

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

НОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ 1976 ГОДА

539.12

ОТ ψ К ОЧАРОВАНИЮ *) (Эксперименты 1975—1976 гг.)

Б. Рихтер

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	201
2. Встречные пучки	202
а) Электрон-электронные накопительные кольца Стэнфорда — Принстона (202). б) Момент, когда пришло понимание (203). в) Электрон-позитронная аннигиляция (203). г) Электрон-позитронные накопительные кольца СПИР (204). д) Магнитный детектор «Марк-1» (205).	
3. Предшествующие экспериментальные результаты	206
а) Отношение сечений рождения адронов и мюонных пар (207). б) Теоретические предсказания (207).	
4. ψ -частицы	208
а) Ширины ψ -резонансов (208). б) Квантовые числа ψ -частиц (209). в) Моды распада ψ -частиц (210). г) Поиск других узких резонансов (211).	
5. Промежуточные состояния	212
а) Радиационные переходы (212). б) Три метода поиска (213).	
6. Полные сечения и более широкие состояния	214
а) Полные сечения (214). б) Более широкие (ψ)-состояния (215).	
7. Экскурс в теорию	216
а) Модель трех кварков (217). б) R в кварковой модели (218). в) Четвертый кварк (219). г) «Чармоний» (219).	
8. Открытие очарования	220
а) Что мы ищем? (220). б) Очарованный мезон (220).	
9. Наблюдение струй	22
10. Выводы и проблемы	22
Цитированная литература	22

1. ВВЕДЕНИЕ

Ровно 25 месяцев назад известие об открытии ψ/J -частицы группами профессора Тинга и моей ^{1, 2} обрушилось на специалистов по физике элементарных частиц. Уже много лет в физике элементарных частиц не происходило ничего столь странного и совершенно неожиданного. Десятью днями позже в моей группе была найдена вторая частица из ψ -семейства ³, и возбуждение научной общественности усилилось. Долгожданное открытие *чего-нибудь*, способного указать правильный путь к пониманию природы элементарных частиц, породило поток теоретических работ, затопивший журналы следующего года.

*) Burton Richter, From the Psi to Charm — The Experiments of 1975 and 1976. Nobel Lecture. December 11, 1976, in: Les Prix Nobel en 1976, Stockholm, 1977, pp. 42—74. Перевод М. М. Савицкого.

Бартон Рихтер работает в Стэнфордском университете, Калифорния, США.

© The Nobel Foundation, 1977.

© Перевод на русский язык,

Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука»,
«Успехи физических наук», 1978,

Эксперименты, которые я и мои коллеги выполнили за два года, прошедшие после открытия ψ , позволили, как я думаю, выбрать среди соперничающих объяснений то, которое является, по-видимому, правильным. Вот об этих экспериментах я и хочу рассказать. Быстрый прогресс обусловлен мощью техники электрон-позитронных встречных пучков, поэтому я также хочу описать эту технику и сказать немного о моем участии в ее развитии.

2. ВСТРЕЧНЫЕ ПУЧКИ

Я закончил свою дипломную работу в Массачусетском технологическом институте в 1956 г. и осенью того же года начал работать в Лаборатории физики высоких энергий (ЛФВЭ) Стэнфордского университета. В то время меня в основном интересовало исследование свойств квантовой электродинамики (КЭД) в области больших передач импульсов или малых расстояний. Исходный план моего эксперимента по проверке КЭД состоял в использовании 700 Мэв-ного линейного ускорителя электронов ЛФВЭ для изучения электрон-электронного рассеяния. Вскоре, однако, я начал понимать, что другой эксперимент будет проще технически, а также обеспечит более глубокую (хоть и несколько иную) проверку КЭД. В течение первого года моей работы в ЛФВЭ я выполнил этот эксперимент — исследование фоторождения электрон-позитронных пар, в котором одна из частиц испускается под большим углом. В этом эксперименте удалось установить справедливость КЭД вплоть до расстояний порядка 10^{-13} см.

а) Электрон-электронные накопительные кольца Стэнфорда — Принстона

В 1957 г. идея эксперимента по электрон-электронному рассеянию возродилась, но в существенно иной форме. Это произошло, когда О'Нил из Принстонского университета выступил с неофициальным предложением о постройке в ЛФВЭ системы колец в форме восьмерки, которые могли бы накапливать пучки электронов, разогнанных во встречных направлениях до энергий 500 Мэв. В рамках этого плана линейный ускоритель ЛФВЭ должен был служить инжектором для колец, а пучки электронов сталкивались бы в прямой секции, общей для обоих колец. Цель О'Нила состояла не только в демонстрации реальности встречных пучков, но и в осуществлении электрон-электронного рассеяния при энергиях, которые значительно расширили бы область применимости КЭД.

Ценность такого эксперимента на встречных пучках с полной энергией в системе центра масс 1000 Мэв была гораздо больше, чем в случае моей первоначальной идеи о e^-e^- -рассеянии, где для проверки КЭД была доступна лишь энергия 50 Мэв. Так что, когда О'Нил попросил меня участвовать в этой работе, я принял предложение с энтузиазмом и стал одновременно «ускорительщиком» и экспериментатором. С двумя другими участниками, Барбером и Гиттельманом, мы в 1958 г. взялись за постройку первого накопительного кольца, с надеждой года через три получить первые экспериментальные результаты. На самом деле эти результаты были получены только через семь лет, так как предстояло еще многое понять в поведении пучков в накопительных кольцах; но то, что мы узнали за это долгое и часто полное разочарованиями время, открыло новую область в исследовании элементарных частиц *).

*) Развитие основ техники встречных пучков шло в разных странах. Группы Аммана во Фраскати и Будкера в Новосибирске в те далекие дни, так же как и мы, вели нелегкую борьбу для преодоления технологических проблем и нестабильностей пучка, которым, казалось, не будет конца.

б) Момент, когда пришло понимание

Позвольте мне здесь на минуту отвлечься, чтобы рассказать о вещах теоретического характера. В 1959 г., когда работа над созданием колец в ЛФВЭ шла своим чередом, я пытался научиться вычислять сечения в рамках КЭД под руководством стэнфордского теоретика Бьеркена. Одна из задач, предложенных мне Бьеркеном, заключалась в вычислении сечения рождения пары точечных частиц с нулевым спином (бозонов) в электрон-позитронной аннигиляции. Я проделал эти вычисления, но меня смущал тот факт, что, насколько было известно, никаких точечных бозонов не существовало. Единственными бозонами с нулевым спином, о которых я знал, были π -мезоны, но сильные взаимодействия, в которых участвуют эти частицы, придавали им конечные размеры. Я понял, что для учета этих конечных размеров в сечение должна войти структурная функция частицы. Структурная функция пиона могла бы быть измерена в эксперименте по рождению пионных пар в e^+e^- -аннигиляции. Более того, структура любой сильновзаимодействующей частицы (адрона) могла бы быть определена при измерении сечения ее рождения в e^+e^- -аннигиляции. Нет сомнений, что многие понимали это и раньше, но в то время это пришло ко мне как озарение и твердо направило по пути, приведшему, наконец, в этот зал.

в) Электрон-позитронная аннигиляция

О связи между e^+e^- -аннигиляцией и адронами стоит сказать здесь подробнее, так как она будет занимать центральное место в экспериментальных результатах, о которых я расскажу позже. Рождение новых частиц в электрон-позитронных столкновениях — процесс очень простой, и я его всегда представлял себе в виде следующей наивной картинки. Сам процесс аннигиляции может произойти только при столкновении частицы и античастицы. Он идет в две стадии: 1) Частица и античастица сливаются, и все свойства, позволяющие их различить, исчезают. На краткий миг порождается крошечный фэйрбол с колоссальной плотностью энергии и точно определенными квантовыми числами: $J^{PC} = 1^{--}$, все остальные квантовые числа, складываясь, взаимно уничтожаются. 2) Затем энергия, заключенная внутри фэйрбола, вновь материализуется в любую комбинацию рожденных частиц, удовлетворяющую следующим условиям: а) полная масса рожденных частиц не превышает энергии фэйрбола, б) квантовые числа всей системы частиц совпадают с квантовыми числами фэйрбола. Ограничения на отдельные частицы, составляющие конечное состояние, отсутствуют, касаясь только всей системы как целого.

Образование фэйрбола, т. е. виртуального фотона в промежуточном состоянии e^+e^- -аннигиляции, описывается КЭД — теорией, предсказания которой до сих пор подтверждались всеми экспериментальными проверками. Так как мы тем самым понимаем этап 1) (рождение фэйрбола), мы, в сущности, используем известное явление e^+e^- -аннигиляции для исследования неизвестных адронов, порожденных на этапе 2) процесса. Наше незнание, таким образом, сводится к структуре адронов в конечном состоянии и к взаимодействиям в конечном состоянии между частицами, рожденными поблизости друг от друга. И хоть это незнание и велико, оно гораздо меньше, чем в случае любого другого процесса рождения частиц. Квантовые числа конечного состояния при e^+e^- -аннигиляции достаточно просты, чтобы надеяться вычислить их в наших теоретических моделях. Это резко противоречит, например, ситуации в адрон-адронных столкновениях при высоких энергиях, где могут участвовать много состояний с разными угловыми моментами, каждое из которых должно быть вычислено.

