

НОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ 1976 ГОДА

539.12.01

ОТКРЫТИЕ J -ЧАСТИЦЫ*

(Личные впечатления)

С. Тинг

СОДЕРЖАНИЕ

1. Фотоны и тяжелые фотоны	227
2. Новые частицы	232
а) Требования к эксперименту (233). б) Пучок (233). в) Конструкция детектора электронных пар (234). г) Работа детектора (239). д) Первые сообщения о полученных результатах (242). е) Свойства J -частицы (245).	
3. Некоторые последующие события	246
4. Заключение	247
Цитированная литература	248

1. ФОТОНЫ И ТЯЖЕЛЫЕ ФОТОНЫ

Взаимодействие света с веществом с древнейших времен было предметом внимания физиков. В качестве примера можно привести Мо Цзы (книга мастера Мо, династия Чу, Китай, IV век до н. э.) **. В двадцатом веке исследование световых лучей привело к многим фундаментальным открытиям в физике. Первая Нобелевская премия по физике была вручена Рентгену в 1901 г. за открытие X-лучей.

В наши дни, начиная с работ Дирака, нами осознана возможность рождения электрон-позитронных пар энергичными квантами света. Работы Лэмба и Ризерфорда явились важным шагом на пути к пониманию природы взаимодействия между фотонами и электронами. Изящная формулировка квантовой электродинамики, принадлежащая Томонаге, Швингеру и Фейнману, Дайсону, Вайскопфу и др., позволила рассчитать наблюдаемые эффекты, связанные с собственным электромагнитным полем электрона.

В последние десять лет в связи с появлением гигантских электронных ускорителей, совершенных детекторов, позволяющих отличать электроны от других частиц, и, наконец, встречных электрон-позитронных накопительных колец мы узнали много нового о природе взаимодействия высокоэнергетических квантов света с элементарными частицами. Изучение взаимодействия света со светоподобными частицами (так называемыми

*) Samuel C. C. T i n g, The Discovery of the J Particle. A Personal Recollection. Nobel Lecture, December 11, 1976, in: Les Prix Nobel en 1976, Stockholm, 1977, pp. 76—106. Перевод А. Э. Асратяна.

Сэмюел Ч. Ч. Тинг работает в Массачусетском технологическом институте, Кембридж, США, и в ЦЕРНе, Женева, Швейцария.

**) См., например. 45.

векторными мезонами, или тяжелыми фотонами) в конце концов привело к открытию нового семейства элементарных частиц, первой из которых явилась J -частица.

Первые представления о световых квантах и роли, которую они играют в атомной физике, я получил из классической книги «Атомные спектры» Гердберга¹, с которой я впервые познакомился летом 1957 г. в Нью-Йорке, будучи студентом. Уже перед самым окончанием колледжа в подарок от отца на Рождество я получил в переводе на английский язык книгу Ахиезера и Берестецкого «Квантовая электродинамика»². В мои студенческие годы в Мичигане я детально проработал эту книгу и самостоятельно вывел некоторые формулы. Позднее, работая в Колумбийском университете, я с большим интересом прочел работу Дрелла³, указавшего возможности проверки квантовой электродинамики на малых расстояниях в опытах на электронных ускорителях высоких энергий. Мною совместно с С. Дж. Бродским⁴ были проведены теоретические расчеты, позволяющие выделить вклад определенного класса фейнмановских диаграмм в процессе мюонного рождения трех мюонов.

Существуют два принципиально различных метода проверки теории взаимодействия между фотонами, электронами и мюонами. Низкоэнергетический метод, применяемый, например, в опытах по измерению лэмбовского сдвига или аномального магнитного момента, позволяет с высокой точностью проверять теорию на больших расстояниях (при малых передачах импульса). Например, в последнем опыте по измерению аномального магнитного момента мюона, проведенном в ЦЕРН Пикассо и др.^{5, 6}, получен результат

$$\frac{g-2}{2} = 0,001165922 \pm 0,000000009 \quad (\text{точность } 10^{-6}).$$

Этот результат можно сравнить с теоретическим предсказанием квантовой электродинамики с учетом поправок за счет сильных и слабых взаимодействий. Вычисление приводит к результату

$$\frac{g-2}{2} = 0,001165921 \pm 0,000000010.$$

Высокая точность как экспериментально полученной, так и теоретически рассчитанной величин и, главное, их совпадение есть почти фантастическое достижение как теории, так и эксперимента.

