

ИСТОРИЯ ОТКРЫТИЯ С-КВАРКА

Т.А. Харламова

В контексте истории становления и развития Стандартной модели воссоздана история открытия *c*-кварка. Описаны эксперименты по его поиску.

Ключевые слова: Стандартная модель, кварк, эксперимент, теория, история

История открытия *c*-кварка очень яркая и интересная. Это долгожданное открытие *чего-нибудь*, способного указать правильный путь к пониманию природы элементарных частиц, продвинуло нас в понимании целого ряда явлений, связанных с сильным и слабым взаимодействиями, и явило собой пример взаимодополняемости физической теории и эксперимента в постижении мира.

Сильные взаимодействия предполагались симметричными относительно всех видов адронов. Как само открытие *c*-кварка, так и последующее изучение его свойств убедительно подтвердили основные предсказания теории. Однако не обошлось и без неожиданностей, сопряженных главным образом с открытием связанных $c\bar{c}$ -состояний – ψ -мезонов. Удивительные свойства новых частиц заключались прежде всего в их малой ширине при столь большой массе. Известные ранее частицы – тяжелые мезоны и барионы с массами около 2–3 ГэВ имели ширины около 20% от их массы, т.е. на три порядка большие, чем у новых частиц. Поэтому малая ширина новых мезонов означала, что открыты элементарные частицы какого-то нового типа. Возможность существования новых типов частиц интенсивно обсуждалась физиками в течение ряда лет до их открытия, и в этом смысле открытие их само по себе не было удивительным. Однако ожидалось, что эти частицы должны иметь большую ширину, чем реально наблюдаемые, либо обладать совсем иными свойствами, так что открытие явилось, так сказать, подарком судьбы.

Кварковые модели

Каких-то 60 лет назад, когда были известны только три типа адронов – протон, нейтрон и π -мезон, все считали эти частицы простыми, неделимыми, элементарными объектами. В те дни основная задача адронной физики состояла в попытках понять сильное ядерное взаимодействие между протоном и нейтроном в терминах π -мезонного обмена.

В 1950–1960-х годах было открыто множество адронов. И в 1961 г. М. Гелл-Манн и М. Нишиджима предложили классификацию элементарных частиц – адронов (независимо от них такую же классификацию предложил примерно в то же время Ю. Неэман). Гелл-Манн назвал свою модель восьмеричным путем, так как в ней присутствовали октеты частиц, и кроме того он использовал аналогию с восьмеричным путем в буддизме.

Но по мере того как семейство адронов неуклонно росло (сейчас оно насчитывает сотни частиц), становилось все труднее считать их все элементарными объектами. В 1963 г. М. Гелл-Манн и Дж. Цвейг независимо друг от друга предложили решение этой дилеммы – ни один из адронов не элементарен, и все они являются составными образованиями, построенными из различных комбинаций всего лишь трех фундаментальных объектов, названных кварками [1]. Предполагалось, что кварки имеют обычный спин фермионов $1/2$, но к тому же обладают такими необычными свойствами, как дробные электрический заряд и барионное число. Модель трех кварков воспроизводит целый ряд свойств адронов, проявляющихся в сильных, электромагнитных и слабых взаимодействиях. Из трех кварков – p , n , λ , электрические заряды которых равны соответственно $2/3$, $-1/3$, $-1/3$, барионный заряд равен $1/3$, а спин – $1/2$, можно построить все известные SU(3)-мультиплеты мезонов и барионов.

В статье Гелл-Манна [2] сделано также замечание о том, что для полной симметрии между кварками и четырьмя известными в то время лептонами требуется существование четвертого кварка. Однако стоит заметить, что альтернативная модель, представляющая собой аналогию с лептонами, содержала два отрицательно заряженных и два нейтральных кварка.

Вслед за Гелл-Манном модель четырех кварков обсуждали и другие авторы. Я. Хара для описания четырех кварков ввел новое квантовое число – средний гиперзаряд и на основе его сохранения написал

правила отбора для адронных взаимодействий [3]. В работе Д. Аматти с соавторами [4] на основе SU(4) был построен ряд моделей из четырех кварков с целыми зарядами и сделаны предсказания для масс существующих мезонов, а также нескольких новых частиц. Мотив введения в теорию четвертого кварка в то время был скорее эстетическим, чем практическим, и этим моделям заметно недоставало экспериментальных фактов, для объяснения которых требовалось более трех кварков.

Однако поиски в этом направлении продолжались. С. Глэшоу и Дж. Бьёркен ввели термин «чарм» [5] и также предсказали массы и квантовые числа очарованных частиц. Л.Б. Окунь предложил искать очарованные («суперзаряженные») частицы по мультитептонным событиям в экспериментах с нейтрино высоких энергий [6]. В.В. Владимирский обсуждал четыре кварка в модели с вырожденной SU(4)-симметрией сильных взаимодействий и предложил объяснение наблюдаемого CP-нарушения в опытах по распаду $K \rightarrow 2\pi$ [7].

Необходимость введения в теорию нового квантового числа очарования возникла из физики слабых взаимодействий, предполагающей, что существуют только обычные и странные частицы (т.е. что симметрия адронов есть SU(3)). Путем рассмотрения виртуальных процессов при высоких энергиях был получен вывод о сравнительно большой вероятности распадов странных частиц на лептоны – пары с равным нулю зарядом. Экспериментально таких распадов с ожидаемой вероятностью не наблюдалось. Для того чтобы преодолеть эту трудность, предположили, что существуют адроны, обладающие новым квантовым числом – очарованием. Сильные взаимодействия приблизительно симметричны по всем типам адронов, включая очарованные (если существует один тип очарованных частиц, т.е. одно новое квантовое число, то симметрия сильных взаимодействий SU(4), если два – то SU(5) и т.д.), а слабые взаимодействия устроены так, что в виртуальных процессах при высоких энергиях вклад очарованных частиц нацело сокращает вклад обычных в амплитудах распадов типа $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$. В гипотезе очарованных частиц квантовое число «очарование» – C сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях, но не сохраняется в слабых.

В 1967 г. было доказано, что в теориях с тремя кварками не удастся получить требуемую экспериментом малую вероятность распадов типа $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и малую величину разности масс K_L - и K_S -мезонов [8].

В 1970 г. С. Глэшоу, Ж. Илиопулос и Л. Майани вновь вдохнули жизнь в четырехкварковую модель своей красивой работой [9], также

посвященной скорее слабым, чем сильным взаимодействиям. В этой работе четвертый, очарованный, кварк использовался для того, чтобы очень простым и непосредственным образом объяснить отсутствие определенных слабых распадов элементарных частиц. Предполагалось, что новый *c*-кварк имеет заряд $2/3$, как и *u*-кварк, и, кроме того, несет $+1$ квантового числа, названного ранее очарованием, которое сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях, но нарушается в слабых. От $c\bar{c}$ -кварков требовалось, чтобы их масса была несколько больше эффективной массы трех старых кварков, и было ясно, что они смогут объединяться со старыми кварками, создавая много новых типов «очарованных» адронов.