г) Электрон-позитронные накопительные кольца СПИР

В 1961 г., пока работа над e^-e^- -кольцами в ЛФВЭ шла своим чередом, я начал вместе с Ритсом из Стэнфорда работать над предварительным проектом e^+e^- -накопительных колец большого размера. В 1963 г. я перешел из ЛФВЭ в Стэнфордский центр линейного ускорителя (СЛАН) и организовал небольшую группу для завершения проектирования e^+e^- -колец. В проекте была выбрана энергия 3 Гэв для каждого пучка. Составление предварительного предложения по этой машине было завершено

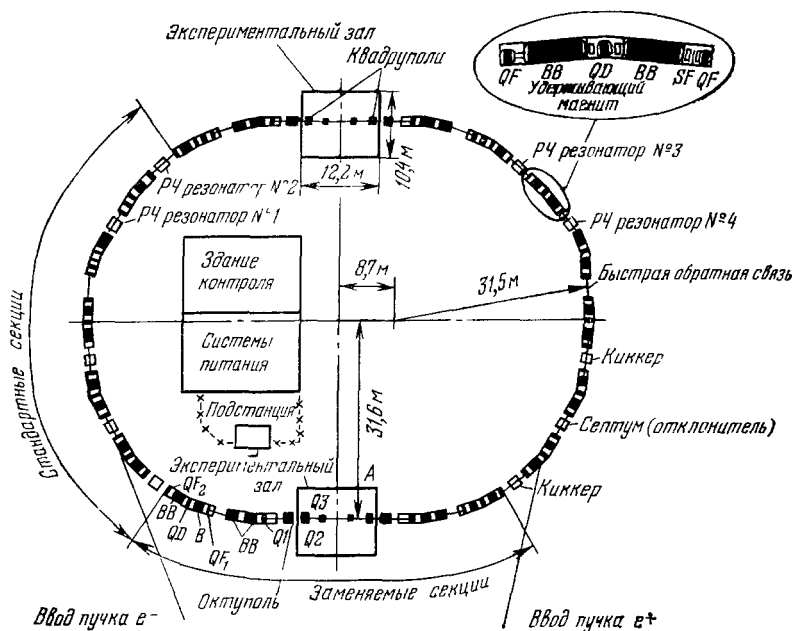


Рис. 1. Схема накопительных колец СПИР.

в 1964 г., а в 1965 г. полное официальное предложение было представлено на рассмотрение Комиссии по атомной энергии США.

Затем следовал примерно пятилетний период до начала финансирования предложенного проекта. За это время другие группы убедились в том, что техника встречных e^+e^- -пучков обладает большими возможностями, и началась разработка нескольких других подобных проектов. Мы ревниво следили за этой деятельностью, трудились над улучшением нашего собственного проекта и старались воспринять все хорошие идеи, возникающие у других. Наконец, в 1970 г. началось финансирование сокращенного варианта нашего проекта под названием СПИР (SPEAR — Стэнфордские электрон-позитронные аннигиляционные кольца (по англ.)), мы набросились на работу и сумели осуществить постройку в рекордное время — всего за 21 месяц от начала работ до первых событий в сталкивающихся пучках *).

Накопительные кольца СПИР занимают часть большой экспериментальной площадки в конце трехкилометрового линейного ускорителя СЛАНКа. Схема машины приведена на рис. 1. Позитроны, а затем электро-

*) Проект СПИР в большой мере обязан своим успехом Ризу, который был тогда моим заместителем, и Аллену, Боярски, Дэвис-Уайту, Дину, Фишеру, Харрису, Джуроу, Карвонену, Ли, Макконнеллу, Мелену, Мортону, Саберски, Сэндсу, Шоллу и Воссу.

ны впрыскиваются короткими импульсами (каждый через свое плечо магнитного инжекционного канала в форме буквы Y) в кольцо СПИРа. Накопленные пучки по существу состоят из одного короткого ступка частиц каждого сорта, и эти ступки 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. На заполнение кольца электронами и позитронами требуется обычно время порядка 15—30 минут, в то время как периоды получения данных между двумя последовательными заполнениями длятся около двух часов. Чтобы время жизни пучков было таким большим, необходимо поддерживать в вакуумной камере давление около $5 \cdot 10^{-9}$ тор. Энергию в системе центра масс (СЦМ) e^+e^- -системы можно менять от 2,6 до 8 Гэв. Мощность радиочастотных генераторов, необходимая для компенсации потерь на синхротронное излучение, доходит до 300 квт при работе с максимальной энергией. Объем, где происходят e^+e^- -столкновения, мал и хорошо определен: $(\sigma_x \cdot \sigma_y \cdot \sigma_z = 0,1 \cdot 0,01 \cdot 5 \text{ см}^3)$, что представляет большие удобства для детектирования.

д) Магнитный детектор «Марк-I»

Пока СПИР еще находился в стадии проектирования, мы думали также над тем, как будет выглядеть экспериментальная установка для получения на нем физических результатов. В предложении 1965 г. мы описали два различных типа детекторов: первый — немагнитный детектор, способный измерять только множественности и угловые распределения частиц и довольно грубо их идентифицировать; второй — магнитный детектор, который мог бы добавить к этим возможностям еще и точное измерение импульсов. Когда в 1969 г. первые результаты с накопительных колец АДОНЕ во Фраскати (Италия) показали, что адроны рождались более интенсивно, чем ожидалось, я решил, что будет очень важно узнать о конечных состояниях больше, чем это можно сделать с помощью немагнитного детектора.

Столкнувшись, таким образом, с задачей, заключавшей постройку не только самого СПИРа, но еще и большого, и сложного магнитного детектора, я начал осознавать тот факт, что моя группа в СЛАКе «откусила кусок», который она не в состоянии как следует «прожевать», и начал поиски возможных сотрудников. Вскоре к нам присоединились группы Перла из СЛАКа и Чиновского, Гольдгабера и Триллинга из Лаборатории им. Лоуренса в Беркли (ЛБЛ) Калифорнийского университета. Добавочная рабочая сила включала физиков, студентов-дипломников, инженеров, программистов и техников. Моя группа отвечала за постройку СПИРа и за внутренний слой магнитного детектора, а наши сотрудники создавали основную часть устройства идентификации частиц и делали большую часть работы программистов, необходимой для нахождения треков и реконструкции событий.

Эти совместные усилия привели к созданию магнитного детектора «Марк-I», схематически показанного на рис. 2. Магнит детектора «Марк-I» создает соленоидальное поле, соосное с пучками, с напряженностью около 4 кэс 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 магнитоотрижционных проволочных искровых камер, которые дают информацию о треке, необходимую для измерения импульса; 48 цилиндрически распо-

ложенных сцинтилляторов, работающих одновременно как триггер[†] и как время-пролетные счетчики; алюминиевую магнитную обмотку толщиной

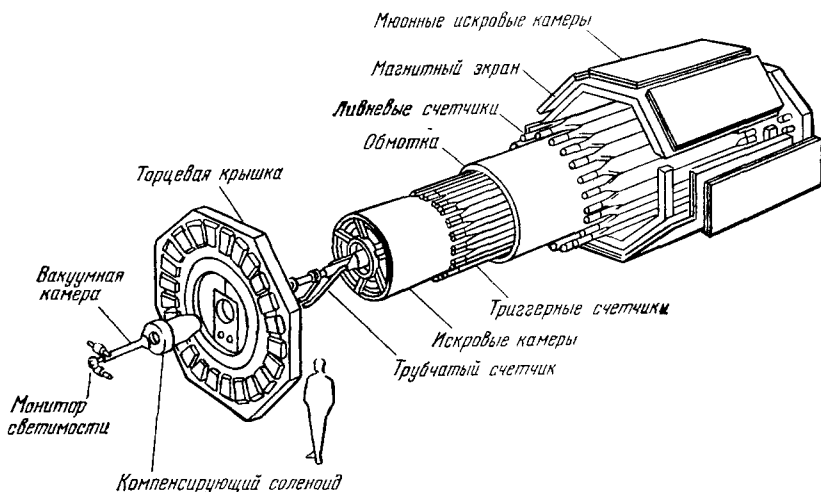


Рис. 2. Вид магнитного детектора «Марк-1».

в одну радиационную длину; 24 цилиндрически расположенных свинцовых сцинтилляционных счетчика полного поглощения для идентификации электронов; 20-см железные плиты магнитного экрана и, наконец, дополнительный набор плоских искровых камер для отделения мюонов от адронов.

Магнитный детектор «Марк-1» был готов к работе в феврале 1973 г. Осенью 1977 г. он будет заменен на СПИРе устройством «Марк-2», которое в целом ему аналогично, но содержит несколько важных усовершенствований. Однако работа самого «Марк-1» отмечена большим количеством ярких физических результатов *).

3. ПРЕДШЕСТВУЮЩИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Перед тем как начать рассказ о пути, ведущем от ψ -частицы к очарованию, я хотел бы коротко описать ситуацию, которая сложилась непосредственно перед открытием новых частиц. Основная Международная конференция по физике высоких энергий 1974 г. состоялась в

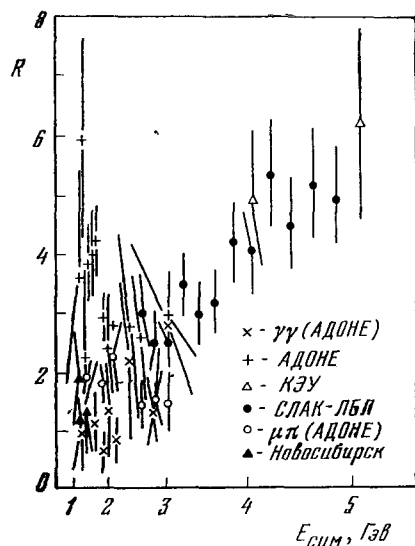


Рис. 3. Отношение R по состоянию на июль 1974 г.