Другой метод проверки квантовой электродинамики связан с изучением процессов при больших передачах импульса. В экспериментах такого типа, для которых характерна меньшая точность, проверяется справедливость КЭД при больших переданных импульсах, что, как это следует из соотношения неопределенностей $\Delta x \cdot \Delta p \approx \hbar$, соответствует малым расстояниям. В один из таких процессов, а именно процесс рождения e^+e^- -пар фотонами высоких энергий в кулоновском поле ядра, вносят вклад как электромагнитное, так и сильное взаимодействия. Должным образом выбирая кинематические критерии отбора, можно выделить электромагнитный вклад, понизив вклад сильных взаимодействий до уровня нескольких процентов. Импульс, переданный в электронный пропагатор, по порядку величины равен 1 Гэв ; он прямо связан с инвариантной массой e^+e^- -пары. Сечение рождения пар в КЭД имеет порядок α^3 ($\alpha = 1/137$). Поскольку сечение имеет малость α^3 , для получения достаточного числа событий в эксперименте должен использоваться пучок с высокой интенсивностью. Детектор с большим угловым акцептансом необходим не только для получения достаточного числа событий, но также для усреднения по углу вылета вторичных частиц.

Инвариантная масса пары частиц, вылетающих из одной точки, может быть получена после измерения импульсов частиц p_1 и p_2 , их углов вылета по отношению к падающему пучку θ_1 , θ_2 и одновременной идентификации обеих частиц, позволяющей определить их массы. Инвариантная масса пары определяется соотношением

$$m^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2[E_1 E_2 - p_1 p_2 \cos(\theta_1 + \theta_2)],$$

где E_i — полная энергия частицы.

Спектрометр включает два плеча, одновременно измеряющие импульсы частиц p_1 и p_2 и их углы вылета θ_1 и θ_2 . По причинам технического порядка положение каждого плеча фиксируется заранее. Это сильно ограничивает области регистрации углов θ_1 и θ_2 . Настройка на различные инвариантные массы производится варьированием выбранных значений импульсов p_1 и p_2 .

Когда корреляция между двумя частицами отсутствует, распределение по инвариантной массе m представляет собой гладкую функцию. «Узкий» резонанс выглядит как острый пик на фоне этого гладкого распределения, а «широкий» резонанс приводит к более размытому максимуму. Идентификация частиц в спектрометре производится посредством:

1) измерения заряда и импульса частицы по ее траектории в магнитном поле;

2) определения для данной траектории массы частицы путем измерения ее скорости с последующим использованием соотношения $p = mv$.

Скорость может быть измерена с помощью черенковских счетчиков, использующих эффект Черенкова. В случае электронов можно дополнительно использовать то обстоятельство, что они участвуют только в электромагнитных взаимодействиях. Проходя через толщу свинца, имеющего большую плотность, электрон теряет всю свою энергию в процессе каскадного рождения фотонов. Таким образом, световая энергия, выделяющаяся в комбинированном свинцово-люцитном ливневом счетчике (или свинцово-стеклянном счетчике), пропорциональна энергии электрона.

В октябре 1965 г. В. Енчке, директор ускорительной лаборатории в Гамбурге (ДЭЗИ), пригласил меня для проведения моего первого эксперимента по рождению e^+e^- -пар⁷.

Использованный нами детектор показан на рис. 1. Он обладает следующими свойствами, существенными для экспериментов этого типа:

1) он может быть использован в фотонном пучке с интенсивностью $\sim 10^{11}$ $\gamma/\text{сек}$ с продолжительностью рабочего цикла в 2—3%;

2) акцептанс очень велик и не ограничивается размерами магнитов или защитой, а определяется лишь сцинтилляционными счетчиками;

3) расположение всех счетчиков таково, что их поверхности закрыты со стороны мишени;

4) для того чтобы исключить адронные пары, между черенковскими счетчиками помещены магниты, так что электроны от взаимодействий пионов с газом в первой паре счетчиков LC , RC отклоняются магнитом MA и не попадают во вторую пару счетчиков HL , HR . Аналогичные низкоэнергетические электроны из счетчиков HL , HR отбрасываются с помощью ливневых счетчиков. Большое количество черенковских и ливневых счетчиков позволяет дополнительно удостовериться в том, что все адронные пары отброшены. Поскольку черенковский счетчик регистрирует электроны со 100%-ной эффективностью, тот факт, что выход e^+e^- -пар с трех черенковских счетчиков равен их выходу с четырех счетчиков, подтверждает, что в образце содержатся только e^+e^- -пары. Уровень подавления спектрометром фона от адронных пар составляет $\gg 10^8$.