Открытие J/ψ -мезона

В ноябре 1974 г. в физике элементарных частиц было сделано замечательное открытие: была обнаружена новая частица, представляющая собой узкий резонанс весьма большой массы – $3,3$ массы протона ($3,1$ Гэв). Ширина нового резонанса оказалась очень малой – 70 кэВ, т.е. его время жизни составляет 10 – 20 с, что является большой величиной по ядерным масштабам. Новая частица была открыта практически одновременно в двух лабораториях в США. В Брукхейвенской национальной лаборатории она была обнаружена группой С. Тинга путем исследования спектра эффективных масс рождающихся электрон-позитронных пар при столкновении протонов с энергией 30 Гэв с ядрами бериллия [10]. На ускорителе со встречными электронными и позитронными пучками в Стэнфорде (SLAC) она была найдена при изучении сечения аннигиляции позитронов с электронами [11].

История открытия резонанса довольно интересна [12]. Группа С. Тинга начала опыты с весны 1974 г. Эксперимент, который она вела, был весьма трудным, – достаточно сказать, что при столкновении протона с ядром бериллия вероятность рождения электрон-позитронной пары в интересующей области эффективных масс составляла $\sim 10^8$ от полной вероятности неупругого столкновения. Ранее эксперименты подобного рода в реакции $p + \text{ядро} \rightarrow \mu^+ \mu^- + \text{«все»}$ проводились группой Л. Ледермана [13] и дали ряд интересных результатов: была выяснена зависимость сечения рождения мюонных пар от эффективной массы пары и обнаружено «плечо» в спектре масс мюонных пар в области 3 – 4 ГэВ. Никаких резонансов в спектре масс мюонных пар группа

Ледермана не видела. Экспериментальная установка группы Тинга имела, однако, существенное преимущество перед установкой Ледермана: ее разрешение по энергии регистрируемых пар было значительно лучшим, что способствовало поискам узких резонансов. К осени группа Тинга набрала достаточное количество событий (около 500 к концу октября), находившихся в основном в узкой области спектра эффективных масс e^+e^- -пар вблизи 3 ГэВ.

В Стэнфорде (SLAC) группа Б. Рихтера, М. Перла, Г. Гольдхабера, М. Чиновского и др. на ускорителе со встречными электронными и позитронными пучками SPEAR вела в 1973–1974 гг. измерения сечения аннигиляции электронно-позитронных пар в сильновзаимодействующие частицы – адроны. До июня 1974 г. SPEAR работал на энергии каждого из пучков 2,5 ГэВ, в июне он был остановлен для переоборудования и повышения энергии до 4–5 ГэВ и вновь введен в действие в сентябре. На вновь запущенном ускорителе группа Рихтера решила повторить свои эксперименты, прерванные в июне, с более частым шагом по энергии. Начав измерения 9 ноября, она довольно быстро обнаружила возрастание сечения аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны в области 3,1–3,2 ГэВ, а затем, доведя точность измерения энергии встречных пучков до 0,1%, 10 ноября с несомненностью впервые наблюдала резонанс – более чем десятикратное (а через несколько часов после улучшения точности до 0,01% и стократное) возрастание сечения.

Два сообщения об открытии новой частицы были получены редакцией «Physical Review Letters» одно за другим – 12 и 13 ноября. Группа Тинга назвала новую частицу J, группа Рихтера – ψ . Когда об открытии J/ ψ частицы стало по телефону известно в Европе, группа физиков, работающих на ускорителе со встречными e^+e^- -пучками ADONE во Фраскати (Италия), подняла энергию ускорителя до $2 \cdot 1,55 = 3,1$ ГэВ – величины, необходимой для рождения резонанса (ранее ускоритель работал на энергии $2 \cdot 1,5 = 3,0$ ГэВ), и в течение нескольких дней также наблюдала этот резонанс в той же реакции, $e^+e^- \rightarrow$ адроны, в какой он наблюдался в Стэнфорде. Свое сообщение итальянские физики продиктовали редакции «Physical Review Letters» по телефону. В результате в номере этого журнала от 2 декабря 1974 г. Появилось сразу три статьи [14] с сообщениями об открытии новой частицы.

Вскоре на встречных электронно-позитронных кольцах в Стэнфорде была открыта еще одна частица, сходная с предыдущей. Ее масса оказалась равной 3,9 массы протона (3,7 ГэВ), а ширина составляла около нескольких сотен килоэлектрон-вольт [15]. Обе открытые части-

цы, поскольку они наблюдались как резонансы в системе e^+e^- , должны иметь целый спин, т.е. являться бозонами. Новые частицы получили название ψ -мезонов (или ψ -бозонов), бозон с массой 3,1 Гэв именуется сейчас J/ψ , а бозон с массой 3,7 Гэв – ψ' .

Открытие J -частицы группой С. Тинга [16]. Идея эксперимента заключалась в изучении реакции взаимодействия 30 ГэВ-х протонов с бериллиевой мишенью $p + p \rightarrow e^+ + e^- + x$ и поиске новых частиц, которые распадаются на лептонные пары e^+e^- и $\mu^+\mu^-$.

Протонный пучок, использовавшийся в этом эксперименте, имел интенсивность до $2 \cdot 10^{12}$ протонов на цикл и поперечное сечение $3 \cdot 6 \text{ мм}^2$. Положение пучка мониторировалось с помощью телевизионной системы. Стабильность и интенсивность пучка мониторировались счетчиком вторичной эмиссии и шестью рядами телескопов сцинтилляционных счетчиков, расположенных под углом в 75° к направлению пучка в бетонной защите на глубине 12 футов. Сначала к эксперименту по поиску частиц с малой шириной в широком диапазоне энергий были выдвинуты следующие требования.

1. Поскольку пары e^+e^- рождаются в электромагнитных процессах, при больших массах m выход e^+e^- подавлен по сравнению с выходом адронных пар ($\pi^+\pi^-$, K^+K^- , $p\bar{p}$, $K\bar{p}$ и т.д.) по крайней мере в 10^6 раз.

2. Таким образом, для набора достаточной статистики e^+e^- детектор должен быть приспособлен к работе в протонном пучке большой интенсивности (порядка $10^{11} - 10^{12}$ протон/с).

3. Адронные пары должны проходить через детектор с вероятностью, много меньшей 10^{-8} .

4. Для детектора с ограниченным акцептансом большое значение имеет вопрос о выборе оптимальной для поиска новых частиц геометрии. Априорного ответа на этот вопрос дать нельзя. Известно, однако, что в реакциях с рождением обычных адронов выход максимален, когда они рождаются покоящимися в системе центра масс (СЦМ) процесса. Если далее ограничиться случаем, когда e^+e^- в СЦМ вылетают перпендикулярно к направлению пучка, легко получить, что распадные e^+e^- в лабораторной системе вылетают под углом $14,6^\circ$, если энергия протонов равна 28,5 Гэв, независимо от массы распадающейся частицы.