Лондоне, в июле. Я сделал доклад на Лондонской конференции⁴, в кото-

*) В создании детектора и в экспериментах, о которых я расскажу, принимали участие следующие физики группы СЛАК — ЛБЛ: Алам, Огюстен, Боярски, Брейденбах, Бюлос, Дорфан, Фелдман, Фишер, Фрайбергер, Хансон, Джарос, Жан-Мари, Ларсен, Люк, Лют, Линч, Морхауз, Патерсон, Перл, Перуцци, Пикколо, Пав, Рапидис, Рихтер, Шиндлер, Швиттерс, Зигрист, Танненбаум, Вануччи (СЛАК); Абрамс, Бриггс, Каризерс, Чиновски, Де-Во, Фридберг, Гольдгабер, Холбик, Джонсон, Кадик, Литке, Люлю, Мадарас, Нгуен, Пьер, Садуле, Триллинг, Уайтекер, Висс, Зипс (ЛБЛ).

ром попытался подвести итог всему, что было известно к тому времени о рождении адронов в e^+e^- -аннигиляции. Эта информация, представленная на рис. 3, потребует некоторых объяснений.

а) Отношение сечений рождения адронов
и мюонных пар

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^- . По причинам, которые я объясню позже, стало общепринятым заменять на таких графиках сечение рождения адронов следующим отношением:

$$R = \frac{\text{сечение процесса } e^+e^- \rightarrow \text{адроны}}{\text{сечение процесса } e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}. \quad (1)$$

Именно это отношение и приведено для различных энергий в СЦМ на рис. 3. Исторически первые измерения величины R были сделаны на кольцах АДОНЕ во Фраскати; они занимают низкоэнергетическую часть графика и дают для R интервал < 1 — около 6. За ними последовали два важных измерения R , сделанных на накопительных кольцах, созданных путем перестройки Кембриджского электронного ускорителя (КЭУ) в Гарварде; измерения на КЭУ дали значения R около 5 при $E_{\text{СЦМ}}$, равной 4 Гэв и $R = 6$ при 5 Гэв. Первые экспериментальные результаты опыта СЛАК — ЛБЛ на СПИРе заполнили промежутки между данными АДОНЕ и КЭУ согласованным образом, т. е. похоже, что данные СПИРа гладко вписались как в высоко-, так и в низкоэнергетические данные АДОНЕ и КЭУ. Если исключить экспериментальные точки при самых низких энергиях, то общая картина, как видно из рис. 3, состоит в том, что R , во-видимому, плавно растет от, возможно, 2 до 6 при увеличении $E_{\text{СЦМ}}$ от 2 до 5 Гэв.

б) Теоретические предсказания

На той же Лондонской конференции 1974 г. Эллис (ЦЕРН) подвел итог нашим знаниям о процессе $e^+e^- \rightarrow$ адроны с точки зрения теории ⁵. И в этом случае было гораздо удобнее выражать предсказания многих различных теорий не непосредственно в терминах сечения рождения адронов, а через отношение адроны/мюонные пары R . Наиболее широко признанная в то время теория адронов предсказывала, что $R = 2$, но теорий было много. Позвольте мне это продемонстрировать, воспроизведя табл. I, включенную Эллисом в его лондонский доклад, содержащий

Таблица I

Значения R из доклада Эллиса на Лондонской конференции 1974 г. ⁵
(номера ссылок в таблице — из доклада Эллиса)

R	Модель	Литература
0,36	Кварки, связанные по Бете—Солпитуеру	Bohm et al. ⁴²
$\frac{2}{3}$	Кварки Гелл-Манна—Цвейга	
0,69	Обобщенная векторная доминантность	Renard ⁴⁹
1	Составные кварки	Raitio ⁴³
$\frac{10}{9}$	Кварки Гелл-Манна—Цвейга и очарование	Glashow et al. ³¹

Продолжение табл. I.

R	Модель	Литература
2	Цветные кварки	
2,5—3	Обобщенная векторная доминантность	Greco ³⁰
2—5	То же	Sakurai, Gounaris ⁴⁷
3 $\frac{1}{3}$	Цветные очарованные кварки	Glashow et al. ³¹
4	Кварки Хана—Намбу	Han Nambu ³²
5,7±0,9	Шпуровая аномалия и ρ -доминантность	Terazawa ²⁷
5,8 $^{+3,2}_{-3,5}$	Шпуровая аномалия и ϵ -доминантность	Oruto et al. ²⁵
6	Кварки Хана—Намбу и очарование	Han, Nambu ³²
6,69—7,77	Нарушенная масштабная инвариантность	Choudhury ¹⁸
8	Кварки Тати	Han, Nambu ³²
8±2	Шпуровая аномалия и ϵ -доминантность	Eliezer ²⁶
9	Гравитационное обрезание, универсальность	Parisi ⁴⁰
9	Нарушенная масштабная инвариантность	Nachtman ³⁹
16	$SU_{12} \times SU_{12}$	
35 $\frac{1}{3}$	$SU_{16} \times SU_{16}$ } Калибровочные теории	Fritzsch, Minkowski ³⁴
500	Кварки с большими z	Yock ⁷³
70 383	Швингеровские кварки	Cabibbo ¹ , Karl ⁹ , Матвеев и Толкачев ³⁵ , Rozenblit ³⁶
∞	Бесконечное число партонов	

сводку предсказываемых значений R . Как видно из таблицы, эти предсказания простирались от 0,36 до ∞ и давали множество разных значений в этом интервале.

Я привел эту таблицу, чтобы показать, что положение дел летом 1974 г. было крайне запутанным. Причина этого лежала в скудности

e^+e^- -данных и в том, что ни в одной области физики частиц не появлялось указаний на правильное направление поиска. Разгадка была прямо «за ближайшим углом», но сам этот «угол» оказался поворотом совершенно неожиданным.

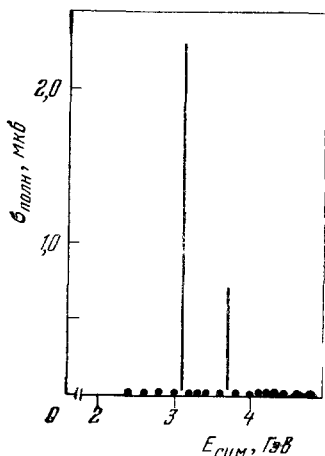


Рис. 4. Полное сечение рождения адронов в зависимости от энергии в системе центра масс.

4. ψ -ЧАСТИЦЫ

а) Ш и р и н ы ψ -р е з о н а н с о в

На рис. 4 показано сечение рождения адронов на СПИРе в таком масштабе, в котором все данные можно нанести на один график. На рисунке явным образом доминируют гигантские резонансные пики ψ и ψ' . Из исключительной узости пиков следует, что эти два состояния очень долгоживущие, что является основным соображением, исключающим их описание любой из ранее успешных моделей адронной структуры. На рис. 5 показаны ψ - и ψ' -пики в очень сильно растянутом масштабе энергий, а также их форма, измеренная для трех различных мод распада:

$$\psi, \psi' \rightarrow \text{адроны}, \quad \psi, \psi' \rightarrow \mu^+\mu^- \text{ и } \psi, \psi' \rightarrow e^+e^-.$$

Из рисунка видно, что экспериментальные ширины ψ - и ψ' -пигов составля-

ют около 2 и 3 M_{ψ} соответственно. Эти наблюдаемые ширины имеют как раз ту величину, которую можно ожидать от неизбежного разброса энергий, существующего в самих электронном и позитронном пучках, откуда следует, что истинные ширины обоих состояний должны быть много меньше. Истинные ширины могут быть точно определены из площадей, заключенных под пиками на рис. 5, и даются следующим выражением:

$$\int \sigma_i dE = \frac{6\pi^2}{M^2} B_e B_i \Gamma, \quad (2)$$

где σ_i — сечение рождения конечного состояния i , B_i — относительная вероятность перехода в это состояние, B_e — относительная вероятность

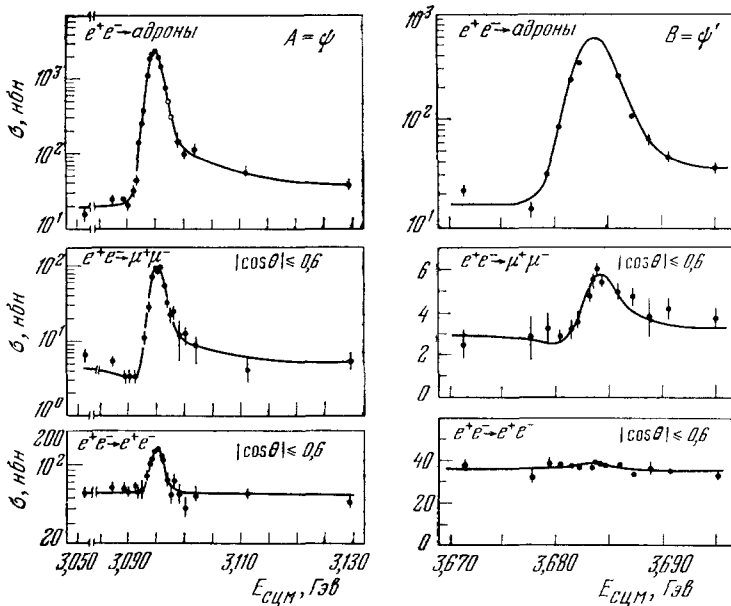


Рис. 5. Сечение рождения адронов, $\mu^+\mu^-$ и e^+e^- -пар в областях ψ и ψ' . Кривые — подгонка к данным, причем для определения ширины использовался разброс сталкивающихся пучков по энергии.

