71], который построил ее по аналогии с теорией электромагнитного взаимодействия, заменив, однако, взаимодействие на расстоянии точечным — контактным. β -распад нейтрона, например, по Ферми представляет собой контактное взаимодействие четырех фермионов n , p , e^- и $\bar{\nu}$, из которых два (e и $\bar{\nu}$) подобно фотону возникают в момент испускания их нейтроном, превращающимся в протон⁴¹. Так же как в электродинамике, в теории Ферми предполагалось выполнение

законов сохранения четности и углового момента, а из пяти возможных лоренц-инвариантных вариантов теории (V, A, S, T, P) Ферми выбрал (опять же по аналогии с электродинамикой) векторный вариант (V), в котором используется оператор, аналогичный применяющемуся в теории электромагнитного взаимодействия.

Согласно Ферми слабое взаимодействие между n , p , e^- и $\bar{\nu}$ описывается гамильтонианом

$$\hat{H} = \frac{G}{\sqrt{2}} j^+ j, \quad (146)$$

где G — константа слабого взаимодействия, j — слабый заряженный (т.е. изменяющий электрический заряд преобразуемой частицы) векторный ток, а j^+ — эрмитово-сопряженный ток. Каждый из них состоит из двух слагаемых

$$j = \bar{e}\nu + \bar{n}p, \quad (147)$$

$$j^+ = \bar{\nu}e + \bar{p}n, \quad (148)$$

где $\bar{e}\nu$ и $\bar{\nu}e$ — лептонные, а $\bar{n}p$ и $\bar{p}n$ — нуклонные токи.

В выражениях (147), (148) символами e , ν , n , p обозначены четырехкомпонентные операторы (биспиноры) уничтожения соответствующих частиц (или рождения их античастиц), а символами $\bar{e}$, $\bar{\nu}$, $\bar{n}$, $\bar{p}$ — операторы рождения соответствующих частиц (или уничтожения их античастиц). Векторный вариант слабого взаимодействия реализуется с помощью γ -матриц Дирака, так что более точная запись слабого тока содержит четырехрядную γ_μ -матрицу ($\mu = 1, 2, 3, 4$):

$$j_\mu = \bar{e}\gamma_\mu\nu + \bar{n}\gamma_\mu p. \quad (149)$$

Из выражений (146), (148) видно, что за β^- -распад ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$) отвечает произведение токов $\bar{e}\nu$ и $\bar{n}p$, а за β^+ -распад ($p \rightarrow n + e^+ + \nu$) — произведение токов $\bar{\nu}e$ и $\bar{p}n$ (для краткости γ_μ -символ мы опускаем).

Теория Ферми сыграла исключительную роль в развитии физики слабого взаимодействия. С ее помощью удалось не только объяснить основные закономерности β^- - и β^+ -распадов (характер спектров, вероятности распадов, масштаб константы G), но и предсказать новые процессы (e -захват, обратный β -распад, νe -рассеяние, слабые ядерные силы), а также предложить идею опытов, подтверждающих существование нейтрино и антинейтрино.

9.2. (V–A)-вариант теории слабого взаимодействия

При всех огромных успехах применения векторный вариант теории слабого взаимодействия обладает существенным недостатком: он не может объяснить β -распад некоторых ядер, например экспериментально наблюдаемый β -распад ядра ${}^6\text{He}$, который происходит с большой вероятностью. Эта трудность теории была преодолена с помощью использования кроме векторного (V) варианта еще одного из пяти упомянутых выше вариантов теории — так называемого аксиально-векторного варианта (A). Оказалось, что константы обоих вариантов слабого взаимодействия примерно равны ($g_A \simeq 1,27g_V$) и что оба эти варианта надо использовать в форме разности вектора и аксиального вектора ((V–A)-вариант теории слабого взаимодействия). (V–A)-вариант теории получил окончательное эксперименталь-

⁴⁰ С ростом энергии (уменьшением r) $\alpha_{сл}$ быстро растет и при $r \simeq 10^{-16}$ см становится одного порядка с $\alpha_{эл}$ (см. раздел 10.2).

⁴¹ В эти годы еще не знали о существовании различных видов нейтрино (ν_e , ν_μ , ν_τ). Поэтому мы пока пишем просто ν и $\bar{\nu}$.

ное подтверждение к 1956–1957 гг., которые вообще стали переломными в развитии физики слабого взаимодействия. Напомним, что именно в это время Ли и Янг пришли к выводу о нарушении закона сохранения четности в слабом взаимодействии (см. раздел 6.1), а Ву и Ледерман доказали это экспериментально (см. раздел 3.4). Одновременно из этих опытов вытекало значение левой поляризации масштаба v/c для лептонов и правой поляризации масштаба $-v/c$ для антилептонов, а из совместного рассмотрения их результатов и СРТ-теоремы (см. раздел 4.1) — нарушение С-инвариантности в слабом взаимодействии. В 1957 г. Л.Д. Ландау [72], А. Салам [73] и Т.Д. Ли и Ч. Янг [74]⁴² предложили теорию двухкомпонентного нейтрино, согласно которой нейтрино и антинейтрино имеют нулевые массы и противоположные спиральности (левая у нейтрино и правая у антинейтрино). Экспериментально левая спиральность нейтрино была подтверждена в изящном опыте Гольдхабера с сотрудниками [75]. Существование электронного нейтрино ν_e и его отличие от антинейтрино $\bar{\nu}_e$ к этому времени уже было подтверждено в опыте Рейнеса и Коуэна (см. раздел 3.5), а также была предложена идея опыта по доказательству существования и различия мюонных нейтрино и антинейтрино. Наконец, к этому времени относится окончательное утверждение замеченного еще в 1948 г. Ферми примерного равенства констант взаимодействия G_V , $G_{\mu p}$ и $G_{\mu \rightarrow e}$ для трех, казалось бы, совсем разных процессов:

$$\begin{aligned} n &\rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, & \mu^- + p &\rightarrow n + \nu_\mu, \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \end{aligned} \quad (150)$$

что интерпретировалось как закон сохранения слабого векторного тока (Я.Б. Зельдович и С.С. Герштейн [76]). Несколько позднее было замечено, что слабые распады странных частиц (например, $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$) также характеризуются константой G_S такого же масштаба и в них также нарушается закон сохранения четности (см. раздел 6.5).

С учетом новых слабых процессов и нарушения закона сохранения четности слабый заряженный ток вместо выражения $\bar{e}\nu + \bar{n}p$ теперь записывается в форме

$$\bar{e}\nu_e + \bar{\mu}\nu_\mu + \bar{n}p + \bar{A}p, \quad (151)$$

где ток $\bar{e}\nu_e$ имеет вид

$$\bar{e}\gamma_\mu(1 + \gamma_5)\nu_e = \bar{e}\gamma_\mu\nu_e + \bar{e}\gamma_\mu\gamma_5\nu_e, \quad (152)$$

а остальные — аналогичный. Первое слагаемое $\bar{e}\gamma_\mu\nu_e$ в выражении (152) является полярным четырехвектором и определяет векторную часть слабого тока, которая изменяет знак на обратный при P -операции зеркального отражения. Второе слагаемое ($\bar{e}\gamma_\mu\gamma_5\nu_e$) — аксиальный четырехвектор определяет аксиально-векторную часть слабого тока, которая (благодаря свойствам матрицы $\gamma_5 = i\gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4$) при операции P знака не меняет. Таким

образом, при перемножении слабого тока j_μ на эрмитово-сопряженный ток j^μ в гамильтониане появляются скалярные и псевдоскалярные члены, что и отражает несохранение P -четности в слабом взаимодействии. Преобразуя выражение (152), можно показать, что сомножитель $1 + \gamma_5$ выделяет левополяризованные частицы, т.е. что $(V-A)$ -ток — левый. Аналогично все античастицы — правые (правую поляризацию выделяет выражение $1 - \gamma_5$).

Перечисленные выше теоретические и экспериментальные достижения привели практически одновременно (в 1958 г.) ряд физиков (Гелл-Ман и Фейнман [77], Маршак и Сударшан [78], Сакураи [79]) к окончательной формулировке универсальной четырехфермионной теории слабого взаимодействия, основные положения которой заключаются в следующих восьми пунктах:

- 1) исключительная слабость (медленность) взаимодействия по сравнению с сильным и электромагнитным взаимодействиями;
- 2) универсальность (сохранение слабого векторного тока: $G_V \simeq G_{\mu p} \simeq G_{\mu \rightarrow e} \simeq G_S$);
- 3) точечность (контактность) взаимодействия;
- 4) $(V-A)$ -вариант;
- 5) нарушение P - и C -инвариантности;
- 6) левая поляризация всех лептонов и правая всех антилептонов;
- 7) сохранение лептонных чисел;
- 8) согласие выводов теории с предположением о $m_\nu \equiv 0$.

Универсальная $(V-A)$ -теория слабого взаимодействия многократно проверялась в многочисленных экспериментах, которые неизменно подтверждали ее правильность. Напомним некоторые наиболее важные новые (полученные после 1957 г.) результаты: доказательство Л. Ледерманом, М. Шварцем и др. существования и различия мюонных нейтрино и антинейтрино ([12, 13], раздел 3.5); открытие Ю.Г. Абовым, П.А. Крупичкиным и др. слабых ядерных сил [80]; соответствие с теорией экспериментальных результатов изучения времени жизни и угловых корреляций для β -распада нейтрона (см., например, обзор [33]).

Однако с течением времени, по мере уточнения экспериментальных данных, в теории начали возникать трудности. Оказалось, например, что векторный ток сохраняется не полностью, а частично, т.е. что $G_S < G_V$, да и сама G_V несколько меньше G_μ . Это несоответствие было рассмотрено Каббиро [81], который показал, что

$$G_V = G_\mu \cos \theta_C, \quad G_S = G_\mu \sin \theta_C, \quad (153)$$

где угол θ_C , равный примерно 13° , был впоследствии назван углом Каббиро. Из теории Каббиро следовало, что токи типа $\bar{n}p$ и $\bar{A}p$ надо рассматривать вместе, т.е. в виде тока $(\bar{n} \cos \theta_C + \bar{A} \sin \theta_C)p$, который сопоставляется с одним чисто лептонным током $\bar{\mu}\nu_\mu$ или $\bar{e}\nu_e$ (так как $G_V^2 + G_S^2 = G_\mu^2$).