С учетом этих требований детектор электронных пар, способный работать в интенсивном пучке и в то же время имеющий большой мас-

совый аксептанс и высокое разрешение по массе, было решено построить в виде спектрометра с двумя плечами, расположив большинство счетчиков за магнитами так, чтобы они были закрыты непосредственно со стороны мишени. С целью упростить анализ и добиться лучшего разрешения по массе, магниты расположили так, чтобы они отклоняли частицы в вертикальной плоскости, тогда как угол вылета измеряется в горизонтальной. Вид установки в плане представлен на рис. 1а, вид сбоку – на рис. 1б.

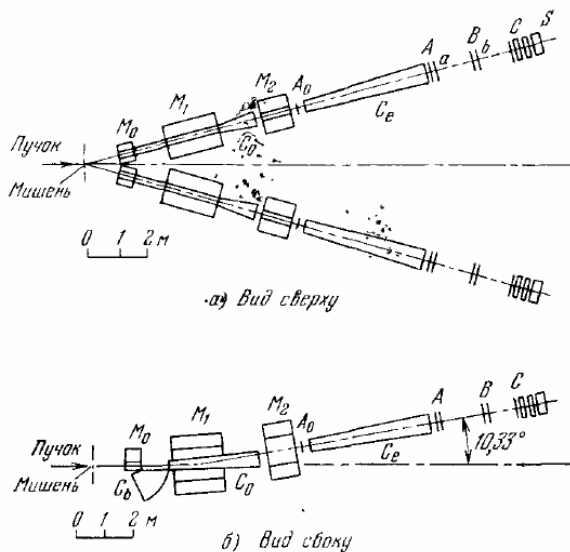


Рис. 1. Схематический вид двухплечевого спектрометра, на котором была открыта J -частица

M_0, M_1, M_2 – дипольные магниты; A_0, A, B и C – проволочные пропорциональные камеры;
 a, b – годоскопы $8 \cdot 8$; S – три ряда ливневых и стеклянных счетчиков;
 C_b, C_0 и C_e – газовые черенковские счетчики

Спектрометр обладает следующими основными свойствами.

Мишень состоит из девяти кусков бериллия, каждый из которых имеет толщину 1,78 мм, разделенных промежутками в 7,5 см, так что частицы, образованные в одной из частей и попадающие в спектрометр, по пути не проходят через остальные части. Такая структура ми-

шени также позволяет эффективнее отбрасывать пары за счет случайных наложений.

Магнитная система. Отклоняющая способность дипольных магнитов M_0, M_1, M_2 такова, что ни один из счетчиков не «смотрит» прямо на мишень. Поле магнитов в их окончательном положении измерялось трехмерным методом Холла, причем количество точек равнялось 10^5 .

Камеры A_0, A, B и C представляют собой проволочные пропорциональные камеры. Они состоят из более чем 8 тыс. тонких позолоченных проводников. Во всех 11 слоях ориентация проводников различна. В каждой из последних трех камер проводники повернуты друг относительно друга на 60° , и поэтому номера проводников всех трех слоев в сумме должны давать константу в любой точке. Это позволяет разделять треки в многотрековых событиях и отбрасывать мягкие нейтроны и фотоны, от которых срабатывают не все слои. Были разработаны специальные газовые смеси, рассчитанные на работу камер с низким питающим напряжением при наличии большого радиационного фона. Для того чтобы улучшить временное разрешение, после камер A и B расположены тонкие (1,6 мм) годоскопы (8 · 8). Эти камеры способны работать с частотой ~ 20 МГц и одновременно регистрировать до восьми частиц в каждом плече.

Описанные камеры и магниты дают возможность достичь величины массового разрешения ± 5 МэВ и при данном положении магнитов акцептанса по массе 2 Гэв. Высокое массовое разрешение позволяет проводить поиск очень узких резонансов. Большой массовый акцептанс позволяет перекрыть широкий диапазон масс.

Черенковские и ливневые счетчики. Черенковские счетчики C_0 и C_e в сочетании с ливневыми и стеклянными счетчиками S позволяют подавить фон от адронных пар более чем в 10^8 раз. В конце каждого плеча находится два перпендикулярно расположенных ряда счетчиков из свинцового стекла толщиной в три радиационных длины, причем первый ряд содержит 12 элементов, а второй – 13, а еще далее – один горизонтальный ряд из семи свинцово-люцитных ливневых счетчиков толщиной в 10 радиационных длин, что позволяет еще надежнее отбрасывать адроны. Стеклянные и свинцово-люцитные счетчики разбиты примерно на 100 ячеек, что также помогает отличать электронные траектории от ложных треков.

Чистый калибровочный электронный пучок. Для того чтобы добиться высокого уровня подавления фона адронных пар и обеспечить 100%-ю эффективность регистрации электронов, необходимо провести

калибровку в чистом электронном пучке. На протонном ускорителе лучший способ получить чистый электронный пучок – это использовать реакцию $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$, регистрируя e^+ в совпадении с e^- , что и было реализовано.

В начале лета 1974 г. был проведен ряд измерений в области масс 4–5 ГэВ. Однако анализ полученных данных дал всего несколько электрон-позитронных пар.

В конце августа магниты были настроены на область масс 2,5–4,0 ГэВ. Почти сразу стали наблюдаться чистые электронные пары. Самым удивительным было то, что большинство e^+e^- -пар имело инвариантную массу, близкую к 3,1 ГэВ (рис. 2). Детальный анализ показал, что ширина составляет менее 5 МэВ (рис. 3).

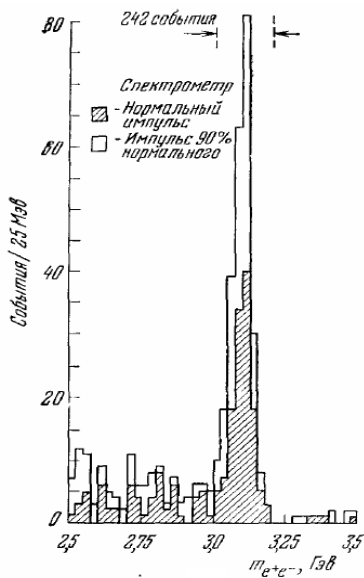


Рис. 2. Массовый спектр событий в интервале $2,5 < m_{e^+e^-} < 3,5$ ГэВ

Заштрихованные события соответствуют обычной настройке магнита, незаштрихованные – настройке на импульс, меньший на 10%

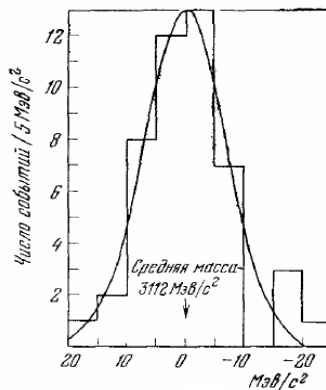


Рис. 3. Измерение ширины J

Было проведено множество экспериментальных проверок, для того чтобы убедиться, что наблюдаемый пик действительно является частью ($J \rightarrow e^+e^-$), например такие:

1) Чтобы убедиться в том, что наблюдаемый пик есть истинный эффект, сделали другие измерения, уменьшив ток в обмотке магнитов. При этом частицы проходят через другие части детектора. Тот факт, что пик не изменил своего положения (см. рис. 2, 3), явился прямым свидетельством открытия новой частицы;

2) В целях выявления природы пика была вдвое увеличена толщина мишени. При этом выход также возрос вдвое, но не вчетверо;

3) Для того чтобы оценить различные фоновые эффекты, было изменено напряжение на счетчиках, уменьшена апертура магнитов при обработке камер и с исключением из триггера секций годоскопов, изменена интенсивность пучка. В результате экспериментаторы пришли к выводу, что вкладом фона в области пика можно пренебречь.