перехода в e^+e^- , M — масса состояния и Γ — его полная ширина. Анализ несколько усложняется радиационными поправками, но может быть проведен и дает ^{6, 7}

$$\Gamma_{\psi} = 69 \pm 13 \text{ кэв}, \quad \Gamma_{\psi'} = 225 \pm 56 \text{ кэв}. \quad (3)$$

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

б) К в а н т о в ы е ч и с л а ψ -ч а с т и ц

Предполагалось, что квантовые числа новых ψ -состояний равны $J^{PC} = 1^{--}$, 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 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 $JPC = 1^{--}$ и 1^{-+} . Эти квантовые числа можно обнаружить по интерференционному эффекту между рождением мюонных пар в пределах пика

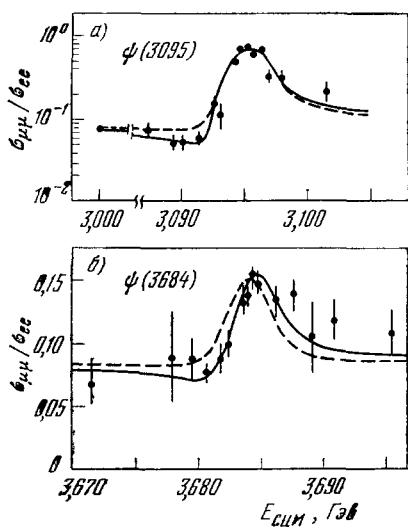


Рис. 6. Сечение рождения $\mu^+\mu^-$ в районе ψ и ψ' .

Сплошные кривые показывают результат, ожидаемый в случае, когда оба состояния имеют $JPC = 1^{--}$ и, следовательно, интерферируют с нерезонансным рождением $\mu^+\mu^-$. Штриховая кривая отвечает предположению об отсутствии интерференции.

сы и распадные процессы «второго порядка», что иллюстрируется рис. 7. На этом рисунке показаны следующие процессы:

- а) $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \psi \rightarrow \text{адроны}$ (прямой распад),
 б) $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \psi \rightarrow \gamma \rightarrow \text{адроны}$ } (электромагнитные распады
 в) $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \psi \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ } второго порядка), (4)

В процессах б) и в) адроны и мюонные пары рождаются виртуальными фотонами точно таким же образом, как это происходит и при нерезонансных энергиях. Если бы наблюдаемые адроны рождались только посредством электромагнитного распада второго порядка, отношение рождения адронов к мюонным парам R было бы одинаковым в пределах резонансной области и вне ее. В нашем случае это отнюдь не так, поскольку R много больше в резонансной области, чем вне ее, и ψ и ψ' имеют прямые адронные моды распада. Для ψ и ψ' было измерено больше относительных вероятностей распада по конкретным адронным каналам, чем для любых других частиц. Многие из них представляют интерес только для специалистов, но некоторые много рассказали нам о ψ -частицах. Так как электромагнитные распады второго порядка также усложняют эти исследе-

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. 6, ожидаемый интерференционный эффект был действительно наблюден, в то же время никакой угловой асимметрии не было обнаружено⁵⁻⁷. Таким образом, было твердо установлено, что оба ψ -состояния имеют $JPC = 1^{--}$.

в) Моды распада ψ -частиц

Мы также изучили много мод распада ψ и ψ' . В этой работе было важно различать прямые распадные процес-

дования, опять надо сравнивать рождение мюонных пар и рождение конкретных адронных состояний в пределах и вне резонансной области. На рис. 8 показано такое сравнение для разных чисел пионов в конечном состоянии⁸. Для четных чисел пионов имеется согласие с электромагнитными распадами второго порядка, а распады на нечетное число пионов резко усилены. Из этих данных видно, что ϕ -распады подчиняются опре-

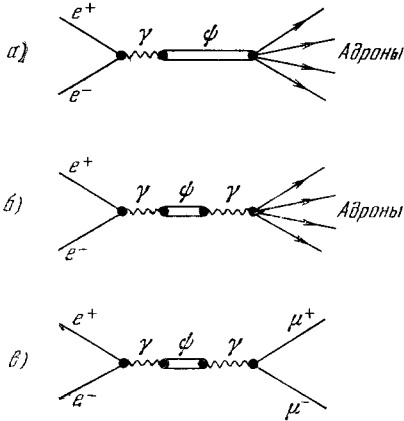


Рис. 7. Фейнмановские диаграммы для рождения ϕ и прямого распада в адроны (а), электромагнитного распада второго порядка в адроны (б), электромагнитного распада второго порядка на $\mu^+\mu^-$ (в).

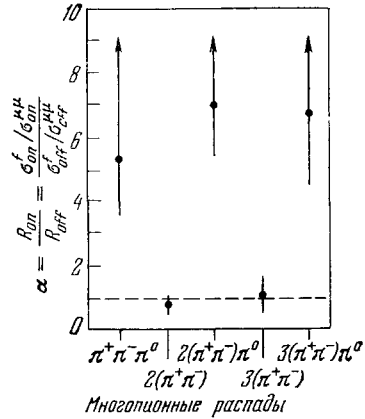


Рис. 8. Отношение сечений рождения адронов и $\mu^+\mu^-$ в пределах и вне ϕ -резонанса в зависимости от числа π -мезонов в конечном состоянии.

деленному правилу отбора (сохранение G -четности), которое, как известно, управляет поведением только адронов, откуда следует, что и сама ϕ -частица — адрон.

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

$$\phi \text{ или } \phi' \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\Lambda\bar{\Lambda}, p\bar{p}. \quad (5)$$

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

г) Поиск других узких резонансов

Заставляя накопительные кольца СПИР работать в «сканирующем» режиме, мы смогли провести систематический поиск других очень узких ϕ -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. На рис. 9 показан результат такого сканирования от энергий около 3,2 до 8 Гэв в ЦСМ^{9, 10}.

Никаких статистически значимых пиков (кроме ϕ' , найденного при первом сканировании) в этом поиске обнаружено не было, но сказанное нуждается в двух замечаниях. Первое состоит в том, что пределу чувствительности такого поиска отвечают резонансы, у которых произведение сечения на ширину составляет от 5 до 10% такого произведения для ϕ .

Во-вторых, этот конкретный метод поиска чувствителен только к исключительно узким резонансам типа ψ и ψ' . Другие, гораздо более широкие

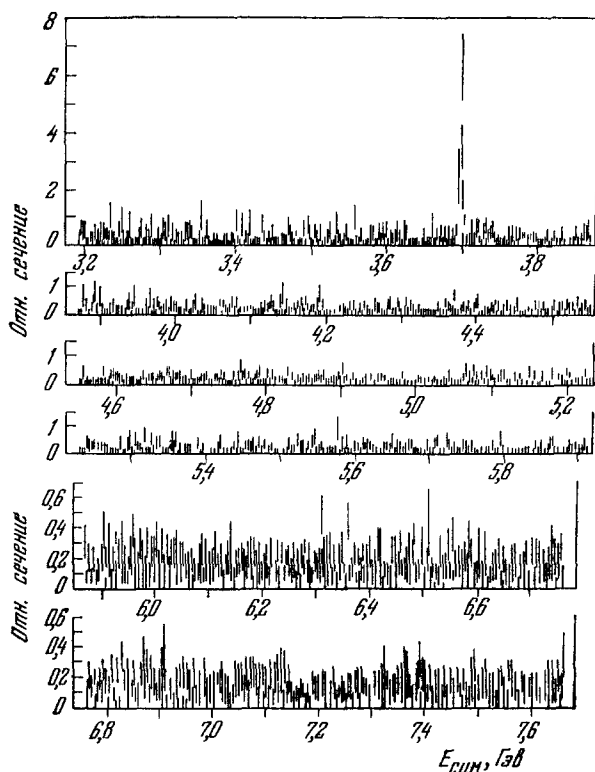


Рис. 9. Данные детального сканирования, полученные нами при поиске других ψ -подобных состояний.

резонансы были найдены на СПИРе, и мы скоро увидим, как эти на первый взгляд совсем иные состояния вписались в общую картину.

5. ПРОМЕЖУТОЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ

а) Радиационные переходы

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

$$\psi \text{ или } \psi' \rightarrow \gamma + \text{промежуточное состояние.} \quad (6)$$

В эксперименте 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 ДОРИС лаборатории ДЭЗИ в Гамбурге¹¹. Это состояние было названо P_c , а его масса оказалась равной примерно 3500 Мэв. Эта же группа¹² в сотрудничестве с другой группой, работающей в ДЭЗИ, позже обнаружила свидетельство возможного существования другого состояния, которое они

назвали X , с массой около 1800 Мэв ¹³. Группа СЛАК — ЛБЛ на СПИРе установила наличие состояний с массами примерно 3415 , 3450 и 3550 Мэв , а также подтвердила наличие состояния 3500 Мэв , найденного в ДЭЗИ. Мы использовали букву χ для обозначения состояния с массой, лежащей между ψ (3095) и ψ' (3684).

Вот краткая сводка этих новых состояний:

$$\left. \begin{aligned} \psi' (3684) &\rightarrow \gamma + \chi (3550), \\ \psi' (3684) &\rightarrow \gamma + \chi (3500) \quad \text{или} \quad P_c, \\ \psi' (3684) &\rightarrow \gamma + \chi (3455), \\ \psi' (3684) &\rightarrow \gamma + \chi (3415), \\ \psi (3095) &\rightarrow \gamma + X (2800) \quad (\text{пока надежно не установлено}). \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

б) Т р и м е т о д а п о и с к а

Три метода, которые мы использовали на СПИРе для поиска этих промежуточных состояний, схематически изображены на рис. 10. Во всех случаях накопительные кольца настроены на энергию в СЦМ 3684 Мэв , необходимую для резонансного рождения ψ' . В первом методе (рис. 10, а) ψ' переходит в промежуточное состояние, а затем в ψ , испуская γ -квант, и, наконец, ψ распадается, скажем, на $\mu^+\mu^-$. Мюонная пара, а также один или оба фотона регистрируются. Этот метод использовался в ДЭЗИ при поиске состояния 3500 Мэв и нашей группой в СЛАКе при подтверждении этого состояния ¹⁴. В нашей установке на СПИРе иногда случается так, что один из γ -квантов конвертирует в e^+e^- до попадания в трековочувствительную область детектора. Это позволяет очень точно измерить энергию конвертировавшего γ -кванта, и, объединив эту информацию с измеренными импульсами конечных $\mu^+\mu^-$, можно неоднозначно (в смысле двух альтернатив) определить массу промежуточного состояния. Неоднозначность возникает из того, что мы не знаем точно, первый или второй γ -квант распадного каскада был зарегистрирован. Ее можно разрешить, набрав число событий, достаточное, чтобы определить, какое предположение приводит к более узкому пику в массовом распределении. (Пик, связанный со вторыми γ -квантами, будет расширен из-за доплер-эффекта, так как эти γ -кванты испускаются движущимся источником.) На рис. 11 показаны альтернативные решения с малой и большой массой для нашей статистики ¹⁵. Рисунок ясно свидетельствует о существовании состояний с массами около $3,45$, $3,5$ и $3,65 \text{ Гэв}$.