Вторая трудность $(V-A)$ -теории связана с проблемой существования слабых нейтральных токов (т.е. токов типа $\bar{e}e$, $\bar{\mu}\mu$, $\bar{n}n$ и т.п., которые не изменяют заряда преобразуемой частицы). Как мы говорили выше, в основе универсальной $(V-A)$ -теории лежит представление о слабом взаимодействии, осуществляемом только одними заряженными токами типа $\bar{e}\nu_e$, $\bar{\mu}\nu_\mu$ и (после предложенного Каббиро усовершенствования теории) комбинированным адронным током $(\bar{n} \cos \theta_C + \bar{A} \sin \theta_C)p$.

⁴² Все четверо — лауреаты Нобелевской премии по физике: Ли и Янг (1957 г.) за открытие нарушения четности в слабом взаимодействии (см. раздел 6.1); Салам (1979 г.) за создание единой теории слабого и электромагнитного взаимодействия (см. раздел 9.4); Ландау (1962 г.) за создание теории сверхтекучести жидкого гелия II в 1941 г. и теории квантовой ферми-жидкости в 1956 г.

Однако проблема существования нейтральных токов все-таки обсуждалась, причем еще в 1958–1962 гг. [82–84], т.е. задолго до торжества ТЭСВ, в которой они были убедительно предсказаны и через несколько лет открыты (см. раздел 9.3). В период же царствования универсальной (V–A)-теории нейтральные токи обнаружены не были. "Пассивные" эксперименты по поиску некоторых схем распада ($\Lambda \rightarrow n + e^+ + e^-$, например) указывали на их отсутствие (подробнее см. раздел 9.4), а активные — типа изучения взаимодействия нейтрино с нуклонами — в то время поставить было невозможно. Да в общем-то, (V–A)-теория, пожалуй, могла обойтись и без нейтральных токов. Так что эта ее трудность была для нее не столь уж серьезной. Самой серьезной трудностью осталась перенормируемость теории, из-за чего ее иногда называли "теорией первого порядка" (в смысле возможности использования теории возмущений). И эту трудность сумела преодолеть только пришедшая на смену (V–A)-теории единая теория электрослабого взаимодействия.

9.3. Элементарное представление о теории электрослабого взаимодействия

Единая теория электрослабого взаимодействия (ТЭСВ) была создана в 60-е годы трудами Ш. Глэшоу [85], С. Вейнберга [86] и Ф. Салама [87]. В соответствии с этой теорией слабое взаимодействие является не точечным (контактным), как считал Ферми, а, так же как электромагнитное, обменным, роль квантов в котором выполняют промежуточные векторные бозоны W^+ , W^- и Z^0 с такими же, как у фотона, спинами, равными единице, но с очень большими, в отличие от безмассового фотона, массами, равными 80–90 ГэВ⁴³. W^+ - и W^- -бозоны участвуют в передаче слабых заряженных токов, а Z^0 — слабых нейтральных (которые этой теорией предсказываются). Большие массы промежуточных бозонов необходимы для обеспечения исключительно малого радиуса слабого взаимодействия $R_{\text{сл}} \simeq 10^{-16}$ см (ср. формулу (2) в разделе 2).

В связи с этим при создании ТЭСВ сразу же возникло, казалось бы, непреодолимое препятствие: в ней нельзя было постулировать существование тяжелых (*массивных*) промежуточных бозонов, необходимых для обеспечения $R_{\text{сл}}$, так как это противоречит другой основной цели — построению перенормируемого варианта теории. (В частности, потому что в отличие от безмассового кванта перенормируемой КЭД — фотона, имеющего при спине $J=1$ только две проекции спина — по и против импульса, массивные $W^{\pm}$ - и Z^0 -бозоны при том же спине $J=1$ имеют еще и третью проекцию — перпендикулярную импульсу, которая и препятствует процедуре перенормировки.)

Итак, для построения перенормируемой теории слабого взаимодействия нужны безмассовые обменные бозоны, но они не могут обеспечить малый радиус слабого взаимодействия. Получается заколдованный круг и не ясно, как из него можно выбраться. Тем не менее выход был найден и очень остроумный, состоящий

из двух этапов. На первом этапе Ш. Глэшоу построил перенормируемый вариант теории с безмассовыми бозонами. А на втором этапе С. Вейнберг и А. Салам, *не испортив свойства перенормируемости*, преобразовали безмассовые бозоны Глэшоу в массивные $W^{\pm}$ - и Z^0 -бозоны, сохранив безмассовый фотон. Несколько подробнее эти два этапа можно описать так.

В основу своей теории Глэшоу положил калибровочную $SU(2) \times U(1)$ -симметрию, где $SU(2)$ -группа *слабого* изоспина, а $U(1)$ -группа *слабого* гиперзаряда (которые ничего общего не имеют с рассмотренными выше изоспином I и гиперзарядом Y). Поскольку $SU(2) \times U(1)$ -симметрия в теории Глэшоу предполагалась точной — ненарушенной, то она характеризуется четырьмя *безмассовыми* калибровочными бозонами W^+ , W^- , B^0 и W^0 .

В основе теории Вейнберга и Салама лежит представление о спонтанном нарушении калибровочной симметрии с помощью бесспиновых, но массивных бозонов Хиггса (которые мы упоминали в разделах 7.4.3, 8.4.3). В результате взаимодействия с хиггсовым полем безмассовые калибровочные бозоны Глэшоу приобретают массу, причем два из них (W^+ и W^-) становятся непосредственно квантами слабого взаимодействия, ответственными за слабые заряженные токи, а два других (W^0 и B^0) дают начало в виде двух взаимно ортогональных суперпозиций безмассовому фотону и массивному Z^0 -бозону, отвечающим соответственно за электромагнитное взаимодействие и слабые нейтральные токи:

$$\gamma : B^0 \cos \theta_W + W^0 \sin \theta_W, \quad (154)$$

$$Z^0 : W^0 \cos \theta_W - B^0 \sin \theta_W. \quad (155)$$

Здесь θ_W — угол Вейнберга, который может быть определен из сравнения теории с экспериментами, относящимися к изучению слабых нейтральных токов. Через этот угол выражаются массы $W^{\pm}$ - и Z^0 -бозонов:

$$m_{W^{\pm}} = \frac{1}{\sin \theta_W} \left[\frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G} \right]^{1/2}, \quad (156)$$

$$m_{Z^0} = \frac{m_{W^{\pm}}}{\cos \theta_W}. \quad (157)$$

9.4. Первые успехи и главные предсказания ТЭСВ: перенормируемость, нейтральные токи, угол Вейнберга, массы $W^{\pm}$ - и Z^0 -бозонов

Первым значительным успехом ТЭСВ можно считать работы Г. т'Хофта 1971 г., в которых была доказана перенормируемость новой теории⁴⁴ [88], вторым — открытие в 1973 г. и изучение слабых нейтральных токов, которое позволило получить численное значение угла Вейнберга θ_W и, следовательно, предсказать численные значения масс $W^{\pm}$ - и Z^0 -бозонов, что очень важно для организации поиска этих частиц. В связи с тем, что открытию нейтральных токов предшествовала весьма любопытная предыстория, расскажем о нем подробнее.

⁴³ Подчеркнем, что в данном случае под обменным взаимодействием подразумевается процесс испускания кванта этого взаимодействия одной из взаимодействующих частиц и поглощения его другой (по схеме Юкавы, описанной в разделе 2). Не путать со специфическим квантовомеханическим обменным взаимодействием между тождественными частицами.

⁴⁴ В 1999 г. Г. т'Хофт и М.Й.Г. Велтман (который создал наиболее оптимальный математический аппарат для описания доказательств перенормируемости калибровочных теорий) получили Нобелевскую премию "за выяснение квантовой структуры электрослабых взаимодействий в физике" [89, 90].

Дело в том, что с самого начала изучения нейтральных токов на базе новой теории возникло серьезное затруднение. Выше мы уже говорили, что в природе не удалось обнаружить распад Λ -гиперона по каналу $\Lambda \rightarrow n + e^+ + e^-$, который описывается слабым нейтральным током $(\bar{n}\Lambda)(\bar{e}e)$, разрешенным, казалось бы, новой теорией. Наглядно это можно пояснить, если расположить компоненты слабых токов в виде двух эквивалентных матриц, одна из которых содержит лептоны e, ν_e, μ, ν_μ и рассмотренные выше адроны n, Λ, p , а другая (которая нам потребуется позже) — те же лептоны и соответствующие перечисленным адронам кварки d, s, u :

$$\begin{array}{ccc} e & \mu & (n \cos \theta_C + \Lambda \sin \theta_C) \\ \nu_e & \nu_\mu & p \end{array} \quad \begin{array}{ccc} e & \mu & (d \cos \theta_C + s \sin \theta_C) \\ \nu_e & \nu_\mu & u \end{array} \quad (158)$$

Тогда для получения заряженных токов надо двигаться по столбцам матрицы $[\bar{e}\nu_e, \bar{\mu}\nu_\mu, (\bar{n} \cos \theta_C + \Lambda \sin \theta_C)p]$, а нейтральных — по строкам $[\bar{e}e, \bar{\nu}_e\nu_e, \bar{\mu}\mu, \bar{\nu}_\mu\nu_\mu, \bar{p}p, (\bar{n} \cos \theta_C + \Lambda \sin \theta_C)(n \cos \theta_C + \Lambda \sin \theta_C)]$. Последний ток и приводит к необнаруженной в природе составляющей нейтрального тока типа $\bar{n}\Lambda$ (а также $\bar{\Lambda}n$, которая тоже не была обнаружена).