После завершения этого эксперимента, показавшего, что квантовая электродинамика правильно описывает процесс рождения пар вплоть

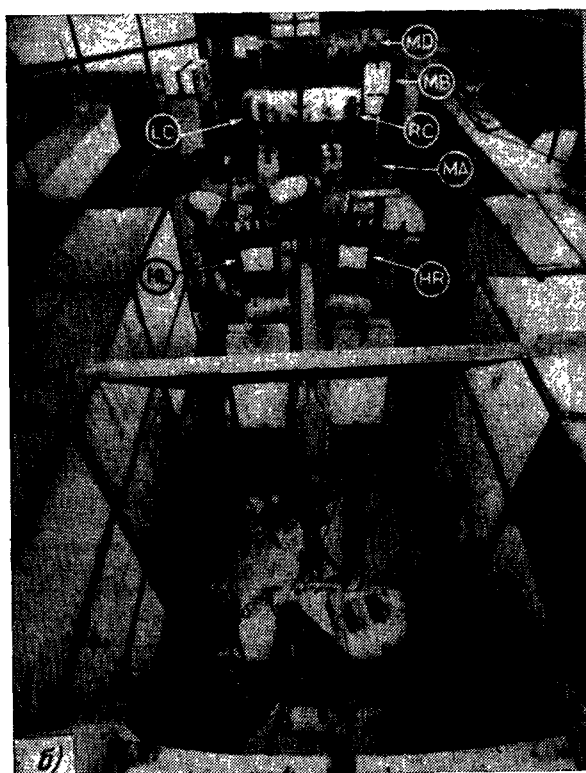
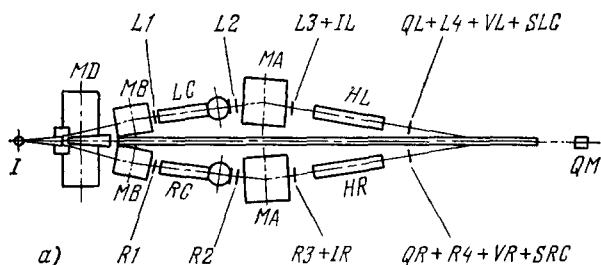


Рис. 1. а) Схема спектрометра (MD , MA , MB — дипольные магниты; $L1$ — $L4$ и $R1$ — $R4$ — триггерные счетчики; LC , RC и HL , HR — пороговые черенковские счетчики с большой апертурой; SLC , SRC — ливневые счетчики; TL , QL , VL и QR , VR — годоскопы; QM — счетчик γ -квантов; б) общий вид моей первой установки в ДЭИ (указаны положения LC , RC , HL , HR , MA , MD . Физик слева — д-р Смит, справа — д-р Джордан).

рины ρ , ω , ϕ равны соответственно ~ 100 , 10 и 5 Мэв. Эти частицы замечательны тем, что все они имеют одни и те же квантовые числа:

*) С теоретической точки зрения вопрос о лептонных распадах векторных мезонов рассматривается в работах ⁴⁶.

до расстояний порядка 10^{-14} см, мы настроили магниты спектрометра так, чтобы наблюдаемое среднее значение инвариантной массы пары находилось вблизи 750 Мэв. Мы зарегистрировали значительное увеличение выхода e^+e^- -пар, что, как могло показаться, противоречит предсказаниям КЭД. Это отклонение вызвано увеличением вклада сильных взаимодействий, связанным с фотонным рождением массивной «фотоподобной» частицы, ρ -мезона, распадающейся по каналу e^+e^- с вероятностью порядка α^2 ⁶⁻⁸ *). Для того чтобы убедиться в этом, мы дополнительно произвели измерения при большем угле между направлениями e^+ и e^- и обнаружили еще большее отклонение от КЭД. Этого можно было ожидать, поскольку с увеличением угла разлета вклад чисто электромагнитного процесса падает быстрее, чем процесса с рождением ρ -мезона.