Второй из использованных нами методов поиска (рис. 10, б) заключается в измерении импульсов адронов в конечном состоянии и восстановлении массы промежуточного состояния ¹⁶. На рис. 12 показаны два случая, в которых эффективная масса адронов в конечном состоянии уравновешена нулевой исчезнувшей массой (т. е. γ -квантом). В случае, когда детектируются четыре π -мезона, пики наблюдаются при $3,4$, $3,5$ и $3,55 \text{ Гэв}$. Наоборот, двухпионный или двухкаонный случай показывает только один отчетливый пик при $3,4 \text{ Гэв}$, может быть, с намеком на что-то при $3,55 \text{ Гэв}$. Наличие двухпионных или двухкаонных мод распада

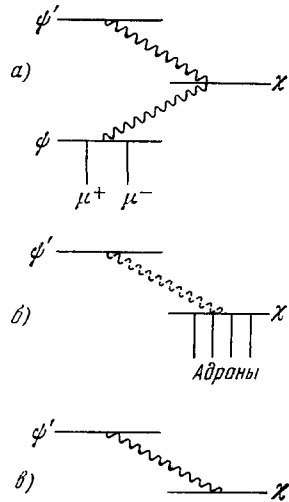


Рис. 10. Схемы трех методов поиска узких промежуточных состояний.

говорит о том, что квантовые числа рассматриваемых состояний должны быть или 0^{++} , или 2^{++} .

В третьем методе поиска (рис. 10, в) детектируется только один γ -квант. Наличие моноэнергетической линии в спектре γ -квантов сигнализировало бы о радиационном переходе непосредственно в некоторое промежуточное состояние. В нашем детекторе этот метод трудно применить

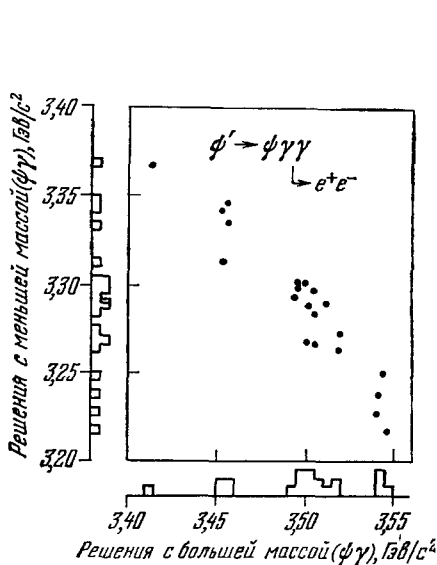


Рис. 11. ψ — γ -данные с высоким разрешением.

Сгущения указывают по крайней мере на три промежуточных состояния.

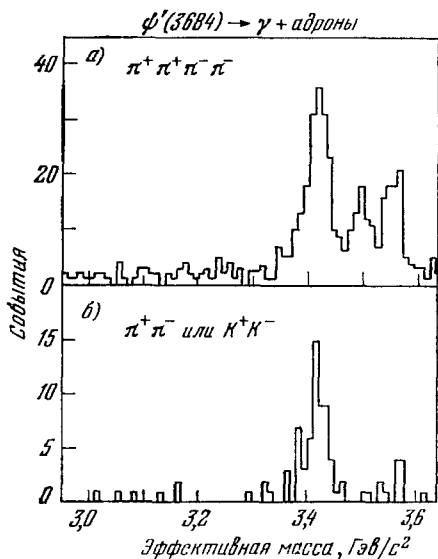


Рис. 12. Инвариантная масса указанных адронных конечных состояний, появляющихся при ψ -распаде в сопровождении γ -кванта.

Данные показывают три отчетливых промежуточных состояния, одно из которых не видно на предыдущем рисунке.

из-за сложных фоновых условий, но мы сумели обнаружить прямой радиационный переход в состояние $3,4 \text{ ГэВ}^{15}$. Другая экспериментальная группа, работающая на СПИРе (сотрудничество университетов Мэриленда, Принстона, Павии, Стэнфорда и Сан-Диего), сумела, используя более тонкую систему детектирования, обнаружить несколько таких радиационных переходов и измерить их относительные вероятности¹⁷.

Подводя итог, можно сказать, что эти исследования привели к обнаружению еще четырех (состояние 2800 МэВ пока под сомнением) новых промежуточных состояний, каждое из которых связано с исходными ψ и ψ' операцией зарядового сопряжения с $C = +1$.

6. ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ И БОЛЕЕ ШИРОКИЕ СОСТОЯНИЯ

а) Полные сечения

До сих пор наше обсуждение процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны касалось в основном двух ψ -частиц, которые рождаются непосредственно в e^+e^- -аннигиляции, и промежуточных состояний, которые не рождаются непосредственно, а появляются только среди продуктов распада ψ и ψ' . Теперь пора обратиться к более общей картине рождения адронов и посмотреть, что еще можно из нее узнать.

На рис. 4 было приведено полное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны во всем диапазоне энергий в СЦМ, доступных на СПИРе. На рисунке доминировали резонансные пики ψ и ψ' , а о поведении сечения вне этих пиков практически ничего нельзя было сказать. Теперь мы исправим это положение на рис. 13, на котором показано отношение сечений рождения

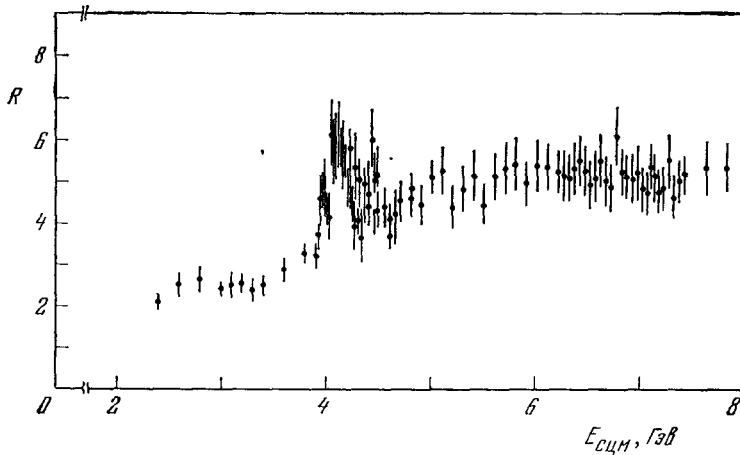


Рис. 13. Отношение R с исключенными ψ и ψ' (и их радиационными хвостами).

адронов и мюонных пар R , причем вклад доминирующих резонансных пиков ψ и ψ' и их хвостов от радиационных распадов вычтен. Мы можем сказать об этих данных следующее. Примерно до $3,8 \text{ ГэВ}$ имеется более или менее ровное плато со значением $R \approx 2,5$; от $3,8 \text{ ГэВ}$ до, возможно, 5 ГэВ расположена сложная переходная область с явно выраженной структурой, и после примерно $5,5 \text{ ГэВ}$ R вновь можно грубо считать постоянным со значением $\approx 5,2 \text{ ГэВ}$.

б) Более широкие (ψ ?) состояния

Переходная область в сильно растянутом масштабе энергий показана на рис. 14. На нем видно, что имеется, по-видимому, несколько отдельных резонансных состояний, наложенных на растущую кривую фона, которая связывает области нижнего и верхнего плато¹⁸. Хорошо заметно состояние с массой $3,95 \text{ ГэВ}$ и другое — с массой $4,4 \text{ ГэВ}$. Область в районе $4,1 \text{ ГэВ}$ исключительно сложна и, возможно, состоит из двух или более накладывающихся состояний. Чтобы разобраться с этим, необходимы, конечно, новые экспериментальные данные.

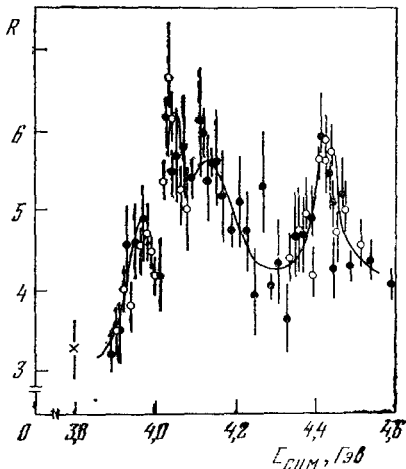


Рис. 14. Более детальный график для R в переходной области около 4 ГэВ .

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, форма которого сейчас не ясна из эксперимента и не поддается теорети-

ческому расчету. Поскольку эти новые состояния, так же как и ψ -частицы, непосредственно рождаются в e^+e^- -аннигиляции, они все имеют $JPC = 1^{--}$ 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. Состояние с массой $3,95 \text{ Гэв}$ (ψ'') имеет ширину около $40\text{--}50 \text{ Мэв}$. Ширина состояния с массой $4,4 \text{ Гэв}$ (ψ''') где-то около 30 Мэв . Область около $4,1 \text{ Гэв}$ (временно названная ψ''), по-видимому, состоит из по крайней мере двух пиков: одного при $4,03 \text{ Гэв}$ шириной $10\text{--}20 \text{ Мэв}$ и широкого максимума при $4,1 \text{ Гэв}$ с шириной около 100 Мэв .