Чтобы запретить их появление в теории, Глэшоу и др. [91] ввели в нее ортогональное по отношению к току Каббиро выражение $(\Lambda \cos \theta_C - n \sin \theta_C)$, сопоставив его с четвертым (пока не открытым, но уже обсуждаемым теоретиками) с-кварком. На "кварковом" языке (второй вариант матрицы (158)) предложение Глэшоу и др. выглядит так:

$$\begin{array}{ccc} e & \mu & (d \cos \theta_C + s \sin \theta_C) \\ \nu_e & \nu_\mu & u \end{array} \quad \begin{array}{ccc} (s \cos \theta_C - d \sin \theta_C) \\ & & c \end{array} \quad (159)$$

Легко видеть, что теперь суммарный нейтральный ток d-, s-кварков равен

$$(\bar{d} \cos \theta_C + \bar{s} \sin \theta_C)(d \cos \theta_C + s \sin \theta_C) + (\bar{s} \cos \theta_C - \bar{d} \sin \theta_C)(s \cos \theta_C - d \sin \theta_C) = \bar{d}d + \bar{s}s, \quad (160)$$

т.е. в нем нет ни $\bar{d}s$, ни $\bar{s}d$ (ни $\bar{n}\Lambda$, ни $\bar{\Lambda}n$) составляющих. Отметим, что выражения, стоящие в скобках матрицы (159), принято называть "повернутыми" кварками и обозначать d' и s' . В этих обозначениях заряженный ток выглядит вполне симметрично относительно лептонов и кварков:

$$j = \bar{e}\nu_e + \bar{\mu}\nu_\mu + \bar{d}'u + \bar{s}'c. \quad (161)$$

Нейтральные токи, разрешенные теорией, были обнаружены, как мы уже говорили, в 1973 г. Эксперимент был поставлен в ЦЕРНе с помощью большой фреоновой пузырьковой камеры диаметром 1,85 м и длиной 4,8 м с магнитным полем 2 Тл, облученной пучком мюонных нейтрино [92]. В результате просмотра 290 000 фотографий было найдено 576 событий, вызванных заряженными токами $(\bar{\nu}_\mu\mu)(\bar{d}'u)$ или $(\bar{\nu}_\mu\mu)(\bar{u}d')$:

$$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \mu^-(\mu^+) + \text{адроны}, \quad (162)$$

и 166 — нейтральными $(\bar{\nu}_\mu\nu_\mu)(\bar{u}u)$ или $(\bar{\nu}_\mu\nu_\mu)(\bar{d}d)$:

$$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + \text{адроны}, \quad (163)$$

т.е. сечения их образования сравнимы между собой. Кроме того, в результате просмотра 735 000 фотографий было обнаружено одно событие типа $\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^-$, обусловленное нейтральным током $(\bar{\nu}_\mu\nu_\mu)(\bar{e}e)$. Позднее были наблюдаемы и некоторые другие нейтральные токи $(\bar{e}e)(\bar{u}u)$ и $(\bar{e}e)(\bar{d}d)$, обнаруженные Л.М. Барковым и М.С. Золотаревым в 1978 г. в Новосибирске при наблюдении поворота плоскости поляризации лазерного излучения при прохождении его через пары атомарного висмута [93, 94].

Изучение реакций (162), (163) позволило по соотношению сечений определить численное значение угла Вейнберга

$$\sin^2 \theta_W \simeq 0,25 \quad (164)$$

и по нему с помощью формул (156) и (157) предсказать численные значения масс $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов⁴⁵:

$$m_{W^\pm} = 78 \pm 3 \text{ ГэВ}, \quad m_{Z^0} = 89 \pm 3 \text{ ГэВ}. \quad (165)$$

Вера в это последнее предсказание была столь велика, что в конце 70-х годов "под него" стали строить новый ускоритель Sp̄pS, на котором можно было открыть $W^\pm$ - и Z^0 -бозоны, а Нобелевский комитет, не дожидаясь их открытия, присудил в 1979 г. С. Вейнбергу [95], Ш. Глэшоу [96] и А. Саламу [97] Нобелевскую премию по физике за создание единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий.

В заключение этого раздела несколько слов о современной структуре заряженных и нейтральных токов. С открытием в 1974 г. с-кварка (см. раздел 8.4.1), а затем в 1977 г. b-кварка (см. раздел 8.4.2) и τ -лептона (см. раздел 3.6), в 1994 г. t-кварка (см. раздел 8.4.3), а в 2000 г. τ -нейтрино (см. раздел 3.6) число слабых заряженных токов, рассматриваемых в теории, значительно возросло, и теперь полный слабый заряженный ток состоит из шести слагаемых:

$$j = \bar{e}\nu_e + \bar{\mu}\nu_\mu + \bar{\tau}\nu_\tau + \bar{d}'u + \bar{s}'c + \bar{b}'t. \quad (166)$$

Наглядно все компоненты заряженного тока можно получить двигаясь по столбцам новой матрицы, аналогичной приведенной выше матрице (159), если в ней заменить скобки значками d' и s' :

$$\begin{array}{ccc} e & \mu & \tau & d' & s' & b' \\ \nu_e & \nu_\mu & \nu_\tau & u & c & t \end{array} \quad (167)$$

В этой матрице "повернуты" все три нижних кварка, причем на этот раз "поворот" осуществляется вместо двухрядной матрицы Каббиро трехрядной матрицей Кобаяши–Маскава [98], так что каждый "повернутый" кварк теперь состоит не из двух, а из трех нижних кварков, в результате чего число кварковых токов утраивается: $\bar{d}u, \bar{d}s, \bar{d}t, \bar{s}u, \bar{s}c, \bar{s}t$ и т.д., всего девять, что вместе с тремя лептонными токами $\bar{e}\nu_e, \bar{\mu}\nu_\mu, \bar{\tau}\nu_\tau$ дает 12 заряженных токов.

Нейтральные токи можно получить, двигаясь по строкам матрицы (167), причем с учетом новых частиц

⁴⁵ Заметим, что после открытия $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов и получения для них точных значений масс теми же формулами (156) и (157) воспользовались для уточнения величины $\sin^2 \theta_W$, для которой было получено значение $0,23 \pm 0,01$.

их теперь насчитывается тоже двенадцать:

$$\bar{e}e, \bar{\mu}\mu, \bar{\tau}\tau, \bar{\nu}_e\nu_e, \bar{\nu}_\mu\nu_\mu, \bar{\nu}_\tau\nu_\tau, \bar{u}u, \bar{d}d, \bar{s}s, \bar{c}c, \bar{b}b, \bar{t}t. \quad (168)$$

Такие токи, переводящие частицу саму в себя, называются диагональными. Нейтральные токи типа $\bar{d}s$, $\bar{d}b$, $\bar{u}s$ и т.п. (с изменением аромата кварка) теория не предсказывает, и в природе они (как мы видели на примере тока $\bar{d}s$) не обнаружены.

9.5. Открытие $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов

Упомянутый выше $\text{Sp}\bar{p}S$ -коллайдер был запущен под руководством Ван-дер-Меера в 1981 г. Энергия встречных пучков в нем равнялась 2×270 ГэВ, чего должно быть достаточно (но без особого избытка) для рождения $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов. Действительно, хотя $W^\pm$ - и Z^0 -бозоны искали в реакциях

$$\bar{p} + p \rightarrow W^\pm + X \quad \text{и} \quad \bar{p} + p \rightarrow Z^0 + X, \quad (169)$$

в которых, казалось бы, могут рождаться частицы с массами до 270 ГэВ, на самом деле энергии протонов и антипротонов только-только хватает для эффективного рождения частиц с массами порядка 90 ГэВ. Дело в том, что $W^\pm$ - и Z^0 -бозоны образуются в процессе взаимодействия одного из трех кварков протона ($p = uud$) с одним из антикварков антипротона ($\bar{p} = \bar{u}\bar{u}\bar{d}$):

$$u + \bar{d} \rightarrow W^+, \quad \bar{u} + d \rightarrow W^-, \quad u + \bar{u} \rightarrow Z^0, \quad d + \bar{d} \rightarrow Z^0. \quad (170)$$

И на долю каждого кварка (антикварка) протона (антипротона) из 270 ГэВ приходится только 45 ГэВ, так как половина энергии протона и антипротона сосредоточена в глюонах. Таким образом, почти вся энергия сталкивающихся кварков уходит на образование масс $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов, в результате чего они не имеют большого продольного импульса. А это очень важно для их поиска в эксперименте (см. ниже).

Для обнаружения $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов были построены два специальных детектора UA-1 и UA-2 (от слов Underground Area), конструкцию одного из которых (UA-1) мы опишем ниже (рис. 19). Основными частями

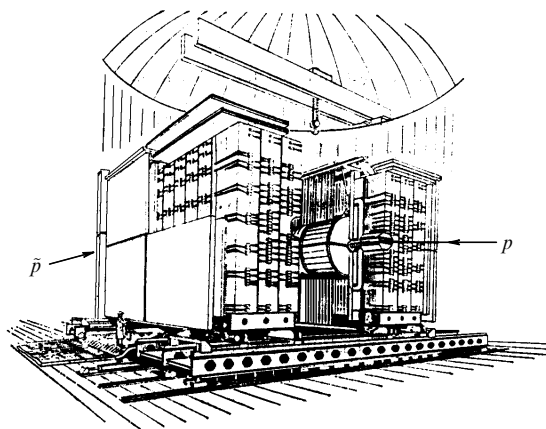


Рис. 19. Установка UA-1, с помощью которой были обнаружены $W^\pm$ - и Z^0 -бозоны.

детектора UA-1 являются магнит с объемом поля 86 м^3 и напряженностью 0,7 Тл, дрейфовая камера размерами $5,8 \times 2,3$ м, окруженная электромагнитным калориметром толщиной в 27 радиационных длин (сцинтилляторы, прослоенные свинцом) и адронным калориметром (железо). Общие размеры детектора $10 \times 5 \times 10$ м, общая масса 2000 т (о размерах детектора можно судить по стоящему слева внизу рис. 19 человеку). Детектор обслуживался 24-мя ЭВМ. В работе участвовало 135 физиков из 11 институтов во главе с итальянским физиком К. Руббиа.

Эксперимент оказался очень трудным, так как сечение реакций (169) для рождения $W^\pm$ -бозонов равно $0,5 \times 10^{-33} \text{ см}^2$, т.е. в 10^8 раз меньше рассмотренного в разделе 5.3 полного сечения взаимодействия протонов с антипротонами при данной энергии ($\sigma_{\text{pp}}^{\text{полн}} \simeq 60 \text{ мб}$). Это означает, что надо было суметь выделить одно полезное событие из 10^8 фоновых $\text{p}\bar{\text{p}}$ -взаимодействий.