Все эти, а также многие другие проверки окончательно подтвердили, что обнаружена новая массивная частица. Некоторое время обсуждался вопрос о названии новой частицы. Кто-то обратил внимание на тот факт, что «экзотические» стабильные частицы принято обозначать латинскими буквами (в качестве примера можно привести промежуточные векторные бозоны W, Z), в то время как «классические» частицы имеют греческие обозначения (ρ, ω и т.д.). Исходя из этого, а также из того, что объектом изучения был электромагнитный ток $j_\mu(x)$, было решено назвать открытую частицу J -частицей.

Открытие ψ -частицы группой Б. Рихтера [17]. ψ -частица была найдена на стэндфордском ускорителе со встречными электронными и позитронными пучками в реакциях $e^+e^- \rightarrow$ адроны, e^+e^- и $\mu^+\mu^-$ при энергии в СЦМ $3,105 \pm 0,003$ МэВ. При этом наблюдалось превышение сечения в пике примерно в 100 раз по сравнению с областью вне резонанса.

Электрон-позитронные накопительные кольца расположены в конце трехкилометрового линейного ускорителя стэндфордской лаборатории. Схема машины приведена на рис. 4. Позитроны, а затем электроны впрыскиваются короткими импульсами (каждый через свое плечо магнитного инжекционного канала в форме буквы Y) в кольцо. Накопленные пучки, по своему существу, состоят из одного короткого

сгустка частиц каждого сорта, и эти сгустки сталкиваются только в центральных точках двух прямолинейных областей взаимодействия, находящихся на противоположных участках машины. С помощью специальных фокусирующих магнитов поперечное сечение пучков в этих двух точках взаимодействия делается малым. Энергию в СЦМ e^+e^- -системы можно менять от 2,6 до 8 ГэВ.

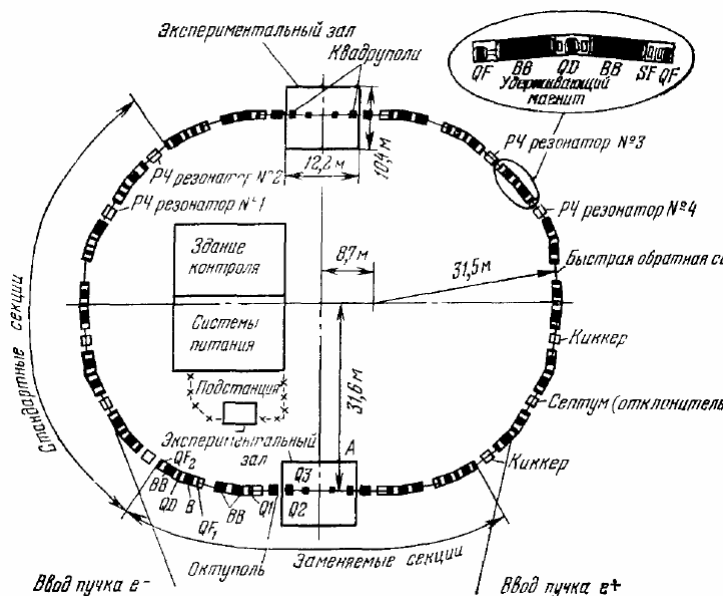


Рис. 4. Схема накопительных колец SPEAR

Магнитный детектор «Марк-1» схематически показан на рис. 5. Магнит детектора «Марк-1» создает соленоидальное поле, соосное с пучками, с напряженностью около 4 кгс во всем объеме поля, равном примерно 20 м^3 . Частицы, удаляющиеся в радиальном направлении от точки взаимодействия пучков, проходят последовательно через следующие элементы: вакуумную камеру пучка; триггерный счетчик; 16 концентрических цилиндров, состоящих из магнотстрикционных проволочных искровых камер, которые дают информацию о треке, необходимую для измерения импульса; 48 цилиндрически расположенных сцинтилляторов, работающих одновременно как

триггер и как время-пролетные счетчики; алюминиевую магнитную обмотку толщиной в одну радиационную длину; 24 цилиндрически расположенных свинцовых сцинтилляционных счетчика полного поглощения для идентификации электронов; 20-сантиметровые железные плиты магнитного экрана; дополнительный набор плоских искровых камер для отделения мюонов от адронов.

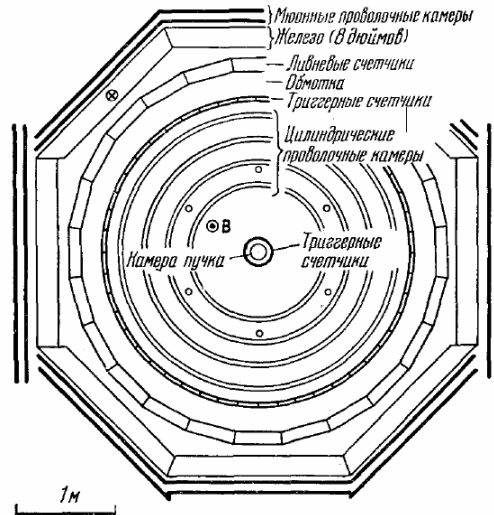


Рис. 5. Вид магнитного детектора «Марк-1»

Первоначально внимание экспериментаторов привлекло усиление сечения процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны на 30% (6 нбн) на энергии 3,2 ГэВ при сканировании с шагом 200 МэВ. Поэтому было решено провести измерения также на энергиях 3,1 и 3,3 ГэВ. Данные на 3,3 ГэВ не дали никакого увеличения в адронном сечении, но на 3,1 ГэВ шесть из восьми экспериментальных заходов показали низкое сечение, а два – увеличенное в 3–5 раз. Это могло объясняться наличием очень узкого резонанса с массой немного больше установленной на ускорителе энергии 3,1 ГэВ, несоответствие же в сечениях было вызвано небольшим сдвигом энергии. Усиление сечения на 3,2 ГэВ вызвано в таком случае радиационным хвостом наблюдаемого резонанса.