Ширины всех этих состояний гораздо больше, чем неизбежный разброс в энергиях пучков e^+e^- и несравненно больше ширин ψ и ψ' . Остается, впрочем, подозрение, что все-таки будет правильным считать эти состояния членами ψ -семейства и что 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 3684 Мэв — массы ψ' . Как и большинство вопросов, связанных

с переходной областью, эта проблема потребует еще очень много экспериментальных исследований для своего решения. Пока, однако, мы будем считать, что три (или четыре упомянутых выше ψ -подобных) состояния можно причислить к растущему списку семейства «псионов».

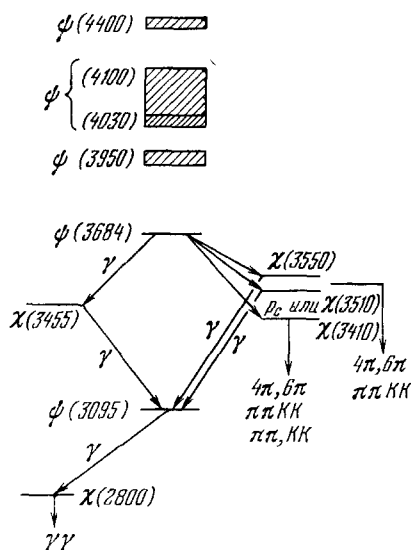


Рис. 15. Диаграмма энергетических уровней для новых частиц.

Многие из наблюдаемых мод распада ψ -семейства были опущены.

7. ЭКСКУРС В ТЕОРИЮ

До сих пор мы занимались систематизированием новых частиц, не особенно заботясь о том, что все это означает. Принимая на веру некоторые сомнительные состояния, мы имеем набор из 11 новых частиц. Они сгруппированы на рис. 15 в диаграмму, содержащую энергетические уровни и основные моды распада.

Система, изображенная на рис. 15, 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^- .

В табл. II показаны предсказания этих уровней и наиболее вероятное соответствие между ними и новыми частицами. Чтобы разобраться в основах новой «позитрониевой» системы, давайте обратимся к некоторым конкретным теоретическим моделям.

Таблица II

Некоторые низколежащие связанные состояния системы фермион—антифермион и соответствие новых частиц состояниям с подходящими квантовыми числами

Состояние				Частица	Состояние				Частица
1^3S_1	0	1	1^{--}	ψ	1^1S_0	0	0	0^{--}	χ
2^3S_1	0	1	1^{--}	ψ'	2^1S_0	0	0	0^{--}	$\chi(3,45)$
3^3S_1	0	1	1^{--}	ψ''	1^3P_0	1	1	0^{++}	$\chi(3,4)$
1^3S_1	2	1	1^{--}	ψ'''	1^3P_1	1	1	1^{++}	$\chi(3,5)$
2^3S_1	2	1	1^{--}	ψ''''	1^3P_2	1	1	2^{++}	$\chi(3,55)$

а) Модель трех кварков

Каких-то 25 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. Но по мере того как семейство адронов неуклонно росло (сейчас оно насчитывает сотни частиц), становилось все труднее считать их всех элементарными объектами. В 1963 г. Гелл-Манн и Цвейг независимо 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. Предполагалось, что кварки имеют обычный спин фермионов $1/2$, но к тому же обладают такими необычными свойствами, как дробные электрический заряд и барионное число. Краткая сводка трех кварков, трех антикварков и их свойств дана в табл. III.

Таблица III

Свойства трех кварков и трех антикварков

Обозначение	Заряд	Барионное число	Странность	Обозначение	Заряд	Барионное число	Странность
Кварки				Антикварки			
u	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	\bar{u}	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
d	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	\bar{d}	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
s	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	1	\bar{s}	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	-1

В этой трехкварковой модели все мезоны построены из одного кварка и одного антикварка, все барионы — из трех кварков и все антибарионы — из трех антикварков. Кварковый состав некоторых наиболее известных адронов приводится здесь для примера:

$$\pi^+ = u\bar{d}, \quad K^+ = u\bar{s}, \quad p = uud, \quad \bar{n} = \bar{d}\bar{u}\bar{s}. \quad (8)$$

До 1974 г. все известные адроны можно было включить в эту основную схему. Три из возможных мезонных комбинаций кварк — антикварк

$(u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s})$ имели бы квантовые числа фотона и, следовательно, должны были бы обильно рождаться в e^+e^- -аннигиляции. Все три предсказанных состояния были в действительности обнаружены; они оказались знакомыми векторными мезонами ρ (760), ω (780) и ϕ (1005).

б) R в кварковой модели

Для процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны кварковая модель постулировала механизм, несколько отличающийся от описанного ранее. Ср. обычный подход:

$$e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \text{адроны},$$

гипотеза кварковой модели:

$$e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{адроны}, \quad (9)$$

где $q\bar{q}$ обозначает любую кварк-антикварковую пару. Гипотеза кварковой модели схематически изображена на рис. 16. На этом рисунке виртуальный фотон рождает пару $q\bar{q}$, которая в свою очередь «одевается» новыми $q\bar{q}$ -парами, образуя адроны, наблюдаемые в конечном состоянии.

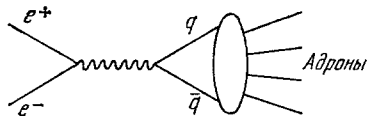


Рис. 16. Рождение адронов в кварковой модели.

Поскольку кварки предполагаются элементарными точечными фермионами, идентичными, таким образом, по своим электромагнитным свойствам электронам и мюонам, оказалось возможным предсказать отношение сечений рождения кварковых и мюонных пар:

$$\frac{\sigma_{q\bar{q}}}{\sigma_{\mu^+\mu^-}} = q_i^2, \quad (10)$$

где q_i — просто электрический заряд кварка. Предполагалось, конечно, что у кварков в конечном состоянии полувещный спин и дробный электрический заряд, в то время как все адроны имеют целый заряд и некоторые — целый спин. Было сделано отчаянно дерзкое предположение о том, что взаимодействие кварков в конечном состоянии, необходимое, чтобы избавиться от дробного спина и заряда, не повлияет на само сечение рождения адронов. В таком предположении отношение сечений рождения адронов и мюонных пар становится просто

$$R = \sum_{u, d, s} q_i^2. \quad (11)$$

Вариант кварковой модели, существовавший к 1974 г., включал уже не три кварка, а три кварковых триплета, так что в этой 3×3 -модели отношение сечений рождения адронов и μ -пар должно было быть

$$R = \left\{ 3 \left[\left(\frac{2}{3} \right)^2 + \left(-\frac{1}{3} \right)^2 + \left(-\frac{1}{3} \right)^2 \right] \right\} = 2. \quad (12)$$

Эта прекрасная модель исключительно проста и может очень многое объяснить, но в нее нельзя включить частицы ψ и ψ' . Так же не может она объяснить два плеча, наблюдаемых для R . Модель допускает возбужденные состояния $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ и $s\bar{s}$, но для них получаются ширины, составляющие обычно около 20% массы возбужденного состояния, что более чем в 1000 раз превышает наблюдаемые ширины ψ и ψ' . До того времени имелось несколько предложений по модификации или расширению основной трехкварковой схемы. Я расскажу только об одном из этих предложений, которое сейчас, по-видимому, лучше всего описывает экспериментальные данные.

в) Четвертый кварк

Первые публикации, посвященные теории, основанной на четырех, а не на трех кварках, относятся еще к 1964 г.¹⁹⁻²², т. е. они появились всего лишь через год или около того после первой трехкварковой схемы Гелл-Манна — Цвейга. Мотивировка в то время носила характер скорее эстетический, чем практический, и эти модели одна за другой испустили дух от недостатка экспериментальных фактов, требующих для своего объяснения более трех кварков. В 1970 г. Глэшоу, Илиопулос и Майани²³ вновь вдохнули жизнь в четырехкварковую модель своей красивой работой, посвященной скорее слабым, чем сильным взаимодействиям. В этой работе четвертый кварк (который Глэшоу еще раньше окрестил «очарованным» (c)) использовался для того, чтобы очень простым и непосредственным образом объяснить отсутствие определенных слабых распадов элементарных частиц. Предполагалось, что новый s -кварк имеет заряд $2/3$, как и u -кварк, и, кроме того, несет $+1$ неизвестного ранее квантового числа, названного очарованием, которое сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях, но нарушается в слабых. От s - и \bar{s} -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 *).

г) «Чармоний»

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 обоих s - и \bar{s} -кварков в другие кварки и антикварки. Энергетические уровни псионов, подобные энергетическим уровням позитрония, также хорошо укладываются в рамки предположения о $c\bar{c}$ -системе. В самом деле, пять конкретных промежуточных состояний были предсказаны Аппельквистом и др.²⁵ и Эйхеном и др.²⁶ еще до их открытия. Именно близкая аналогия с позитронием подсказала Аппельквисту и Политцеру название «чармоний» для новой $c\bar{c}$ -системы, и это название пришло.

Четырехкварковая модель также требует двух плато на графике для R . Над порогом рождения очарованных адронов в сделанное выше вычисление с результатом $R = 2$ надо добавить заряд четвертого кварка, что даст $R = 10/3$ (недостаточно, но в правильном направлении). Широкие ψ -подобные состояния при 3,95, 4,1 и 4,4 Гэв можно объяснить, постулируя, что масса легчайшей очарованной частицы меньше половины массы ψ'' (3950), но больше половины массы очень узкого ψ' (3684), откуда следует, 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 псионах, 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 сокра-

*) Прекрасный обзор состояния модели очарования в конце 1974 г. написан Гайар, Ли и Рознером²⁴.