Основная идея выделения W -бозонов заключалась в отборе электронов от их распадов, летящих перпендикулярно первичным пучкам с энергией $E \simeq m_W/2$. В этом направлении фон относительно невелик, так как в основном он обусловлен легкими адронами, входящими в состав струй, которые летят в направлении первичных пучков, в то время как образующиеся W -бозоны, как мы видели выше, не имеют большой продольной составляющей импульса, т.е. вероятность их распада в перпендикулярном направлении не мала. В идеале W -бозоны вообще образуются в состоянии покоя и электроны, возникающие при двухчастичном распаде W^- -бозона по схеме $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$, уносят половину массы W^- -бозона, что в особо благоприятном случае распада в направлении, перпендикулярном пучкам протонов и антипротонов, можно сравнительно легко обнаружить. Что такое это "сравнительно легко", вы сейчас увидите из подробного описания процедуры отбора первых 6 событий с W -бозоном, зарегистрированных в самом конце 1982 г. [99].

Первоначально было записано 10^6 событий, из которых $1,4 \times 10^5$ содержали электрон, идентифицированный по характерному профилю электромагнитного ливня. Из них было отобрано 28 000 событий с большой поперечной энергией $E > 15$ ГэВ (вспомните описанную в разделе 8.4.3 процедуру поисков t -кварков, которые были открыты позже W -бозонов, но описаны нами раньше). Среди последних отобрали 2125 событий с хорошим одиночным треком заряженной частицы с поперечным импульсом $p_\perp > 7$ ГэВ/с. Из них только 39 выдержали отбор по критерию для электрона и всего 6 попали в число событий с рождением W -бозона после индивидуального рассмотрения этих 39. Интересно отметить, что к тем же шести событиям привел другой способ отбора, при котором после получения 2125 событий дальнейший анализ проводился методом измерения недостающей энергии, уносимой нерегистрируемыми нейтральными частицами, т.е. нейтрино, так как остальные нейтральные частицы установка регистрировала (этот метод также использовался впоследствии при поисках t -кварка). Замечательно, что уже из анализа первых отобранных шести случаев распада W^- -бозона по схеме $W^- \rightarrow e^- + \nu_e$ было получено значение массы W -бозона, практически совпадающее с предсказанным теорией ($m_W^{\text{эксп}} = 81 \pm 5$ ГэВ), а с учетом нескольких десятков событий, полученных во время второго сеанса

[100], оно было еще больше уточнено:

$$m_W^{\text{эксп}} = 81 \pm 2 \text{ ГэВ}. \quad (171)$$

Сечение реакции рождения Z^0 -бозонов в 10 раз меньше сечения рождения W -бозонов, однако во втором сеансе удалось обнаружить пять случаев их рождения, которые были идентифицированы по схемам распада

$$Z^0 \begin{cases} \nearrow e^+ + e^-, \\ \searrow \mu^+ + \mu^-. \end{cases} \quad (172)$$

Группа физиков, работавшая с детектором UA-2, также зарегистрировала по несколько случаев рождения W - и Z^0 -бозонов [101]. Экспериментальное значение массы Z^0 -бозона, полученное в этих работах,

$$m_{Z^0}^{\text{эксп}} = 93 \pm 2 \text{ ГэВ}, \quad (173)$$

что также практически совпадает с предсказанным теорией. Современные значения масс $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов [49] составляют

$$\begin{aligned} m_{W^\pm}^{\text{эксп}} &= 80,419 \pm 0,056 \text{ ГэВ}, \\ m_{Z^0}^{\text{эксп}} &= 91,1882 \pm 0,0022 \text{ ГэВ}. \end{aligned} \quad (174)$$

W -бозон примерно в 70 % случаев распадается на адроны, а в 30 % — на лептоны (приблизительно по 10 % на каналы $e\nu_e$, $\mu\nu_\mu$ и $\tau\nu_\tau$), полная ширина W -бозона $\Gamma = 2,12 \pm 0,05 \text{ ГэВ}$. Z^0 -бозон имеет полную ширину $\Gamma = 2,4952 \pm 0,0026 \text{ ГэВ}$ и распадается в 70 % случаев на адроны, а в 10 % — на лептоны (по 3,3 % на каналы $e\nu_e$, $\mu\nu_\mu$ и $\tau\nu_\tau$). В 20 % случаев схема распада не видна.

Заметим, что полным ширинам $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов соответствуют времена жизни $\tau \simeq \hbar/\Gamma$, равные

$$\tau_{W^\pm} = 3,2 \times 10^{-25} \text{ с} \quad \text{и} \quad \tau_{Z^0} = 2,6 \times 10^{-25} \text{ с}. \quad (175)$$

Оба эти времени жизни больше, чем требуется промежуточным бозонам для выполнения ими функции квантов слабого взаимодействия:

$$\tau_{\text{сл}} = \tau_{\text{вирт}} = \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{\hbar}{m_{W/Z} c^2} \simeq 0,7 \times 10^{-26} \text{ с}.$$

За это время промежуточные бозоны преодолевают расстояние, равное радиусу слабого взаимодействия

$$R_{\text{сл}} = c\tau_{\text{сл}} \simeq 2 \times 10^{-16} \text{ см}. \quad (176)$$

Отметим также, что из сопоставления полных и парциальных ширин распада $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов следует ограничение на число легких ($m_\nu < 45 \text{ ГэВ}$) разновидностей нейтрино:

$$3,09 \pm 0,13, \quad (177)$$

которых, таким образом, не может быть больше трех.

В 1984 г., т.е. всего через год после открытия $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов С. Ван-дер-Меер и К. Руббиа за предложение принципа стохастического охлаждения, использованного при создании и запуске рр-коллайдера, и открытие $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов были удостоены Нобелевской премии по физике [102, 103]. Это еще один пример очень быстрого награждения. На этот раз за экспериментальные работы.

10. Некоторые итоги, вопросы, прогнозы и надежды

10.1. Фундаментальные частицы и преоны

Мы обсудили свойства нескольких десятков элементарных частиц, но это далеко не все частицы, открытые на сегодня, потому что вместе с нестабильными их насчитывается несколько сотен. Однако все "самые элементарные" или, как их еще называют, *фундаментальные частицы* нами были рассмотрены. В настоящее время к фундаментальным относят 16 частиц: 12 фермионов (6 кварков и 6 лептонов) и 4 бозона (фотон, W - и Z^0 -бозоны и глюоны). О свойствах каждой из этих частиц мы довольно много писали в разных разделах статьи, но, так сказать, порознь. А теперь попробуем охарактеризовать их все вместе и именно под "флагом" фундаментальности.

Прежде всего заметим, что в теории ненарушенной калибровочной симметрии, которая лежит в основе Стандартной модели сильного и электрослабого взаимодействий, массы всех фундаментальных частиц равны нулю. Ненулевыми они становятся в результате спонтанного нарушения симметрии в процессе взаимодействия с хиггсовым полем, квантами которого являются бозоны Хиггса с нулевым спином и неизвестной (плохо предсказываемой теоретически) массой. Существование бозонов Хиггса предсказано в теории электрослабого взаимодействия, а их поиск является одной из важнейших задач физики элементарных частиц ближайшего будущего.

Посмотрим теперь, что можно еще сказать о "современных", т.е. массивных, фундаментальных частицах, кроме того, что они (за исключением фотона и, может быть, нейтрино) приобрели массу? Начнем с фермионов, напомним, что как лептоны, так и кварки не имеют внутренней структуры вплоть до 10^{-16} см и что они образуют симметричную систему из трех поколений кварков и лептонов.

Симметрия в числе и свойствах лептонов и кварков давно предсказывалась теоретиками, но она стала действительно полной только после того, как в 1994–1995 гг. был, наконец, открыт шестой t -кварк (см. раздел 8.4.3). Теперь шести лептонам (трем нейтральным — ν_e , ν_μ , ν_τ и трем заряженным — e , μ , τ с $Z = -1$) соответствуют шесть кварков (три "верхних" — u , c , t с $Z = +2/3$ и три "нижних" — d , s , b с $Z = -1/3$). Разность зарядов нейтральных и заряженных лептонов равна разности зарядов "верхних" и "нижних" кварков. Четыре первые (самые легкие) частицы из каждой тройки (ν_e , e , u , d) образуют первое поколение фундаментальных фермионов, четыре вторых (ν_μ , μ , c , s) — второе поколение и четыре последних (ν_τ , τ , t , b) — третье.

Из перечисленных трех поколений вполне очевидна роль только первого. Действительно, три частицы этого поколения являются основным "строительным материалом", использованным Природой для устройства окружающего нас мира и нас самих. Это u - и d -кварки, входящие в состав нуклонов, из которых состоят атомные ядра, и электроны e , образующие атомные оболочки. Еще одна частица — электронное нейтрино ν_e , как известно, тоже играет не последнюю роль: это она делает наш мир теплым и живым, обеспечивая термоядерные реакции на Солнце.

Роль второго и третьего поколений фундаментальных фермионов менее очевидна и, как мы уже говорили, казалась совсем непонятной еще с момента открытия мюонов. Однако теперь так не считают. Сейчас физики предполагают, что второе и третье поколения фундаментальных фермионов сыграли очень важную роль при формировании ранней Вселенной, потому что именно они отвечают за нарушение СР-инвариантности (см. раздел 6.7). "А без нарушения СР-инвариантности, — как весьма образно сказал Л.Б. Окунь в докладе [5] на семинаре, посвященном 90-летию со дня рождения Л.Д. Ландау, — Вселенная на ранних стадиях своей эволюции не смогла бы создать барионную асимметрию: в ней было бы равное число протонов и антипротонов, электронов и позитронов; все они в результате аннигиляции превратились бы в фотоны и нейтрино. И нас не было бы!"

К счастью, этого не случилось, в связи с чем мы с вами имеем возможность констатировать, что все 12 фундаментальных фермионов одинаково нужны и все они одинаково важны. А если быть совсем точными, то их даже не 12, а 48! Действительно, у каждого из 6 лептонов есть античастица — это уже 12, а каждый из 6 кварков и 6 антикварков может иметь три разных цвета — это еще 36. Вот и получается $12 + 36 = 48$.

Фундаментальных бозонов тоже не четыре, как мы сказали в начале этого раздела, а 12, потому что W -бозоны два (W^+ и W^-), а глюонов с разными цветовыми зарядами восемь (цветовой $SU(3)_c$ -октет). Итого, вместе с фотоном и Z^0 -бозоном получается 12. Все они, так же как и фермионы, бесструктурны и являются квантами — переносчиками соответствующих взаимодействий: фотон — электромагнитного, $W^\pm$ — слабого заряженного, Z^0 — слабого нейтрального, глюоны — сильного.