После первого наблюдения распада $\rho \rightarrow e^+ + e^-$ последовала целая серия экспериментов моей группы, посвященных этому вопросу ⁹⁻¹². Тяжелые фотоны ρ , ω , ϕ можно рассматривать как резонансные состояния $\pi^+\pi^-$ (ρ), $\pi^+\pi^-\pi^0$ (ω), K^+K^- или $\pi^+\pi^-\pi^0$ (ϕ) с довольно коротким временем жизни, по порядку величины равным 10^{-23} — 10^{-24} сек. Ши-

J (спин) = 1, C (зарядовая четность) = -1 , P (пространственная четность) = -1 . Таким образом, их единственное отличие от квантов света состоит в ненулевой массе. Масса ρ равна ~ 760 Мэв, массы ω и ϕ — соответственно ~ 783 и $\sim 1019,5$ Мэв.

Как показывает опыт, рождение тяжелых фотонов фотонами на нуклонах и ядрах происходит через дифракционный процесс, имеющий много общего с классическим процессом рассеяния света на черном диске. В опытах по фоторождению тяжелых фотонов и наблюдению их распадов по каналу e^+e^- измеряются константы связи каждого тяжелого фотона



Рис. 2. Первоначальная контрольная комната в ДЭЗИ.

На фотографии показаны мисс Шульц, д-р Беккер и д-р Роде. Все они работали в моей группе последние 10 лет.

с фотоном. Интерференция между конечными состояниями e^+e^- от распада тяжелого фотона и от чисто электромагнитного процесса позволяет измерить амплитуду рождения тяжелого фотона. Интерференция между этими амплитудами качественно аналогична классической интерференции от двух щелей, где перед одной из щелей помещен кусок стекла (соответствующий процессу $\gamma \rightarrow \rho \rightarrow \gamma \rightarrow e^+e^-$), нарушающий интерференционную картину. Чисто электромагнитным парам при этом соответствует картина при отсутствии стекла перед щелью. Интерференция между $\rho(2\pi) \rightarrow e^+ + e^-$ и $\omega(3\pi) \rightarrow e^+ + e^-$ и интерференция между $\rho(2\pi) \rightarrow 2\pi$ и $\omega(3\pi) \rightarrow 3\pi$ позволяет измерить силу несохранения изоспина в электромагнитных взаимодействиях *).

В процессе проведения этих экспериментов, поскольку ширины ω и ϕ составляют всего ~ 10 и ~ 5 Мэв, мы довели разрешение детектора по массе до ~ 5 Мэв.

Для некоторых измерений характерна очень низкая скорость набора статистики. В одном опыте, в котором мы изучали спектр масс e^+e^- в области выше масс ρ - и ω -мезонов, выход e^+e^- -пар равнялся примерно одному событию в день при полной интенсивности пучка. При этом на протяжении примерно полугода вся лаборатория работала только над нашим

*) Обзор более ранних исследований по $\rho - \omega$ -интерференции дан в работах

экспериментом. При такой скорости набора статистики часто случалось, что за 2—3 дня не наблюдалось ни одного события и, наоборот, иногда было 2—3 события в день. Именно во время этого эксперимента у нас выработалась традиция проверять все питающие напряжения вручную каждые 30 минут и калибровать спектрометр посредством измерения выхода чисто электромагнитных пар каждые 24 часа. Для того чтобы обеспечить стабильную работу детектора, питающие его напряжения никогда не отключались и физики дежурили на нем посменно даже тогда, когда ускоритель по техническим причинам останавливался. В связи с этим у нас на протяжении многих лет была своя автономная система заземления. Контрольная комната в опытах этой серии показана на рис. 2.

Некоторые количественные результаты описанных выше опытов можно объяснить, предположив, что существуют три типа фундаментальных «строительных блоков», известных под названием кварков, из которых построены различные элементарные частицы. Взаимодействия между фотонами, тяжелыми фотонами и ядерной материей есть результат взаимодействий между кварками.