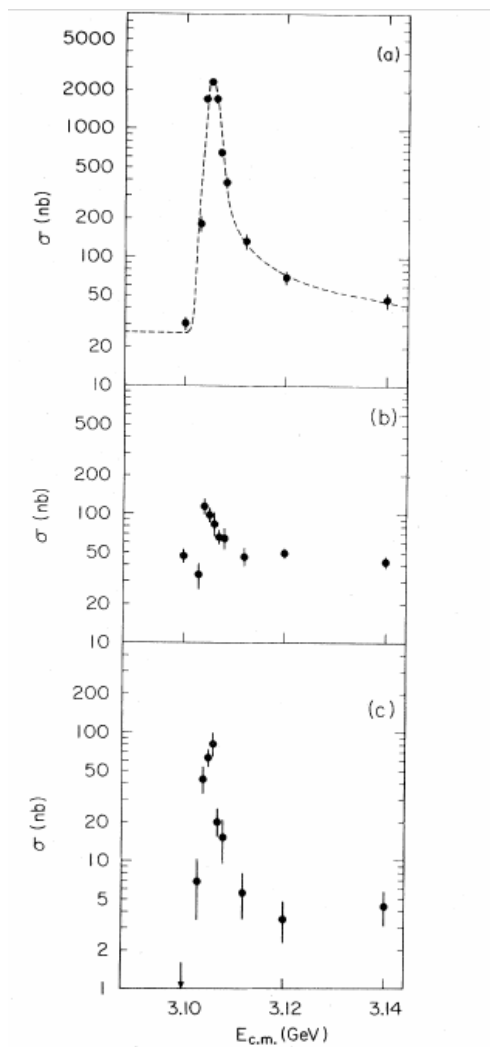


Рис. 6. Зависимость сечения от энергии для адронного конечного состояния (а), e^+e^- -конечного состояния (б), $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$ и K^+K^- -конечного состояния

Измерения повторили еще раз, уже с меньшим шагом по энергии, используя при этом магнито-резонансный магнетометр для контроля энергии пучков. В результате точность определения абсолютного значения энергии составила 0,1%.

Полученные данные, нормированные на сечение электромагнитного рассеяния $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, показаны на рис. 6. Наблюдаемое сечение рождения адронов (рис. 6а) демонстрирует резкий рост – от 250 ± 200 нбн и затем длинный высокоэнергетичный хвост от радиационных поправок к e^+e^- -взаимодействию. Разрешение по массе J -частицы определяется энергетическим разбросом сталкивающихся пучков, происходящим из-за квантовых флуктуаций синхротронного излучения пучков. Сама же ширина резонанса должна быть меньше этого разброса, на нее был установлен верхний предел 1,3 МэВ.

Сечение рождения e^+e^- (рис. 6б) вне пика хорошо согласуется с электродинамическим сечением рождения электрон-позитронной пары. На рис. 6в показано сечение рождения коллинеарных пар частиц за исключением электронов. Система идентификации мюонов в данном эксперименте не работала, поэтому было затруднительно отличить их от сильновзаимодействующих частиц, но как показали дальнейшие опыты? вклад π - и K -мезонов в это сечение мал. Вне пика данные согласуются с измеренным ранее на SPEAR сечением рождения мюонных пар.

Новую частицу назвали ψ .

Семейство ψ -мезонов

Основные физические характеристики ψ -мезонов [18] (ширина, спин, четность и т.д.) были определены в опытах по аннигиляции электрон-позитронных пар $e^+e^- \rightarrow \psi$, проводившихся на ускорителе на встречных пучках SPEAR (Стэнфорд, США). Данные по аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \psi$, согласующиеся с результатами, полученными на СПИР, были получены также на ускорителях ADONE (Фраскати, Италия) и DORIS (лаборатория DESY, Гамбург, Германия).

ψ -мезоны и их ширины. Через 10 дней после открытия J/ψ группой Б. Рихтера была найдена вторая частица ψ -семейства, получившая название ψ' . А к середине февраля 1975 г. в опытах на SPEAR было наблюдеено около 100 тыс. событий в области резонанса ψ и около 30 000 событий в области ψ' . Измеренные в опытах на SPEAR сечения

процессов $e^+e^- \rightarrow$ адроны, e^+e^- и $\mu^+\mu^-$ в области резонанса ψ (3,1 ГэВ) и процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны в области резонанса ψ' (3,7 ГэВ) представлены на рис. 6 и 7. Как следует из этих данных, существование и малая ширина резонансов ψ и ψ' не вызывают сомнений.

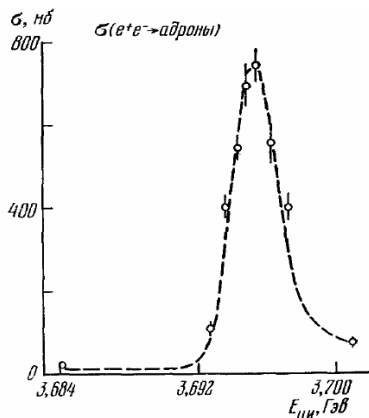


Рис. 7. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны в области резонанса ψ' (3,7 ГэВ)

Наблюдаемые ширины имеют как раз ту величину, которую можно ожидать от неизбежного разброса энергий, существующего в самих электронном и позитронном пучках, откуда вытекает, что истинные ширины обоих состояний должны быть много меньше. Истинные ширины могут быть точно определены из площадей, заключенных под пиками:

$$\Gamma_{J/\psi} = 69 \pm 13 \text{ кэВ}, \Gamma_{\psi} = 225 \pm 56 \text{ кэВ}.$$

Ширины, которые ожидалось бы, будь ψ -частицы обычными адронами, составляют около 20% их массы. Таким образом, новые состояния в несколько тысяч раз уже тех, которые можно было бы ожидать.

Малые ширины распада новых мезонов на обычные адроны могли бы означать, что либо новые мезоны вообще не взаимодействуют сильно с обычными адронами, либо их распады значительно подавлены из-за наличия каких-то запретов.

Открытие ψ -мезонов повлекло за собой лавину теоретических работ, интерпретирующих новые частицы. Прежде всего, должен был быть решен вопрос, имеют ли эти частицы сильное взаимодействие – являются адронами или же принадлежат к частицам, обладающим только слабыми и электромагнитными взаимодействиями, т.е. являются так называемыми промежуточными бозонами. Вторая гипотеза не нашла экспериментального подтверждения и была отложена в сторону.

Таким образом, для правдоподобного описания ψ -мезонов осталась только возможность, что эти частицы являются адронами, но в силу каких-то запретов, например в силу наличия у них новых квантовых чисел, их распад на обычные адроны сильно подавлен (но разрешен распад $\psi' \rightarrow \psi + \text{адроны}$).

В некоторых отношениях физика очарованных частиц должна быть аналогична физике странных частиц. Так же как и странные частицы, очарованные частицы должны рождаться парами. Наинизшие по массам очарованные мезоны и барионы могут распадаться на обычные или странные частицы только за счет слабых взаимодействий и будут жить по ядерным масштабам довольно долго: $\sim 10^{-13} - 10^{-14}$ с.

В рамках гипотезы об очарованных частицах ψ -бозоны не могут быть сами очарованными, их квантовое число $C = 0$. Это утверждение вытекает как из факта рождения ψ при столкновении электрон – позитрон, которое должно идти в предполагаемой схеме через виртуальный фотон $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \psi$, так и из величин ширин и времени жизни ψ -мезонов. Поэтому малую ширину ψ -мезонов приходится объяснять, вводя дополнительную гипотезу о том, что ψ и ψ' являются как бы слабосвязанными системами двух очарованных частиц с $C = +1$, для которых вероятность собраться в одной точке и аннигилировать в обычные адроны весьма мала.