щается с антиочарованием. Но для теории необходимо, чтобы существовали частицы с явным очарованием ($c\bar{u}$, $c\bar{d}$ и т. п.). Все необходимое заключалось просто в прямом экспериментальном наблюдении очарованных частиц, и вопрос был: «Где они?» *).

8. ОТКРЫТИЕ ОЧАРОВАНИЯ

а) Ч т о мы и щ е м?

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

$$1834 < m_D < 1900 \text{ Мэв.} \quad (13)$$

К нижнему пределу пришли, вновь заметив, что ψ' (3684) 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, то продукты распада очарованных частиц должны были содержать преимущественно странные частицы, такие, как K -мезоны. Были все основания считать, что очарованные D -мезоны, например, должны иметь следующие идентифицируемые моды распада:

$$D^0 \rightarrow K^-\pi^+, \quad D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+, \quad D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+. \quad (14)$$

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.

В нашем сотрудничестве на СПИРе велись поиски этих признаков очарования при ограниченной статистике, полученной до открытия ψ -частиц, но они оказались безуспешными. Когда после открытия ψ -частиц за 1975 г. была набрана новая статистика, стало очевидно, что попытку следует повторить, обращая особое внимание на результаты, полученные при энергиях, близких к порогу рождения очарования, где простейшие очарованные мезоны рождались бы без серьезных маскирующих эффектов от посторонних процессов. Поскольку академический 1975—1976 г. я провел в ЦЕРНе, эта глава в истории очарованных частиц принадлежит моим сотрудникам.

б) О ч а р о в а н н ы й м е з о н

Новый поиск очарованных частиц начался в 1976 г. Он основывался на гораздо большей статистике и на улучшенном методе различения π -и K -мезонов в детекторе «Марк-І». Положительные результаты не заставили себя долго ждать. Сначала появился резонанс в массовом распределении двухчастичной системы $K^\pm\pi^\mp$ для многочастичных событий²⁸. Он показан на рис. 17. Это было первое прямое указание на то, что могло бы быть D -мезоном, так как масса 1865 Мэв попадала как раз в нужный интервал. Если это был D^0 , то процесс его рождения выглядел, по-видимому, так:

$$e^+e^- \rightarrow D^0\bar{D}^0 + X, \quad (15)$$

*) О возможном случае рождения очарованного бариона сообщали Каццоли др.²⁷.

где X обозначает все остальные частицы. D^0 или \bar{D}^0 должен затем в некоторых случаях распадаться на наблюдаемые $K^+\pi^-$ или $K^-\pi^+$. Данные давали для относительной вероятности такого двухчастичного распада значение около 2%. Относительная вероятность низковата по сравнению с предсказанием модели очарования, но расхождение не является пугающим. Измеренная ширина согласуется с разрешением нашего прибора, которое в этом случае определялось импульсным разрешением детектора,

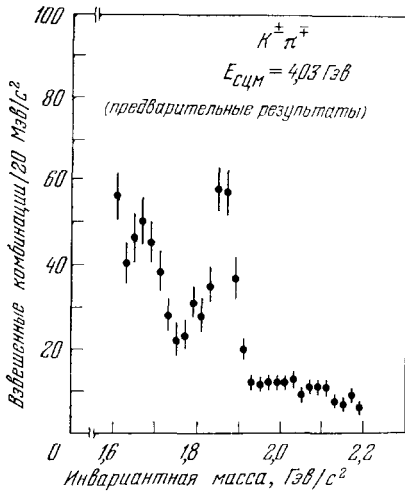


Рис. 17. Распределение по инвариантной массе для системы $K^\pm \pi^\mp$ в многочастичных конечных состояниях. Пик при массе 1865 Мэв — D^0 -мезон.

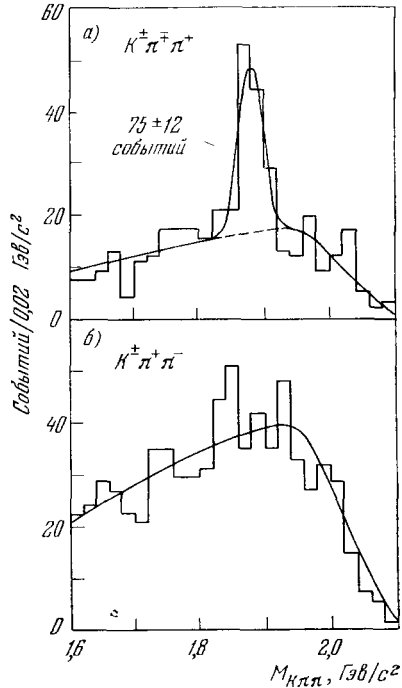


Рис. 18. Распределение по инвариантной массе для системы $K\pi\pi$.

D^\pm виден на графике рис. а) с пионами одного знака и отсутствует на графике рис. б) с пионами противоположного знака.

а не более тонким энергетическим разрешением пучков. Измеренная верхняя граница полуширины оказалась около 40 Мэв. Истинное значение вполне может быть много меньше, как того и требует слабый распад D -мезона.

Дальнейший анализ данных дал еще две находки, убеждавшие в правильности исходных предположений. Первая из них — резонанс в системах $K^+\pi^-\pi^+\pi^-$ или $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$, который, видимо, отвечает другой моде распада D^0 , так как его масса тоже 1865 Мэв. Вторая — открытие заряженных компонент D^0 ²⁹, которые наблюдались при немного большей массе 1875 Мэв в следующих каналах распада:

$$D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+, \quad D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-. \quad (16)$$

Данные по заряженным D -состояниям показаны на рис. 18. Важно отметить, что эти состояния не наблюдаются в трехчастичном распаде, когда у пионов противоположные знаки:

$$D^+ \rightarrow K^+\pi^-\pi^+, \quad D^- \rightarrow K^-\pi^+\pi^-. \quad (17)$$

Это в точности 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:

$$D^* \rightarrow D + \pi, \quad D^* \rightarrow D + \gamma. \quad (18)$$

Поскольку мы уже несколько раз упоминали о возможности гораздо большей, чем у ψ и ψ' , ширины ψ -подобных состояний с массами, превышающими массу ψ' (3684), так как они могут сильно распадаться на очарованные частицы, интересно отметить, что это рассуждение теперь подтверждено в случае с ψ''' (4030). Теперь, в сущности, ясно, что основными модами распада этой частицы являются:

$$\begin{aligned} \psi'''(4030) &\rightarrow D^0 \bar{D}^*, \\ &\rightarrow D^* \bar{D}^0, \\ &\rightarrow D^* \bar{D}^*. \end{aligned} \quad (19)$$

Последним свидетельством в пользу интерпретации данных как очарованного мезона явилось наблюдение предсказанного для D -распада нарушения четности. В распаде $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ у K и π нулевые спины и отрицательные внутренние четности. Это означает, что, если у D^0 имеется спин, то он проявится как орбитальный момент $K\pi$ -системы и, таким образом, четность D^0

$$P = (-1)^J, \quad (20)$$

где J — спин D^0 . Анализ данных по трехчастичным распадам $D^\pm \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ или $K^+ \pi^- \pi^-$ показал, что четность не может быть такой, как указано выше, и, следовательно, в распаде D -мезона должно быть нарушение четности **).

Экспериментальные данные, описанные здесь, поразительным образом согласуются с предсказаниями модели четырех кварков, или очарования, и почти нет сомнений в том, что очарованные частицы действительно обнаружены. В дополнение к этим очарованным мезонам, открытым на СПИРе, из лаборатории им. Ферми недавно поступила информация о том, что группа, работающая под руководством Воинонга Ли обнаружила первый очарованный барион (см. ³⁰), точнее, антибарион, названный $\bar{\Lambda}_c$, так как он является очарованным аналогом $\bar{\Lambda}$.

9. НАБЛЮДЕНИЕ СТРУЙ

Хотя эта тема и не связана непосредственно с новыми частицами, она имеет прямое отношение к вопросу о справедливости кварковой модели. Как я уже говорил, картина e^+e^- -аннигиляции в кварковой модели говорит о том, что адроны в конечном состоянии получают не непосредственно из виртуального фотона в промежуточном состоянии, а из пары кварк-антикварк, которая сначала создается из электромагнитного фэйрбола, а затем уже из нее формируются конечные адроны. Эти адроны рождаются с малыми поперечными импульсами по отношению к направлению qq

) Статьи по распадам D^ и ψ''' сейчас готовятся к печати группой СЛАК — ЛБЛ.

**) Строго говоря, это рассуждение небезупречно. Если D^+ не принадлежит к тому же изотопическому дублету, что и D^0 , сравнение распадов D^+ и D^0 не дает никакой информации о нарушении четности. Однако близость масс D^+ и D^0 делает их связь весьма вероятной.

и, как показано на рис. 19, если энергия достаточно велика, формируют две коллимированных струи частиц, оси которых лежат вдоль исходных направлений $q\bar{q}$.

На СПИРе мы анализировали наши данные при самых больших энергиях³¹, определяя для каждого события направления, которые минимизируют поперечные импульсы всех наблюдаемых частиц. При таком методе анализа определяется величина, которую мы назвали «сферичностью», связанная с квадрупольным моментом распределения частиц в импульсном пространстве. Чем отчетливее струйная структура события, тем меньше сферичность. На рис. 20 данные сравниваются с моделью струй и с «изотропной» моделью, не имеющей обра-

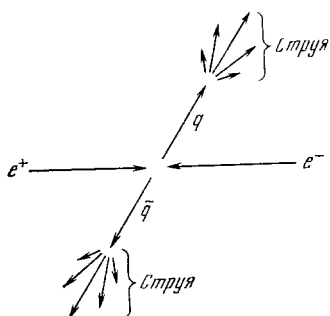


Рис. 19. Рождение струй в кварковой модели.