Итак, $48 + 12 = 60$ фундаментальных частиц. Не так уж их мало, оказывается!⁴⁶ В связи с этим уже давно обсуждается проблема существования небольшого числа субчастиц или, как их иногда называют, преонов, субкварков и т.п., из которых, возможно, состоят все фундаментальные частицы. Ведь их бесструктурность экспериментально доказана только до глубины $\sim 10^{-16}$ см! Но это — трудная проблема, причем не только с точки зрения эксперимента. Ее трудности носят принципиальный характер: возникает противоречие с соотношением неопределенностей (подробнее см. [36, 69]).

10.2. Постоянны ли константы? Перспектива объединения взаимодействий. Распад протона

Казалось бы, вопрос, поставленный в заголовке, бесмыслен. Что же это за константы, если они не постоянны? И действительно, в обычном смысле этого слова, в обычных условиях они постоянны. Например, всем известно, что на ядерных расстояниях ($\sim 10^{-13}$ см)

константа электромагнитного взаимодействия (постоянная тонкой структуры) $\alpha_{эл} = e^2/\hbar c = 1/137$, константа сильного взаимодействия $\alpha_c \simeq 1$, а слабого $\alpha_{сл} \simeq 10^{-10}$. Однако соотношения между этими значениями сильно изменяются при уменьшении расстояния. С зависимостью константы сильного взаимодействия α_c от расстояния мы познакомимся в разделе о КХД. На очень малых расстояниях (порядка размеров кварков 10^{-16} см) кварки и глюоны ведут себя как свободные частицы (*асимптотическая свобода*), т.е. α_c настолько мала ($\alpha_c \simeq 0,1$), что можно пользоваться теорией возмущений и получать количественные результаты (например, при расчете адронных струй). И, наоборот, на "больших" расстояниях ($r \simeq 10^{-13}$ см) α_c становится настолько большой, что является причиной конфайнмента.

Исключительная малость константы слабого взаимодействия ($\alpha_{сл} \simeq 10^{-10}$) на ядерных расстояниях ($r \simeq 10^{-13}$ см) вовсе не доказывает слабость самого взаимодействия, потому что его радиус, как мы видели в разделе 9.4, определяется очень большими (~ 90 ГэВ) массами $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов и равен 2×10^{-16} см. И там, на этом расстоянии, слабое взаимодействие ведет себя как "сильное" с константой такого же порядка, как $\alpha_{эл}$ и α_c . Но на расстоянии $r \simeq 10^{-13}$ см его "сила" резко уменьшается, и мы наблюдаем его как слабое взаимодействие.

Итак, при $r \simeq 10^{-16}$ см все три константы становятся довольно близки. Более того, физики-теоретики считают, что при $r \ll 10^{-16}$ см они становятся "бегущими", т.е. с уменьшением расстояния (увеличением передаваемого импульса) $\alpha_{эл}$ несколько подрастает, а α_c и $\alpha_{сл}$ уменьшаются. Причина изменения значений констант с изменением расстояния до источников квантов соответствующего взаимодействия (зарядов) общая. Это поляризация физического вакуума — электронного, глюонного и $W^\pm$ - и Z^0 -бозонного соответственно. Проще всего понять роль поляризации электронного вакуума, в результате которой электрический заряд электрона создает вокруг себя облако из виртуальных электрон-позитронных пар. Позитроны этих пар, притягиваясь к электрону, частично нейтрализуют его заряд (*экранируют* его). При рассмотрении такого электрона с большого расстояния его заряд и, следовательно, константа $\alpha_{эл}$ будут казаться уменьшенными по сравнению со случаем, когда заряд электрона не экранирован, т.е. если его рассматривать с очень малого расстояния ("внутри" облака из виртуальных электрон-позитронных пар). Теоретики считают, что на расстоянии от заряда порядка 10^{-17} см $\alpha_{эл}$ подрастает от значения $1/137$ до $1/129$.

В отличие от экранировки, которой сопровождается поляризация электронного вакуума, в случае поляризации глюонного вакуума (т.е. возникновения виртуальных глюонов) должно наблюдаться явление *антиэкранировки*. Эффективный цветовой заряд кварка с ростом расстояния не уменьшается, как в случае электрона, а, наоборот, растет из-за рождения глюонов, у которых доминирует такой же цветовой заряд, как у кварка. С ним вместе растет с расстоянием и α_c , которая, таким образом, при уменьшении расстояния до $r \simeq 10^{-16}$ см убывает, как мы уже говорили, примерно до $1/10$. Аналогично поляризация физического вакуума в случае слабого взаимодействия (т.е. образования виртуальных $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов) также приводит к антиэкранировке,

⁴⁶ Справедливости ради упомянем, что один из крупнейших физиков-теоретиков Ш. Глэшоу писал в свое время [48], что из-за существования трех разных цветов число кварков и антикварков не обязательно должно утраиваться, потому что все три цвета могут присутствовать в кварке и антикварке как бы одновременно (чередываясь через равные очень малые промежутки времени). Тогда фундаментальных частиц каждого типа (лептонов, кварков и калибровочных бозонов) будет по 12, а всего не 60, а 36. Но все равно много!

т.е. к уменьшению $\alpha_{\text{сл}}$ на расстояниях $r \simeq 10^{-17}$ см от "сильного" значения при $r = r_{\text{сл}}$ до, как считают физики-теоретики, $1/30$.

Таким образом, на очень малых расстояниях $r \simeq 10^{-17}$ см все три константы действительно оказываются довольно близки друг к другу, а на фантастически малых расстояниях $r \simeq 10^{-28}$ см (при $q \simeq 10^{14}$ ГэВ) они, по мнению теоретиков, стремятся к одному и тому же значению $\alpha_{\text{GU}} \simeq 1/40$, что позволяет надеяться на создание в будущем теории Grand Unification (GU) — Великого Объединения всех трех рассмотренных взаимодействий с единой вышеупомянутой константой α_{GU} . Эта надежда подкрепляется тем, что все перечисленные взаимодействия обладают калибровочной природой, т.е. удовлетворяют общему принципу локальной калибровочной симметрии, которая должна быть связана с более широкой группой симметрии, чем октетная цветовая $SU(3)_c$ -симметрия сильного взаимодействия (см. раздел 8.2) и $SU(2) \times U(1)$ электрослабого (см. раздел 9.3). Этой группой может быть, например, $SU(5)$, в которую произведение $SU(3)_c \times SU(2) \times U(1)$ входит в качестве подгруппы.

Существующие модели GU невозможно проверить непосредственно в экспериментах при упомянутых абсолютно недостижимых энергиях. Однако можно проверить предсказания этих моделей в низкоэнергетической области. Одним из таких предсказаний является распад протона. Возможность этого процесса связана с тем, что в модели Великого Объединения на равных правах входят и кварки, и лептоны, причем между ними разрешены переходы, т.е. процессы, идущие с нарушением барионного B и лептонного L чисел (но с сохранением их разности $B - L$), например, такие как

$$p \rightarrow e^+ + \pi^0 \quad \text{или} \quad p \rightarrow e^+ + \pi^+ + \pi^- \quad (178)$$

Теоретическая оценка времени жизни протона приводит к значению $\tau \simeq 10^{31} - 10^{32}$ лет, что делает опыты по обнаружению распада протона чрезвычайно сложными. Тем не менее такие эксперименты ведутся в настоящее время в двух десятках подземных (до 7,5 км водного эквивалента) лабораторий, оснащенных детекторами с массой в несколько тысяч тонн рабочего вещества, просматриваемого несколькими тысячами фотоумножителей. Распад протона надеются заметить по черенковскому излучению заряженных продуктов распада. Современная экспериментальная оценка времени жизни протона $\tau_p^{\text{эсп}} > 10^{32}$ лет. Более подробно о затронутых здесь вопросах можно прочесть в книгах Л.Б. Окуня [36, 69], а также в популярном обзоре Х. Джорджи [70].

10.3. Экзотические частицы

В разделе 8.2, посвященном КХД, мы видели, что все известные адроны бесцветны, т.е. состоят либо из трех кварков разных цветов (барионы $B = qqq$), либо из кварка и антикварка с дополнительными цветами (мезоны $M = q\bar{q}$). Цветных адронов не может быть, потому что все цветные объекты (кварки и глюоны) заперты внутри адронов прочным цветонепроницаемым замком конфайнмента. Приняв это положение как бесспорную аксиому, можно, однако, предположить, что кроме обычных бесцветных адронов существуют бесцветные же композиции из цветных частиц совсем другого состава, отличного от qqq и $q\bar{q}$. Такие гипотетические (пока еще с достоверностью не обнаруженные) частицы

называются *экзотическими*. О их предполагаемых свойствах и поисках мы кратко расскажем сейчас, следуя недавнему обзору Л. Г. Ландсберга [104].

Экзотические частицы можно условно разделить на три группы. В первую группу с наиболее очевидной, так сказать, "явной" экзотикой (помните частицы с явными и скрытыми очарованием и прелестью?) входят бесцветные пятикварковые барионы вида $qqqqq$, шестикварковые дибарионы $qqqqqq$ и четырехкварковые мезоны $q\bar{q}q\bar{q}$. Вторую группу экзотических частиц составляют бесцветные композиции из кварков q и глюонов g (так называемые гибриды). Это барионы типа $qqqg$ и мезоны типа $q\bar{q}g$. Наконец, к третьей группе экзотических частиц относятся глюболы, т.е. мезоны, состоящие из одних только глюонов.

Легко видеть, что экзотические частицы с явной экзотикой могут радикально отличаться своими свойствами (ароматами и зарядами) от обычных барионов и мезонов. Действительно, барион $uuuud$, например, должен иметь заряд $Z = +3$, тогда как максимальный заряд обычных барионов равен $+2$ (у Δ^{++} -изобары). Все обычные барионы имеют либо нулевую, либо отрицательную странность ($S = 0, -1, -2, -3$), а экзотический барион вида $uuud\bar{s}$ должен иметь $S = +1$. Аналогично очень явные отличия должны быть у экзотических мезонов. Из раздела 7.2 мы помним, что у обычных мезонов $|Z|$ и $|S|$ не превышают единицы, в то время как экзотический мезон типа $u\bar{u}s\bar{s}$ должен иметь $Z = S = +2$.