Сакураи^{13, 14} впервые выдвинул предположение, согласно которому электромагнитные взаимодействия элементарных частиц происходят через тяжелые фотоны (векторные мезоны) в промежуточном состоянии *).

2. НОВЫЕ ЧАСТИЦЫ

После многих лет работы мы приобрели опыт, позволивший проводить опыты в фотонном пучке высокой интенсивности (10^{11} $\gamma/\text{сек}$) с 2—3%-ным рабочим циклом с детектором с высоким аксептансом по массе и хорошим

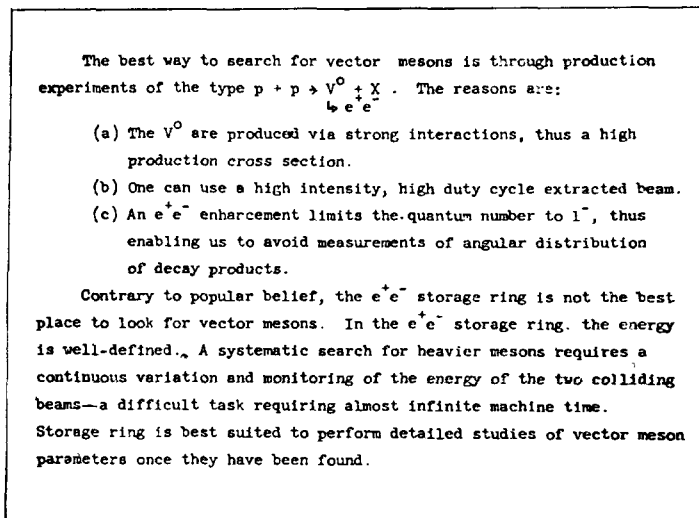


Рис. 3. Четвертая страница предложения № 598, представленного в Брукхейвенскую лабораторию в начале 1972 г. и принятого в мае того же года, на которой изложены некоторые соображения в пользу проведения опыта в протонном пучке с медленным выводом.

массовым разрешением ($\Delta M = 5$ M_{π}), способным выделять e^+e^- -пары при наличии фона от $\pi^+\pi^-$, превышающего эффект более чем в 10^8 раз.

*) Прекрасный обзор ранних работ по этому вопросу содержится в работе⁴⁸.

Теперь возникает простой вопрос: сколько существует тяжелых фотонов? Каковы их свойства? Мне кажется почти невероятным, что их может быть всего три, — тем более, что массы всех трех близки к 1 Гэв . С целью получить ответы на эти вопросы я провел ряд обсуждений внутри нашей группы, касавшихся постановки новых опытов. В конце концов я решил, что прежде всего необходимо провести большой эксперимент на протонном ускорителе Брукхейвенской лаборатории в 1971 г. для поиска новых тяжелых фотонов по распадной моде e^+e^- в диапазоне масс до 5 Гэв . На рис. 3 приведена одна страница выдвинутого мной предложения, на которой изложены некоторые соображения в пользу того, что опыт лучше проводить не в фотонном пучке, а в протонном пучке или во встречных пучках строившегося в то время ускорителя ДЭЗИ.

Насколько мне известно, впервые рождение e^+e^- -пар в адронных столкновениях исследовалось группой Зикики^{15, 16}. Именно эта группа впервые предложила ливневый метод, позволяющий надежно отличать электроны от пионов¹⁷ (см. также¹⁸). Позже группа Ледермана изучала рождение мюонных пар в протон-ядерных столкновениях¹⁹. С теоретической точки зрения этот вопрос был впервые исследован Препаратой*), Дреллом и Яном²⁰ и другими. Теперь позвольте мне обратиться к опыту, в котором была обнаружена J -частица^{21, 22**}).

а) Требования к эксперименту

Сделаем следующие четыре замечания относительно эксперимента по поиску частиц с малой шириной в широком диапазоне энергий:

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^+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/сек).

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

4) Для детектора с ограниченным аксептансом 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 СЦМ процесса^{23, 24}. Если далее ограничиться случаем, когда e^+e^- в СЦМ вылетают перпендикулярно к направлению пучка, легко получить, что распадающиеся e^+e^- в лабораторной системе вылетают под углом $14,6^\circ$, если энергия протонов равна $28,5 \text{ Гэв}$, независимо от массы распадающейся частицы.