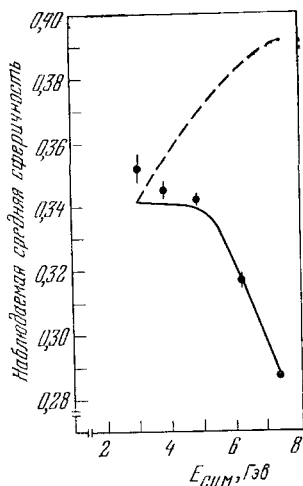


Рис. 20. Средняя сферичность многоадронных событий в зависимости от энергии в системе центра масс.

Сплошная кривая ожидается в модели струй, а штриховая кривая отвечает модели изотропного фазового пространства.

зований типа струй. С ростом энергии события все больше обнаруживают струйную структуру, как и требуется. В результате получилось отличное согласие не только в общих чертах, но и в том, что угловое распределение струй согласуется с $(1 + \cos^2 \theta)$ -распределением, которое ожидается, если струи порождаются частицами со спином $1/2$.

Кроме того, при определенной настройке пучки в накопительных кольцах СПИР становятся поляризованными, причем спины электронов ориентированы параллельно, а позитронов — антипараллельно удерживающему магнитному полю кольца. При такой поляризации может возникнуть азимутальная асимметрия направлений рождения частиц относительно направления пучков. Струи, измеренные в таких условиях, также продемонстрировали азимутальную асимметрию, ожидаемую для случая, когда у начальных частиц спин равен $1/2$.

Далее, отдельные адроны внутри струй тоже проявляют асимметрию³². Ясно, что чем больше импульс адрона, тем точнее он следует направлению, определенному кварком. Детально изучив рождение пионов, мы смогли установить, что, по мере того, как импульс пиона приближается к максимально возможному при данной энергии ускорителя значению, азимутальная асимметрия достигает максимума, ожидаемого для частиц со спином $1/2$. Это иллюстрируется рис. 21.

Я считаю замечательным тот факт, что набор адронов, каждый из которых имеет целый спин, демонстрирует угловое распределение,

ожидаемое при рождении пары частиц со спином $1/2$. Такое поведение возможно и без предположения о существовании кварков (спиральность конечного состояния в направлении частицы или струи должна равняться 1), но любое другое объяснение кажется сложным и надуманным.

С моей точки зрения, наблюдение струй в e^+e^- -аннигиляции является одним из сильнейших свидетельств в пользу того, что адроны обладают внутренней структурой.

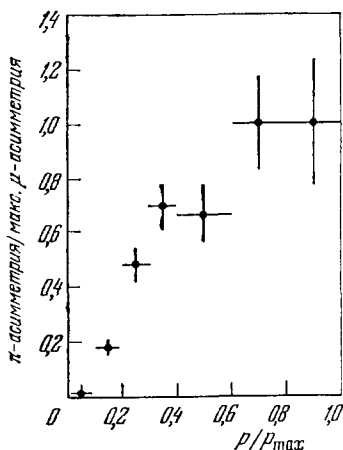


Рис. 21. Параметр азимутальной асимметрии для пионов, нормированный на асимметрию рождения μ -пар, в зависимости от доли импульса пиона.

щих 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 объясняются в предположении о возможности игнорировать взаимодействие адронов в конечном состоянии. Почему все это так просто, в то время как сами кварки, по-видимому, заперты в адронах и не наблюдаются в свободном состоянии, — один из центральных вопросов физики сильных взаимодействий.

Однако мы знаем уже сейчас, 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 5,1, а не $3^{1/3}$, как того требует модель очарования. Поскольку к тому же $R = 3^{1/3}$ достигается в теории только при очень высоких энергиях, то разница между 5,1 и $3^{1/3}$ слишком велика, чтобы быть просто объясненной. В то же время в наших данных имеется класс событий ($\mu - e$ -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 приводят к вопросу о том, сколько существует кварков и лептонов.

Существуют два подхода к этому вопросу. Сторонники одного утверждают, что система кварков полна или близка к полноте и хоть, быть может, и будет обнаружено еще некоторое число кварков, но существует малое число неделимых элементов, среди которых и нынешние четыре, и все сильновзаимодействующие частицы построены из этих элементарных и неделимых объектов. Сторонники другого подхода говорят, что сами кварки, возможно, построены из чего-то еще меньшего, и что мы будем вечно двигаться по пути нахождения все меньших целостных объектов внутри уже обнаруженных.

10. ВЫВОДЫ И ПРОБЛЕМЫ

Эксперименты последних двух лет на встречных электрон-позитронных пучках не оставили, как я думаю, 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 струй — все это является очень сильной поддержкой для идей кварковой модели структуры адронов и для четырехкваркового варианта этой модели. С моей точки зрения, одна из самых замечательных черт кварковой модели состоит в том, что она правильно объясняет огромную совокупность данных о сильновзаимодействующих

На эти и другие вопросы, касающиеся структуры частиц, возможно ответит новое поколение машин со встречными e^+e^- -пучками, которые сейчас строятся в ДЭЗИ и СЛАКе и которые достигнут энергий 35—40 Гэв в СЦМ. Эксперименты на этих ускорителях начнутся через 4—5 лет и они должны непосредственно ответить на вопросы о существовании новых плато у R , новых частиц типа чармония и новых лептонов.

Еще более фундаментальные вопросы, которые я считаю более интересными, чем вопрос о числе кварков, может быть, и не будут решены в экспериментах на строящихся сейчас ускорителях. Эти вопросы относятся к возможности создания единой картины сил природы: гравитации, слабых, сильных и электромагнитных взаимодействий. Вайнберг³³ и Салам³⁴ создали первые модели единой теории слабого и электромагнитного взаимодействия. Были попытки создать единую картину слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий, но более примитивные, чем модель Вайнберга — Салама, так как проблема сложнее, но все же начало было положено. Экспериментальная информация, которая понадобится для проверки и подтверждения этих теорий, почти наверное потребует еще больших энергий: несколько сотен гигаэлектрон-вольт в системе центра масс и опять, я думаю, для системы e^+e^- . Если какая-нибудь из этих теорий справедлива при очень высоких энергиях, то наша единственная правильная теория поля — квантовая электродинамика — должна обязательно нарушаться, и я замкну круг, вернувшись к первому эксперименту, который я хотел выполнить, начиная самостоятельные исследования *).

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. 33, 1404 (1974).
2. J.-E. Augustin et al., *ibid.*, p. 1406.
3. G. S. Abrams et al., *ibid.*, p. 1435.
4. B. Richter, in: Proc. of the 17th Intern. Conference on High Energy Physics (London, 1974), v. IV, 1974, p. 37.
5. J. Ellis, *ibid.*, p. 20.
6. A. M. Boyarsky et al., Phys. Rev. Lett. 34, 1357 (1975).
7. V. Luth et al., *ibid.* 35, 1124.
8. B. Jean-Marie et al., *ibid.* 36, 291 (1976).
9. A. M. Boyarsky et al., *ibid.*, p. 291.
10. R. F. Schwitters, in: Proc. of the 1975 Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Stanford University, August 1975.
11. W. Braunschweig et al., Phys. Lett. B57, 407 (1975).
12. B. H. Wiik, цит. в¹⁰ сборник.
13. J. Heintze, *ibid.*
14. W. Tanenbaum et al., Phys. Rev. Lett. 35, 1323 (1975).
15. S. Whitaker et al., *ibid.* (in press).
16. G. H. Trilling, in: Proc. of the SLAC Summer Institute on Particle Physics, Stanford University, 1976.
17. D. H. Badtke et al., Paper submitted to the 18th Intern. Conference on High Energy Physics, Tbilisi, 1976.
18. J. Siegrist et al., Phys. Rev. Lett. 36, 700 (1976).
19. D. Amati et al., Phys. Lett. 11, 190 (1964).
20. J. D. Bjorken, S. L. Glashow, *ibid.*, p. 255.
21. Z. Maki, Y. Ohnuki, Progr. Theor. Phys. 32, 144 (1964).

*) В заключение я хочу выразить благодарность тем, кто много помогал мне на моем пути в физике элементарных частиц и о ком я еще не упоминал. Это Осборн, руководитель моей диссертации; Курант и Сесслер, которые помогли мне понять тайны поведения пучков в накопительных кольцах; Дрелл и Бьёркен, которые направляли мои усилия в изучении теоретической физики; Сэндс, который помогал мне проектировать накопительные кольца и чья поддержка помогала мне продолжать работу в нелегкие годы ожидания фондов на постройку; Пановский, который был директором ЛФВЭ, а сейчас директор СЛАКа, без чьей поддержки и желания видеть хорошую физику не было бы СПИРа, и Лайроуз Рихтер — жена, друг и советчик.

22. Y. H a r a, Phys. Rev. **B134**, 701 (1964).
23. S. L. G l a s h o w et al., *ibid.* **D2**, 1285 (1970).
24. M. K. G a i l l a r d, B. L e e, J. L. R o s n e r, Rev. Mod. Phys. **47**, 277 (1975).
25. T. A p p l e q u i s t et al., Phys. Rev. Lett. **34**, 1125 (1975).
26. E. E i c h t e n et al., *ibid.*, p. 369.
27. E. C a z z o l i et al., *ibid.*, p. 1125.
28. G. G o l d h a b e r et al., *ibid.* **37**, 255 (1976).
29. I. P e r u z z i et al., *ibid.*, p. 569.
30. B. K n a p p et al., *ibid.*, p. 882.
31. G. H a n s o n et al., *ibid.* **35**, 1609 (1975).
32. R. F. S c h w i t t e r s et al., *ibid.*, p. 1320.
33. S. W e i n b e r g, *ibid.* **19**, 1264 (1967).
34. A. S a l a m, in: Proc. of the 8th Nobel Symposium, Lerum, May 1968, p. 367.