Квантовые числа ψ -мезонов. Предполагалось, что квантовые числа новых ψ -состояний $J^{PC} = 1^{-}$, так как они непосредственно рождались в e^+e^- -аннигиляции и также в силу равенства относительных вероятностей их распада на e^+e^- и $\mu^+\mu^-$. Однако в столь новом явлении можно было ожидать чего угодно, так что это предположение нуждалось в подтверждении. В частности, одна из попыток интерпретации ψ -частиц заключалась в предположении об их связи с гипотетическим промежуточным векторным бозоном – частицей, которой с давних пор приписывалась роль переносчика слабых сил. Такое отождествление позволило бы ψ -частицам быть смесью состояний с $J^{PC} = 1^{-}$ и $J^{PC} = 1^{+}$. Эти квантовые числа можно обнаружить по интерференционному эф-

фекту между рождением мюонных пар в пределах пика и вне его, так как о состоянии во втором случае известно, что оно является чистым состоянием 1^{--} . Если новые частицы тоже имеют квантовые числа 1^{--} , то интерференция должна иметь место и давать два заметных эффекта: маленький провал в сечении перед пиком и ясно видимый сдвиг положения пика относительно наблюдаемого в адронных каналах. Кроме того, можно ожидать, что любая примесь 1^{+-} проявится как асимметрия вперед – назад в наблюдаемом угловом распределении. Этот анализ был проделан, как только появилось достаточное количество данных. Как видно из рис. 8, ожидаемый интерференционный эффект был действительно наблюден, в то же время никакой угловой асимметрии не было обнаружено. Таким образом, было твердо установлено, что оба ψ -состояния имеют $J^{PC} = 1^{--}$.

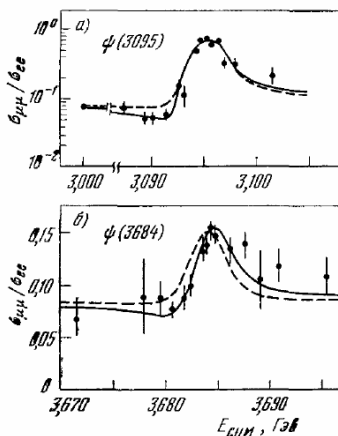


Рис. 8. Сечение рождения $\mu^+\mu^-$ в районе J/ψ и ψ'
 Сплошная кривая – результат теоретического расчета в предположении интерференции резонанса с фоном, прерывистая – то же без интерференции

Из данных по распадам ψ -мезонов на пионы видно, что ψ -распады подчиняются определенному правилу отбора (сохранение G -четности), которое, как известно, управляет поведением только адронов, откуда следует, что и сама ψ -частица – адрон.

Существуют определенные моды распада, которые, будучи обнаружены, дают четкую информацию об изоспине ψ -частиц. Такими модами являются

$$\psi \text{ или } \psi' \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \Lambda \bar{\Lambda}, p \bar{p}.$$

Каждая из этих мод была в действительности наблюдена, что позволило установить квантовые числа $I^G J^{PC} = 0^- 1^{--}$ для обеих частиц.

Поиск других резонансов. В «сканирующем» режиме накопительных колец SPEAR был проведен систематический поиск других очень узких ψ -подобных резонансов, которые могли бы существовать. В этом сканирующем режиме кольцо после заполнения настраивается на начальную энергию сканируемой области. Минуту-две идет получение данных; затем энергия в кольце увеличивается примерно на 1 МэВ; вновь идет получение данных и т.д.

Никаких статистически значимых пиков (кроме ψ' , найденного при первом сканировании) в этом поиске обнаружено не было, но этот конкретный метод поиска чувствителен только к исключительно узким резонансам типа ψ и ψ' . Другие, гораздо более широкие резонансы были все же найдены и хорошо вписались в общую картину.

Другие новые состояния, которые связаны с ψ и ψ' , не рождаются непосредственно в e^+e^- -аннигиляции, а наблюдаются среди продуктов распада обеих ψ -частиц. Точнее говоря, эти новые состояния рождаются, когда J/ψ или ψ' распадается, испуская γ -квант:

$$J/\psi \text{ или } \psi' \rightarrow \gamma + \text{промежуточное состояние.}$$

В первых экспериментах отчетливо наблюдалось по меньшей мере четыре (возможно, пять) промежуточных состояния, возникающих подобным образом. Первое такое наблюдение было сделано в совместном международном эксперименте на электрон-позитронных накопительных кольцах DORIS лаборатории DESY в Гамбурге. Это состояние было названо P_c , а его масса оказалась равной примерно 3500 МэВ. Эта же группа позже обнаружила свидетельство возможного существования другого состояния, которое назвали X , с массой около 1800 МэВ. Группа SLAC – LBL на SPEAR установила наличие состояний с массами примерно 3415, 3450 и 3550 МэВ, а также подтвердила наличие состояния 3500 МэВ, найденного в DESY. Для обозначения состояния с массой, лежащей между ψ (3095) и ψ' (3684) использовали букву χ .

Вот краткая сводка этих новых состояний:

$$\begin{aligned} \psi' &\rightarrow \gamma + \chi (3550); \\ \psi' &\rightarrow \gamma + \chi (3500) \text{ или } P_c; \\ \psi' &\rightarrow \gamma + \chi (3455); \\ \psi' &\rightarrow \gamma + \chi (3415); \\ J/\psi &\rightarrow \gamma + X (2800). \end{aligned}$$

Подводя итог, можно сказать, что все эти исследования привели к обнаружению еще нескольких новых промежуточных состояний, каждое из которых связано с исходными J/ψ и ψ' операцией зарядового сопряжения с $C = +1$.

Полные сечения процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны. Измерения процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны можно непосредственно представить в виде графика, на котором отложено сечение рождения адронов для различных СЦМ-энергий в системе e^+e^- . Стало общепринятым заменять на таких графиках сечение рождения адронов следующим отношением:

$$R = \frac{\text{сечение процесса } e^+e^- \rightarrow \text{адроны}}{\text{сечение процесса } e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}.$$

На рис. 9 приведено полное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны во всем диапазоне энергий СЦМ, доступном на SPEAR. На рисунке 9а явным образом доминируют резонансные пики J/ψ и ψ' , а о поведении сечения вне этих пиков практически ничего нельзя сказать. На рисунке 9б показано отношение сечений рождения адронов и мюонных пар R , причем вклад пиков J/ψ и ψ' и их хвостов от радиационных распадов вычтен. Об этих данных можно сказать следующее: примерно до 3,8 ГэВ имеется более или менее ровное плато со значением $R \approx 2,5$; от 3,8 ГэВ до, возможно, 5 ГэВ расположена сложная переходная область с явно выраженной структурой; после примерно 5 ГэВ вновь можно грубо считать это отношение постоянным со значением $R \approx 5,2$.

В переходной области имеется, по-видимому, несколько отдельных резонансных состояний, наложенных на растущую кривую фона, которая связывает области нижнего и верхнего плато. Свойства состояний, лежащих в переходной области, очень трудно установить с какой-либо разумной точностью. Одна очевидная проблема состоит в том, что эти резонансы сидят на быстро растущем континууме. Поскольку эти состояния, так же как и ψ -частицы, непосредственно рождаются в e^+e^- -аннигиляции, они все имеют $J^{PC} = 1^{--}$ и могут поэтому

интерферировать друг с другом, искажая, таким образом, классическую резонансную форму, ожидаемую для новых частиц в обычном случае. Можно ожидать дополнительного искажения формы, поскольку в переходной области между двумя плато почти наверняка имеются пороги рождения новых частиц. Но если точно свойства не поддаются определению, то некоторые приблизительные числа из экспериментальных данных извлечь можно.