Столь разительное отличие экзотических адронов от обычных позволяло надеяться на их быстрое обнаружение. Однако насколько нам известно, по этим признакам они пока обнаружены не были. Другим признаком экзотичности адрона может служить аномальная комбинация квантовых чисел J^{PC} вида $0^{+-}, 0^{-+}, 1^{-+}$, тогда как обычные мезоны, как мы помним, имеют $J^{PC} = 0^{-+}$ (π^0 -мезон), 0^{++} ($f_0(980)$), 1^{--} (ρ - и ω -мезоны). Но искать экзотические частицы по этому признаку очень трудно, и пока достоверных сведений об их обнаружении тоже нет (хотя данные о нескольких мезонных кандидатах с $J^{PC} = 1^{-+}$ были опубликованы).

Кроме частиц с "явной экзотикой" могут существовать частицы со "скрытой экзотикой", которые называются криптоэкзотическими. Эти частицы имеют такие же квантовые числа, как и обычные адроны, но отличаются от последних динамическими свойствами (особенности механизма образования, аномально узкая распадная ширина, необычные соотношения вероятностей распадов по различным каналам). За последнее десятилетие было обнаружено несколько необычных состояний, которые могут претендовать на роль кандидатов в криптоэкзотические адроны. Ниже мы расскажем о нескольких из них.

Наиболее убедительные данные о возможном существовании экзотического пятикваркового бариона со скрытой странностью типа $qqqs\bar{s}$ (где под q подразумевается u или d) были получены в 1994–1996 гг. с помощью установки СФИНКС, размещенной на протонном пучке с $E_p = 70$ ГэВ ускорителя ИФВЭ в Протвино [105–110]. Установка СФИНКС представляет собой широкоапертурный магнитный спектрометр с большим набором сцинтилляционных, трековых и черенковских детекторов, позволяющих получать полную информацию об исследуемых событиях и восстанавливать их кинематику. Среди многих реакций, которые изучались на этой

установке, наибольший интерес представляла дифракционная реакция⁴⁷



(с последующими распадами $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ и $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$). Исследование проводилось в три этапа. На первом этапе отбирались события с Λ -распадами, K^+ -мезонами и одиночными фотонами; на втором методом эффективной $\Lambda\gamma$ -массы были выделены события с образованием Σ^0 -гиперона (рис. 20а), на третьем (рис. 20б) — методом эффективной $\Sigma^0 K^+$ -массы события, относящиеся к реакции (179). На рисунке 20б виден четкий максимум в системе $\Sigma^0 K^+$ при $M = 1986 \pm 6$ МэВ с $\Gamma = 98 \pm 21$ МэВ, который авторы обозначили как новый барион X(2000). В более поздних работах [111, 112] барион X(2000) был обнаружен в реакции



(по каналу распада на $\Sigma^+ K^0$), а также в реакции совсем другого типа



изученной на гиперонном пучке⁴⁸ тэватрона Лаборатории им. Ферми с помощью установки SELEX [111] (рис. 20в).

Что касается поисков экзотических мезонных состояний, то и здесь было найдено несколько кандидатов разных типов (многокварковые мезоны, гибриды, глюболы). Одно из возможных гибридных состояний, названное авторами $\pi(1800)$, было изучено на π -мезонном пучке ускорителя ИФВЭ с импульсом $p = 37$ ГэВ/с с помощью установки ВЕС (вершинный спектрометр) [113–116], на которой исследовались реакции дифракционной диссоциации π -мезонов на нуклонах или ядрах бериллия. Эта установка позволяла проводить полную кинематическую реконструкцию исследуемых событий и производить парциально волновой анализ (т.е. изучая угловое распределение частиц, выделять процессы образования мезонных систем, находящихся в состояниях с определенными J , P и C). Исследования показали, что обнаруженное мезонное состояние имеет $M = 1800$ МэВ, $\Gamma = 200$ МэВ и $J^{PC} = 0^{-+}$, в связи с чем возможны две интерпретации: либо это второе радиальное возбуждение π -мезона (первое с $M = 1300$ МэВ было обнаружено в 1981–1982 гг. [117]), либо гибрид вида $q\bar{q}g$. Исходя из распадных свойств, авторы считают вторую версию более вероятной.

Кроме гибрида $\pi(1800)$ в работе с установкой ВЕС были обнаружены мезонные состояния с экзотическим набором квантовых чисел $J^{PC} = 1^{-+}$, который невозможен для обычных мезонов типа $q\bar{q}$. Однако полученные данные пока нельзя считать окончательными.

В обзоре [104] обсуждается также проблема существования экзотических адронов с тяжелыми (с или b)

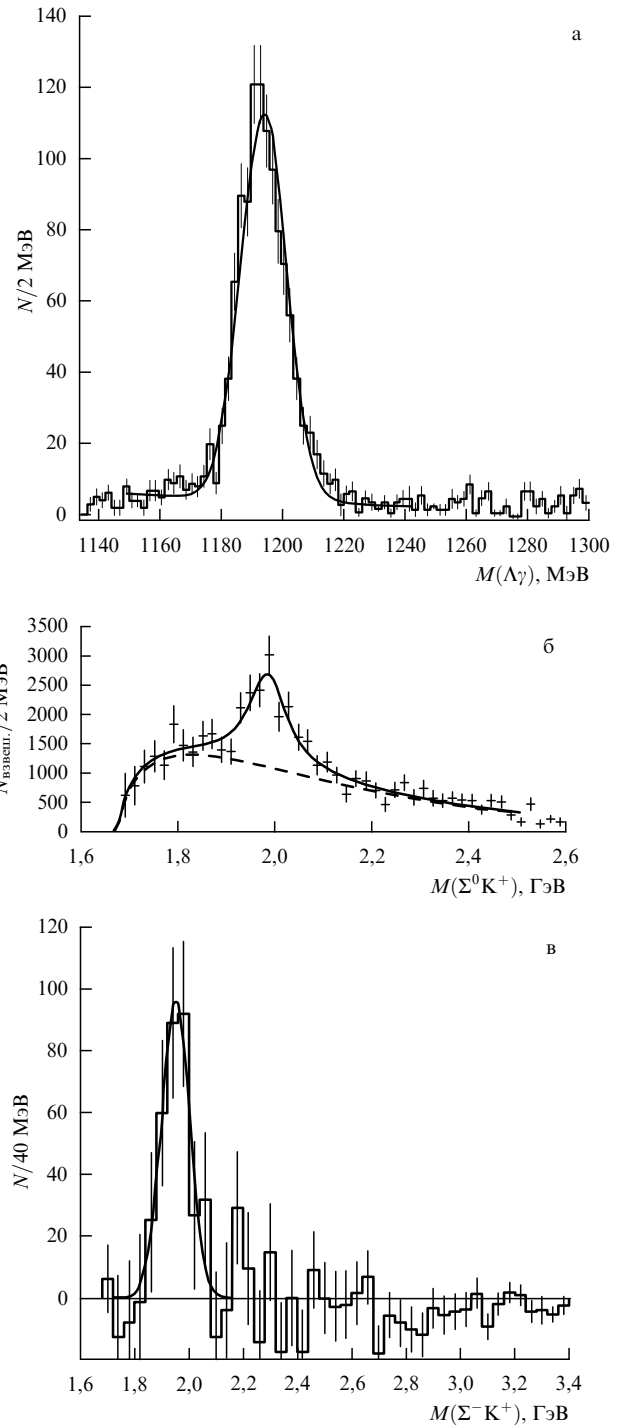


Рис. 20. Результаты поисков экзотических частиц: (а) выделение методом эффективной $\Lambda\gamma$ -массы событий с образованием Σ^0 -гиперона в реакции $p + N \rightarrow [\Sigma^0 K^+] + N$, изученной на установке СФИНКС; (б) выделение методом эффективной $\Sigma^0 K^+$ -массы событий, относящихся к образованию экзотического бариона X(2000); (в) выделение методом эффективной $\Sigma^- K^+$ -массы событий, относящихся к образованию X(2000) в реакции $\Sigma^- + N \rightarrow [\Sigma^- K^+] + N$, изученной на установке SELEX.

⁴⁷ В наиболее общем смысле дифракционной реакцией (или реакцией дифракционной диссоциации) называется процесс неупругого соударения адронов (или адронов с ядрами), в результате которого возбуждается один из адронов без изменения внутреннего состояния другого.

⁴⁸ См. примечание 11 на с. 1205.

кварками, например, $c s(\bar{u}\bar{d})$ -мезона с квантовыми числами $c = 1$, $S = -1$, $I = 0$, $Z = 0$ (которые отличаются от квантовых чисел, рассмотренных в разделе 8.4.1, странных очарованных мезонов $D_s^\pm$ с $S = \pm 1$, $Z = \pm 1$) или пятикваркового странноантиочарованного бариона $\bar{c}sudd$ с $c = -1$, $S = -1$, $I = 1/2$ и $Z = -1$

(отличающегося от упомянутого в разделе 8.4.1 странного очарованного Ξ^+ -бариона с $c=1$, $S=-1$, $I=1/2$ и $Z=+1$). Поиски подобных частиц проводятся на тэватроне Лаборатории им. Ферми.

11. Заключение

Мы назвали нашу статью "Старая и новая экзотика в мире элементарных частиц", подразумевая под "старой экзотикой" те многочисленные загадки, которые сопровождали открытие и изучение свойств практически всех частиц, начиная от мюона и кончая t -кварком и t -нейтрино⁴⁹. В меру наших возможностей мы постарались показать, как с течением времени, благодаря совместным усилиям теоретиков и экспериментаторов, эта "старая экзотика" постепенно превратилась в стройную картину, которая называется Стандартной моделью сильного и электрослабого взаимодействий. Достигнутые при этом успехи поистине огромны, но в нарисованной картине все-таки остались некоторые белые пятна, "закрашивание" которых обещает привести к не менее экзотическим результатам, чем описанная выше "старая экзотика". Об этой будущей "новой экзотике" мы тоже немного говорили в разных местах статьи, но вскользь и намеками. Попытаемся теперь более конкретно сформулировать, какие загадки природы остались еще неразгаданными в физике элементарных частиц. Но прежде чем их перечислить, заметим, что некоторые из них, пока мы писали статью, успели перейти из категории задач на будущее в категорию современных достижений. Итак, вот какой перечень нерешенных (или частично решенных) задач можно, на наш взгляд, представить себе сегодня.