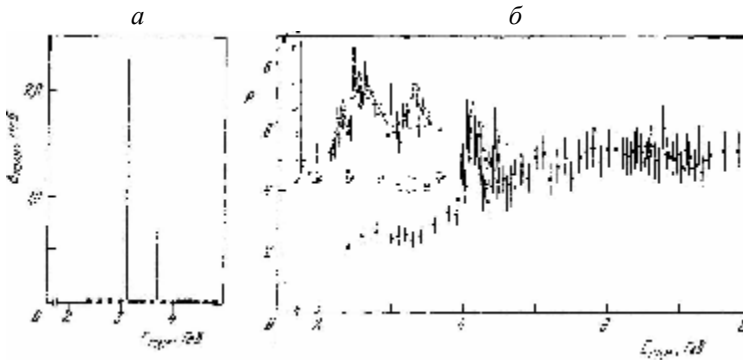


Рис. 9. Зависимость от энергии в СЦМ сечения аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны

Ширины всех этих состояний гораздо больше, чем неизбежный разброс в энергиях пучков e^+e^- , и несравненно больше ширин ψ и ψ' . Однако все-таки эти состояния считаются членами ψ -семейства и большое отличие их ширин от ψ и ψ' объясняется просто тем фактом, что состояния с большей массой могут претерпевать быстрые адронные распады по каналам, которые открываются после массы ψ' .

Таким образом, мы получаем набор из 11 новых частиц. На рисунке 10 они сгруппированы в диаграмму, содержащую энергетические уровни и основные моды распада. Система, изображенная на рис. 10, своими энергетическими уровнями замечательным образом напоминает схему энергетических уровней обычного атома, в сущности, даже простейшего из «атомов» – позитрония, связанного состояния электрона и позитрона. Хотя масштаб масс для этого нового «позитрония» гораздо больше, чем для старого, наблюдаемые состояния новой системы могут быть поставлены во взаимно-однозначное соответствие с уровнями, ожидаемыми в случае системы фермион – антифермион, такой как e^+e^- .

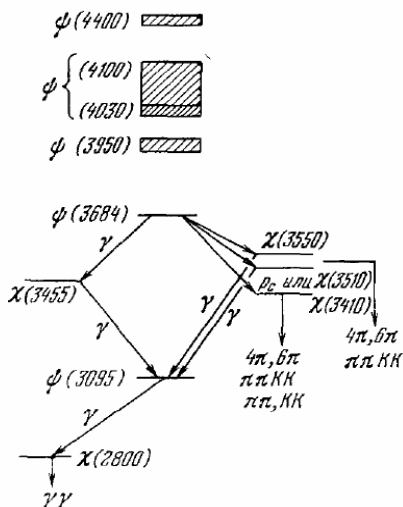


Рис. 10. Диаграмма энергетических уровней для новых частиц
Многие из наблюдаемых мод распада ψ -семейства опущены

Кварки и ψ -мезоны

Открытие ψ -мезонов вызвало всплеск интереса к кварковым моделям адронов. В большей части опубликованных теоретических работ, посвященных интерпретации ψ -мезонов как адронов, эти частицы рассматриваются в рамках модели, в которой имеется четыре типа кварков трех разных цветов.

Несомненно, привлекательность четырехкварковой модели резко возросла с открытием ψ -частиц. В этой модели постулируется, что ψ является $c\bar{c}$ -системой с наименьшей массой и квантовыми числами фотона. Большое время жизни ψ -частиц объясняется тем, что распад ψ на обычные адроны требует перехода и c -, и \bar{c} -кварков в другие кварки и антикварки. Энергетические уровни ψ -мезонов, подобные энергетическим уровням позитрония, также хорошо укладываются в рамки предположения о $c\bar{c}$ -системе. В самом деле, пять конкретных промежуточных состояний были предсказаны еще до их откры-

тия. Именно близкая аналогия с позитронием подсказала название «чармоний» для новой $c\bar{c}$ -системы, и это название прижилось.

Стоит заметить, что в рамках кварковых моделей обсуждались и другие возможные объяснения природы ψ -мезонов, например такие: ψ -мезоны являются цветными мезонами (цветными аналогами ϕ , ω или ρ), промежуточными бозонами слабых взаимодействий или квазядерными мезонами, которые, однако, не выдержали экспериментальной проверки.

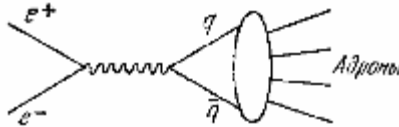


Рис. 11. Рождение адронов в кварковой модели

Измерение R также свидетельствовало в пользу модели с четырьмя кварками. Согласно партонной картине аннигиляция e^+e^- в адроны при больших энергиях происходит путем аннигиляции в пару кварк-антикварк (рис. 11). При этом предполагается, что сечение этого процесса такое, каким оно было бы для точечных, голых кварков, а последующее превращение пары $q\bar{q}$ в адроны не меняет величины этого сечения. Тогда отношение сечения аннигиляции в адроны к сечению аннигиляции в пару $\mu^+\mu^-$ равно :

$$R = \sum_i Q_i^2 ,$$

где Q_i – заряд кварка типа i , а суммирование ведется по всем сортам рождающихся пар кварков. Ниже порога рождения очарованных частиц следует учитывать рождение пар $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$. При этом R равно $3 \cdot [(2/3)^2 + (-1/3)^2 + (-1/3)^2] = 2$ в модели трех цветных кварков. На опыте $R \approx 2,5$ в области 1,5–3,5 ГэВ и $R \approx 5,2$ в области 4,5–7,5 ГэВ. Для модели четырех цветных кварков при энергиях, превышающих порог рождения пары $c\bar{c}$, должно быть $R = 2 + 3 \cdot (2/3)^2 = 10/3$ (недостаточно, но в правильном направлении). Таким образом объясняются два плато на графике для R .

Широкие ψ -подобные состояния можно объяснить, постулируя, что масса легкой очарованной частицы меньше половины массы ψ'' (3950), но больше половины массы очень узкого ψ' , откуда следу-

ет, что ψ'' может сильно распадаться на пары очарованных частиц, а ψ' – не может.

Подводя краткий итог, можно сказать, что четырехкварковая модель адронов объяснила, по крайней мере качественно, всю основную экспериментальную информацию о ψ -мезонах, и к началу 1976 г. очарование стало пользоваться всеобщим доверием. Чармоний ($c\bar{c}$ -система) представил не прямое, но убедительное свидетельство в пользу существования четвертого, очарованного, кварка, но еще оставался открытым один очевидный вопрос решающей важности. Частицы, образуемые $c\bar{c}$ -системой, не являются сами по себе очарованными частицами, так как в них очарование сокращается с антиочарованием. Но для теории необходимо, чтобы существовали частицы с явным очарованием ($c\bar{u}$, cd и т.п.). Требовалось просто прямое экспериментальное наблюдение очарованных частиц.

Очарованные частицы

К началу 1976 г. о свойствах искомым очарованных частиц было известно уже очень многое. Например, было ясно, что масса легкой из этих частиц – очарованного D -мезона должна находиться в интервале

$$1834 < m_D < 1900 \text{ Мэв.}$$

К нижнему пределу пришли, вновь заметив, что ψ' очень узок и не может поэтому распадаться на очарованные частицы, а верхний предел должен быть согласован с началом роста R от нижнего к верхнему плато. Поскольку существовали убедительные доводы в пользу того, что основным продуктом распада s -кварка должен быть s -кварк, постольку продукты распада очарованных частиц должны были содержать преимущественно странные частицы, такие как K -мезоны. Еще одно соображение состояло в том, что поскольку очарованный кварк будет распадаться только посредством слабых взаимодействий, разумно ожидать указаний на нарушение четности в распадах D -мезонов.

На SPEAR велись поиски этих признаков очарования при ограниченной статистике, полученной до открытия ψ -частиц, но они оказались безуспешными. Новый поиск очарованных частиц начался в 1976 г. Он основывался на гораздо большей статистике и на улучшенном методе

различия π - и K -мезонов в детекторе «Марк-1». Положительные результаты не заставили себя долго ждать. Сначала был найден D^0 -мезон в распадах на $K\pi$ и $K\pi\pi\pi$ [19], его масса 1865 МэВ попадала как раз в нужный интервал. Затем были найдены заряженные D -мезоны в распадах на $K\pi\pi$ [20]. Важно отметить, что эти состояния не наблюдаются в трехчастичном распаде, когда у пионов противоположные знаки, что соответствует требованиям модели очарованного кварка.

Помимо четкого установления заряженного и нейтрального D -мезонов, было обнаружено возбужденное состояние этого мезона (D^*) и был наблюден его распад как по сильному, так и по электромагнитному каналам.

Экспериментальные данные по D -мезонам поразительным образом согласуются с предсказаниями модели четырех кварков, или очарования, и, таким образом, очарованные частицы действительно были обнаружены.

Заключение

Экспериментальные данные не оставили сомнений в существовании ψ -частиц. Семейство чармония, два плато у R , широкие резонансы над порогом очарования, сами очарованные частицы, свидетельства слабого распада очарованных частиц и существование адронных струй – все это очень сильно поддерживает идею кварковой модели структуры адронов и четырехкварковый вариант этой модели. Одна из самых замечательных черт кварковой модели состоит в том, что она правильно объясняет огромную совокупность данных о сильновзаимодействующих частицах с помощью весьма незамысловатых выкладок. Спектр чармония, например, рассчитывается с помощью нерелятивистского уравнения Шрёдингера в потенциале простой формы. Два плато у R и струйная структура рождающихся при больших энергиях адронов объясняются в предположении о возможности не учитывать взаимодействие адронов в конечном состоянии.

Однако уже вскоре после открытия s -кварка стало понятно, что четырехкварковая модель не может быть полным и окончательным решением. Эксперименты на встречных пучках не во всем согласуются с этой моделью. Значение высокоэнергетического плато у R – около 5,2, а не 3,3, как того требует модель очарования. Поскольку к тому же $R = 3,3$ достигается в теории только при очень высоких энергиях, разница между 5,2 и 3,3 слишком велика, чтобы быть просто объясненной.

В то же время в данных, полученных на SPEAR, имелся класс событий (μ - e -события), которые нельзя просто объяснить, ограничиваясь четырьмя кварками и четырьмя лептонами ($e^- \nu_e$, $\mu \nu_\mu$), и которые могут потребовать расширения семейства лептонов и (или) кварков. Эти несоответствия немедленно привели к вопросу о том, сколько существует кварков и лептонов, и, как мы сейчас знаем, к открытию еще двух кварков и двух лептонов.

Примечания

1. См.: *Gell-Mann M.* // Phys. Lett. – 1964. – V. 8. – P. 214; *Zweig G.* Preprints / CERN – Geneva, 1964. No. 401, 412.
2. См.: *Gell-Mann M.* // Phys. Lett. – 1964. – V. 8.
3. См.: *Hara Y.* // Phys. Rev. – 1964. – V. B134 – P. 701.
4. См.: *Amati D., Vacry H., Nuyls J., Prentki J.* // Phys. Lett. – V. 11. – P. 190.
5. См.: *Bjorken J.D., Glashow S.L.* // Phys. Lett. – V. 11. – P. 255.
6. См.: *Okun L.B.* // Phys. Lett. – 1964. – V. 12. – P. 250.
7. См.: *Владимирский В.В.* // Ядерная физика. – 1965. – Т. 2, В. 6. – С. 1087.
8. См.: *Иоффе Б.Л., Шабалин Е.П.* // Ядерная физика. – 1967. – Т. 6. – С. 828.
9. См.: *Glashow S.L., Iliopoulos J., Maiani L.* // Phys. Rev. – 1970. – V. D2. – P. 1285.
10. См.: *Aubert J.J. et al.* // Phys. Rev. Lett. – 1974. – V. 33. – P. 1404.
11. См.: *Augustin J.E. et al.* // Phys. Rev. Lett. – 1974. – V. 33. – P. 1406.
12. См.: *Захаров В.И., Иоффе Б.Л., Окунь Л.Б.* // УФН. – 1975. – Т. 117. – С. 227.
13. См.: *Christenson J.H., Hicks G.S., Lederman L.M. et al.* // Phys. Rev. – 1973. – V. D8. – P. 2016.
14. См.: *Aubert J.J. et al.* // Phys. Rev. Lett. – 1974. – V. 33. – P. 1404; *Augustin J.E. et al.* // Ibid. – P. 1406; *Bacci C. et al.* // Phys. Rev. Lett. – 1974. – V. 33. – P. 1408.
15. См.: *Abrams G. S. et al.* // Phys. Rev. Lett. – 1974. – V. 33. – P. 1453.
16. См.: *Aubert J.J. et al.* // Phys. Rev. Lett. – 1974. – V. 33. – P. 1404; См.: *Тунг С.* // УФН. – 1978. – Т. 125. – С. 227.
17. См.: *Augustin J.E. et al.* // Phys. Rev. Lett. – 1974. – V. 33. – P. 1406; *Рухтер Б.* // УФН. – 1978. – Т. 125. – С. 201.
18. См.: *Goldhaber G. et al.* // Phys.Rev.Lett. – 1976. – V. 37. – P. 255.
19. См.: *Peruzzi I. et al.* // Phys.Rev.Lett. – 1976. – V. 37. – P. 269.

Дата поступления 18.05.11

Институт ядерной физики
СО РАН, г. Новосибирск
kozlovatanya@gmail.com

Charlamova, T.A. The history of the discovery of c-quark

In the context of the history of the making and further development of the Standard Model, the paper reconstructs the history of the discovery of c -quark and describes the experiments relating to its search.

Keywords: the Standard Model, quark, experiment, theory, history