1. В предыдущем разделе мы рассказали о первых успехах в поиске новых частиц с необычными экзотическими свойствами, которые в связи с этим так и называются *экзотическими*. Если их существование окончательно подтвердится — это будет первым примером "новой экзотики".

2. Нескольких экзотических открытий можно ожидать в нейтринной физике, о которой мы говорили в разделе 3. Главным нерешенным вопросом здесь, конечно, является вопрос о массе нейтрино: равна она нулю или отличается от него? Ответа пока нет, хотя сравнительно недавно японские физики получили первые обнадеживающие результаты в эксперименте К-2-К (КЕК — Kamioka), которые, по-видимому, подтверждают наличие нейтринных осцилляций типа $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$, обнаруженных раньше в диапазоне $\Delta m^2 = (2-5) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ и $\sin^2 2\theta > 0,83$ при исследовании атмосферных нейтрино⁵⁰.

В эксперименте было обнаружено значительно меньшее число нейтринных взаимодействий по сравнению с расчетным (3 и 12 соответственно), что авторы работы интерпретируют как наличие нейтринных осцилляций

(т.е. $m_\nu \neq 0$). Однако по мнению авторов настоящего обзора, наиболее убедительным доказательством существования осцилляций является не исчезновение некоторой части пучковых нейтрино (которое могло быть вызвано другими причинами), а *появление* нейтрино другого типа.

Второй важный вопрос нейтринной физики — проблема дефицита солнечных нейтрино. До сих пор непонятно, почему экспериментально наблюдаемый поток солнечных электронных нейтрино ν_e примерно в 3 раза меньше значения, предсказываемого теоретической моделью Солнца⁵¹. Третьим вопросом предполагалось указать экспериментальное подтверждение существования t -нейтрино, но уже после того, как заключение было написано, мы узнали, что этот труднейший эксперимент был недавно осуществлен, и в статью пришлось внести добавление (см. раздел 3.6). Кстати, теперь может стать реальным упомянутый выше эксперимент "на появление ν_τ ", но для этого нужен чистый пучок ν_μ , не содержащий примеси ν_τ (в упомянутом выше эксперименте К-2-К в пучке ν_μ имелась примесь ν_τ).

3. В разделе 10.2 говорилось о перспективах объединения трех основных взаимодействий, в связи с чем появляется возможность распада протона (или нейтрона) с нарушением барионного числа ($\Delta B = 1$). Этот гипотетический процесс ищут во многих подземных лабораториях мира, и в случае удачи это будет великим экзотическим открытием (последняя оценка $\tau_p^{\text{экс}} > 1,6 \times 10^{33}$ лет [119]).

4. В разделах 8.4.3, 9.3 и 10.1 мы упоминали об исключительной важности открытия бозонов Хиггса, с помощью которых безмассовые фундаментальные фермионы и калибровочные векторные бозоны приобретают массу в процессе спонтанного нарушения калибровочной симметрии. Открытие бозона (или бозонов) Хиггса, предсказанное в теории электрослабого взаимодействия, добавило бы еще один важный штрих в картину Стандартной модели. Но это трудная задача, так как интервал предсказываемых значений массы бозона Хиггса пока еще очень широк⁵².

5. Другой вполне очевидной экзотической задачей являются поиски преонов, т.е. гипотетических частиц, из которых, возможно, состоят все фундаментальные частицы.

⁵¹ Во время заключительного этапа работы над статьей нам стало известно сообщение коллаборации SNO (Канада) от 18.06.01 о предварительных результатах измерения потока солнечных нейтрино с помощью реакции $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$, чувствительной только к ν_e , и процесса упругого рассеяния $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$ (где $x=e, \mu, \tau$), идущего также от ν_μ и ν_τ , правда, с меньшей вероятностью. Измерения были выполнены с помощью расположенного глубоко под Землей (6010 м водного эквивалента) большого (1000 т ультрачистой тяжелой воды D_2O) черенковского детектора [118]. При этом оказалось, что поток солнечных нейтрино, вычисленный из результатов измерения упругого рассеяния, больше потока, полученного из реакции. Это, очевидно, указывает на наличие в потоке солнечных нейтрино не только ν_e , но и ν_μ , и ν_τ . Таким образом, загадка дефицита солнечных нейтрино, над решением которой физики бьются уже несколько десятилетий, возможно, объясняется существованием нейтринных осцилляций, в процессе которых образующиеся на Солнце ν_e частично трансформируются в ν_μ и ν_τ .

⁵² По непроверенной информации на ЛЭП в ЦЕРНе бозон Хиггса уже обнаружен. Его масса равна 115 ГэВ. Статистическая точность обнаружения равна 3σ . Для подтверждения этого результата предполагалось продолжение работы. Но ЛЭП закрыт.

⁴⁹ Многочисленные загадки сопровождали, конечно, и открытие "совсем старых" частиц: электрона, фотона, протона, позитрона и, особенно, нейтрона. Но мы договорились в начале статьи, что свойства этих частиц будем считать известными. Впрочем, о предисловии открытия позитрона нам все-таки немного пришлось поговорить в разделе об антинуклонах.

⁵⁰ Об определении параметров Δm^2 и $\sin^2 \theta$ из результатов эксперимента и общем состоянии вопроса о поисках нейтринных осцилляций можно прочитать в [17], а также в обзоре [122].

6. В разделе 6.7 мы писали о нарушении СР-инвариантности в распаде нейтральных К-мезонов, в связи с чем должен существовать электрический дипольный момент у нейтрона. Обнаружение его было бы весьма важно для подтверждения справедливости того или иного теоретического предсказания, относительно его величины, коридор значений для которой весьма широк (см., например [33]).

7. Одна из важнейших задач ближайшего будущего — создание в лабораторных условиях экзотической фазы адронной материи — кварк-глюонной плазмы, в форме которой наш мир существовал в первые микросекунды после Большого взрыва. О некоторых успехах в этом направлении нам тоже пришлось написать в разделе 8.5 как о частично решенной задаче будущего.

8. Конечно, будет много работы по "подчистке" уже сделанного, например по поискам радиально возбужденных мезонных и барионных состояний, уточнению параметров β -распада нейтрона, важных для развития теории слабого взаимодействия, уточнению значений масс t -кварка и W -бозона и получению других не очень экзотических, но очень полезных результатов.

9. Физики-теоретики размышляют о существовании суперсимметрии (SUSY), объединяющей бозоны и фермионы в суперсимметричные пары частиц, отличающиеся спинами. Согласно этой теории наряду с известным фотоном ($J = 1$) должно существовать гипотетическое фотино ($J = 1/2$), а обсуждавшимся выше кваркам ($J = 1/2$) должны соответствовать скварки ($J = 0$), бозону Хиггса ($J = 0$) — хиггсино ($J = 1/2$) и т. п. При этом теоретики не только размышляют о существовании подобных сверхэкзотических частиц, но и мечтают о том, что они будут открыты на ускорителях.

10. Наряду с суперсимметричным обобщением Стандартной модели в настоящее время широко обсуждается возможность появления новой физики частиц вне рамок Стандартной модели (см., например, обзор В.А. Рубакова [120]). Основаниями для подобных ожиданий являются возможное (но пока не доказанное окончательно) существование нейтринных осцилляций, т.е. $m_\nu \neq 0$ (в Стандартной модели $m_\nu \equiv 0$), и серьезные трудности космологии, которая в рамках Стандартной модели не может, например, решить проблему природы небарионной темной материи. Появления новой физики частиц и существенного обновления тесно связанной с ней космологии можно ожидать в не очень далеком будущем.

11. Дабы не получить упрека в превышении уровня компетентности, мы не можем себе позволить говорить о других планах теоретиков (авторы настоящей статьи — физики-экспериментаторы) и вместо этого снова (уже в который раз!) отсылаем читателя к короткому, но очень содержательному докладу Л.Б. Окуня [5] и к более широкому недавнему обзору В.Л. Гинзбурга [121], в котором рассматриваются проблемы всей физики и астрофизики XXI века.

Прочтя эти два обзора, читатель узнает не только значительно больше о том, что в той или иной мере было рассмотрено в нашей статье (например, о нарушении СР-инвариантности, бозоне Хиггса, распаде протона, параметрах и задачах современных и будущих ускорителей и др.), но и много такого, о чем мы даже и не пытались рассказывать. Это, например, теория суперструн, фундаментальная длина, свойства гравитона и магнитного

монополя, нелинейные явления в вакууме и сверхсильных магнитных полях, единая самосогласованная и всеобъемлющая М-теория и другие интереснейшие проблемы, о которых, вспоминая все то замечательное, что уже придумали физики-теоретики, мы можем только сказать, цитируя Сократа: "То, что я понял — прекрасно, из этого я делаю заключение, что и остальное, чего я не понял, — тоже прекрасно".

В заключение мы выражаем искреннюю признательность Ю.Г. Абову, сделавшему ряд ценных замечаний, В.Н. Майорову и О.О. Патаракину за обсуждение отдельных разделов статьи, а также О.К. Алексеевой и А.Ф. Суставову за помощь в работе.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 00-02-17852).

Список литературы

1. Гинзбург В Л *УФН* **103** 87 (1971)
2. Мухин К Н *Занимательная ядерная физика* 3-е изд. (М.: Энергоатомиздат, 1985)
3. Гинзбург В Л *УФН* **134** 469 (1981)
4. Мухин К Н, Патаракин О О *УФН* **170** 855 (2000)
5. Окунь Л Б *УФН* **168** 625 (1998)
6. Гейзенберг В *УФН* **121** 671 (1972)
7. Lattes C M G et al. *Nature* **159** 694 (1947)
8. Myssowsky L, Tschishow P Z. *Phys.* **44** 408 (1927)
9. Жданов А П *Труды ГПИ* **2** 249 (1933)
10. Reines F, Cowan C L *Phys. Rev.* **92** 830 (1953); *Science* **124** 103 (1956); Рейнес Ф, Коуэн К Л *УФН* **62** 391 (1957)
11. Рейнес Ф *УФН* **166** 1352 (1996)
12. Danby G et al. *Phys. Rev. Lett.* **9** 36 (1962)
13. Danby G et al. *Phys. Rev. Lett.* **10** 260 (1963)
14. Перл М *УФН* **129** 671 (1979)
15. Lobashev V M et al. *Phys. Lett. B* **460** 227 (1999)
16. Bandis L et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 41 (1999)
17. Козлов Ю В, Мартемьянов В П, Мухин К Н *УФН* **167** 849 (1997)
18. Герштейн С С, Кузнецов Е П, Рябов В А *УФН* **167** 811 (1997)
19. Райдер Л *Элементарные частицы и симметрии* (М.: Наука, 1983) с. 51
20. Мухин К Н, Патаракин О О *УФН* **165** 841 (1995)
21. Верещагин В В, Мухин К Н, Патаракин О О *УФН* **170** 353 (2000)
22. Dirac P A M *Proc. R. Soc. London Ser. A* **117** 610 (1928)
23. Anderson C D *Science* **76** 238 (1932)
24. Alvarez L W "Nobel Lecture, December 11, 1968", Preprint (Stockholm, 1969)
25. Chamberlain O et al. *Phys. Rev.* **100** 947 (1955); Чемберлен О и др. *УФН* **68** 585 (1956)
26. Cork B et al. *Phys. Rev.* **104** 1193 (1956); Корк Б *УФН* **62** 385 (1957)
27. Померанчук И Я *ЖЭТФ* **34** 725 (1958)
28. Lee T D, Yang C N *Phys. Rev.* **104** 254 (1956)
29. Барков Л М, Мухин К Н, Огурцов В В и др. *ЖЭТФ* **43** 335 (1962)
30. Перкинс Д *Введение в физику высоких энергий* (М.: Энергоатомиздат, 1991)
31. Мухин К Н *Экспериментальная ядерная физика* Кн. 2 *Физика элементарных частиц* 5-е изд. (М.: Энергоатомиздат, 1993)
32. Данилов М В *УФН* **168** 631 (1998)
33. Мостовой Ю А, Мухин К Н, Патаракин О О *УФН* **166** 987 (1996)
34. Кронин Дж В *УФН* **135** 195 (1981)
35. Фитч В Л *УФН* **135** 185 (1981)
36. Окунь Л Б *Физика элементарных частиц* 2-е изд. (М.: Наука, 1988)
37. Gell-Mann M, California Institute of Technology Synchrotron Laboratory Report CTSL-20 (1961)
38. Neeman Y *Nucl. Phys.* **26** 222 (1961)
39. Альварец Л *УФН* **100** 93 (1970)
40. Barnes V E et al. *Phys. Rev. Lett.* **12** 204 (1964)
41. Gell-Mann M *Phys. Lett.* **8** 214 (1964)
42. Zweig G, CERN Report 81821/TH 401 (1964)
43. Зельдович Я Б *УФН* **86** 303 (1965)

44. Азимов Я И, Докшицер Ю Л, Хозе В А *УФН* **132** 443 (1980)
45. Chew G F, Gell-Mann M, Rosenfeld A H *Sci. Am.* **210** 74 (1964); Гелл-Ман М, Розенфельд А, Чу Дж *УФН* **83** 695 (1964)
46. Aubert J J et al. *Phys. Rev. Lett.* **33** 1404 (1974)
47. Augustin J-E et al. *Phys. Rev. Lett.* **33** 1406 (1974)
48. Глэшоу Ш *УФН* **119** 715 (1976)
49. "Review of Particle Physics" *Eur. Phys. J. C* **15** 1 (2000)
50. Семенов С В *УФН* **169** 937 (1999)
51. Шифман М А *УФН* **151** 193 (1987)
52. Abachi S et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 2138 (1994)
53. Abe F et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 225 (1994)
54. Abe F et al. *Nucl. Instrum. Methods A* **271** 387 (1988)
55. Abe F et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 2626 (1995)
56. Abachi S et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 2632 (1995)
57. Abe F et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 1992 (1997)
58. Abachi S et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 1197 (1997)
59. Abe F et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 2767 (1998)
60. Abe F et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 2779 (1998)
61. Abachi S et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 2063 (1998)
62. L3 Collab. *Phys. Rep.* **236** 1 (1993)
63. Bigi I I et al. *Phys. Lett. B* **181** 157 (1986)
64. Макеев Ю М *УФН* **143** 161 (1984)
65. Albrecht R et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 3506 (1996)
66. Aggarwal M M et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 3595 (2000)
67. Aurenche P et al. *Phys. Rev. D* **58** 085003 (1998)
68. Srivastava D K *Eur. Phys. J. C* **10** 487 (1999)
69. Окунь Л Б *Лептоны и кварки* 2-е изд. (М.: Наука, 1990)
70. Джорджи Х *УФН* **136** 287 (1982)
71. Fermi E Z. *Phys.* **88** 161 (1934)
72. Landau L *Nucl. Phys.* **3** 127 (1957)
73. Salam A *Nuovo Cimento* **5** 299 (1957)
74. Lee T D, Yang C N *Phys. Rev.* **105** 1671 (1957)
75. Goldhaber M, Grodzins L, Sunyar A W *Phys. Rev.* **109** 1015 (1958)
76. Зельдович Я Б, Герштейн С С *ЖЭТФ* **29** 698 (1955)
77. Feynman R P, Gell-Mann M *Phys. Rev.* **109** 193 (1958)
78. Sudarshan E, Marshak R *Phys. Rev.* **109** 1860 (1958)
79. Sakurai J J *Nuovo Cimento* **7** 649 (1958)
80. Abov Yu G, Krupchitsky P A, Oratovsky Yu A *Phys. Lett.* **12** 25 (1964); Абов Ю Г, Крупчицкий П А *УФН* **118** (1) 141 (1976)
81. Cabibbo N *Phys. Rev. Lett.* **10** 531 (1963)
82. Bludman S *Nuovo Cimento* **9** 433 (1958)
83. Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **36** 964 (1959)
84. Понтекорво Б М *ЖЭТФ* **43** 1521 (1962)
85. Glashow S L *Nucl. Phys.* **22** 579 (1961)
86. Weinberg S *Phys. Rev. Lett.* **19** 1264 (1967)
87. Salam A, in *Elementary Particle Theory* (Ed. N Svartholm) (Stockholm: Almquist and Wiksells, 1968) p. 367
88. 't Hooft G *Nucl. Phys. B* **33** 173 (1971); **35** 167 (1971)
89. 'т Хофт Г *УФН* **170** 1217 (2000)
90. Велтман М Й Г *УФН* **170** 1225 (2000)
91. Glashow S L, Iliopoulos J, Maiani L *Phys. Rev. D* **2** 1285 (1970)
92. Hasert F J et al. *Phys. Lett. B* **46** 138 (1973)
93. Барков Л М, Золоторев М С *Письма в ЖЭТФ* **27** 379 (1978); **28** 544 (1978)
94. Барков Л М, Золоторев М С, Хриплович И Б *УФН* **132** 409 (1980)
95. Вейнберг С *УФН* **132** 201 (1980)
96. Глэшоу Ш *УФН* **132** 219 (1980)
97. Салам А *УФН* **132** 229 (1980)
98. Kobayashi M, Maskawa T *Prog. Theor. Phys.* **49** 652 (1973)
99. Arnison G et al. *Phys. Lett. B* **122** 103 (1983)
100. Arnison G et al. *Phys. Lett. B* **126** 398 (1983)
101. Banner M et al. *Phys. Lett. B* **122** 476 (1983)
102. Ван дер Меер С *УФН* **147** 405 (1985)
103. Руббиа К *УФН* **147** 371 (1985)
104. Ландсберг Л Г *УФН* **169** 961 (1999)
105. Вавилов Д В и др. *ЯФ* **57** 241, 253, 1449 (1994)
106. Balatz M Ya et al. *Z. Phys. C* **61** 223 399 (1994)
107. Golovkin S V et al. *Z. Phys. C* **68** 585 (1995)
108. Головкин С В и др. *ЯФ* **59** 1395 (1996)
109. Беззубов В А и др. *ЯФ* **59** 2199 (1996)
110. Ландсберг Л Г *ЯФ* **60** 1541 (1997); Landsberg L G, in *Hadron Spectroscopy Hadron-97, Sevent Intern. Conf., Upton., N. Y., August 1997* (AIP Conf. Proc., Vol. 432, Eds S-U Chung, H J Willutzki) (New York: AIP, 1998) p. 725
111. Landsberg L G, in *Proc. of the 4th Workshop on Small-X and Diffractive Physics* (Fermilab, Batavia 17–20 September 1998) p. 129
112. Ломкаци Г С, в кн. *Симпозиум "Современные проблемы физики элементарных частиц", посвященный 70-летию со дня рождения Г Е Чиковани* (Тбилиси, Грузия, сентябрь 1999)
113. Зайцев А М *ЯФ* **59** 1674 (1996)
114. Амелин Д В и др. *ЯФ* **59** 1021 (1996)
115. Bitukov S I et al. *Phys. Lett. B* **268** 137 (1991)
116. Amelin D V et al. *Phys. Lett. B* **356** 595 (1995)
117. Bellini G et al. *Phys. Rev. Lett.* **40** 1697 (1982)
118. The SNO Collaboration *Nucl. Instrum. Methods A* **449** 172 (2000)
119. Shiozawa M et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 3319 (1998)
120. Рубаков В А *УФН* **169** 1299 (1999)
121. Гинзбург В Л *УФН* **169** 419 (1999)
122. Беттини А *УФН* **171** 977 (2001)

Old and new exotic phenomena in the world of elementary particles

K.N. Mukhin, V.N. Tikhonov

Russian Research Center "Kurchatov Institute", Institute of General and Nuclear Physics,
pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 196-75 71, 196-76 63
Fax (7-095) 196-91 33
E-mail: mukhin@chen.net.kiae.ru

This paper reviews the history of elementary particle discoveries, beginning with the muon and ending with the t-quark and the τ -neutrino. Experimental work and basic theoretical concepts are discussed. Recent neutrino oscillation research and attempts at finding exotic particles and creating artificial quark-gluon plasma are described. The beauty of experiments is emphasized and the elegance of both theoretical predictions and of the interpretation of discoveries is revealed. Possible research directions for the near future are discussed.

PACS numbers: **01.65. + g**, **12.15. – y**, **12.38. – t**

Bibliography — 122 references

Received 2 April 2001, revised 28 May 2001