б) Пучок

На рис. 4 представлена схема интенсивного протонного пучка с медленным выводом Брукхейвенского синхротрона в период 1973—1974 гг. Для нашего эксперимента (№ 598) был отведен отдельный канал (канал А). Беседа с А. Н. Дидденсом, который в своей работе использовал пучок с медленным выводом на протонном синхротроне в ЦЕРН, помогла мне понять, как получить чистый пучок с малым поперечным сечением. Он

*) Одно из первых теоретических исследований по рождению лептонных пар в $p\bar{p}$ -столкновениях было проведено в работе⁴⁹.

**) См. также⁵⁰.

посоветовал мне фокусировать пучок с помощью магнитов и не использовать для этой цели коллиматоров.

Пучок, использовавшийся в нашем эксперименте, имел интенсивность до 2×10^{12} протонов на цикл и поперечное сечение 3×6 мм². Положение пучка мониторировалось с помощью телевизионной системы. Стабильность

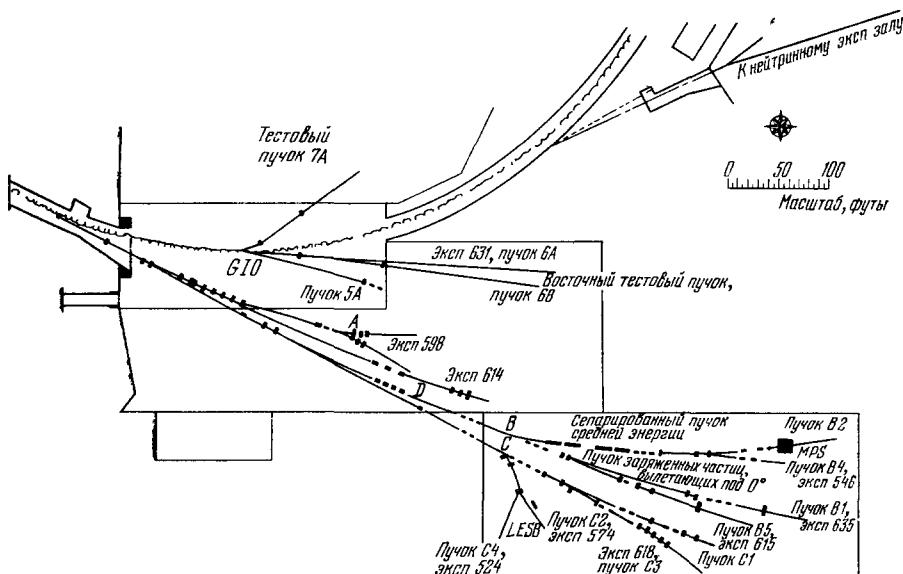


Рис. 4. Восточный экспериментальный зал Брукхейвенского ускорителя. Эксперимент группы МИТ имеет номер 598 и расположен в конце мишенной станции А. № 614 — эксперимент профессора Шварца (см. 60).

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. Счетчик вторичной эмиссии калибровался ежедневно с фольгой А1 и С.

в) Конструкция детектора электронных пар

Многолетний опыт подсказывал нам, что детектор электронных пар, способный работать в интенсивном пучке и в то же время имеющий большой массовый аксептанс и высокое разрешение по массе, лучше всего построить в виде спектрометра с двумя плечами, расположив большинство счетчиков за магнитами так, чтобы они были закрыты непосредственно со стороны мишени. Для того чтобы упростить анализ и добиться лучшего разрешения по массе, мы «развязали» импульс и угол вылета, расположив магниты так, чтобы они отклоняли частицы в вертикальной плоскости, тогда как угол вылета измеряется в горизонтальной. Вид установки в плане дан на рис. 5, а, вид сбоку — на рис. 5, б.

Спектрометр обладает следующими основными свойствами:

1) **Мишень**. 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 мишени также позволяет эффективнее отбрасывать пары за счет случайных наложений.

2) **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 .

3) **Камеры** A_0 , A , B и C представляют собой проволочные пропорциональные камеры. Они состоят из более чем 8000 тонких позолоченных проводников, раздвинутых между собой на 2 мм, каждый из которых связан со своим усилителем и своей системой декодировки. Расположение камер показано на рис. 6. 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

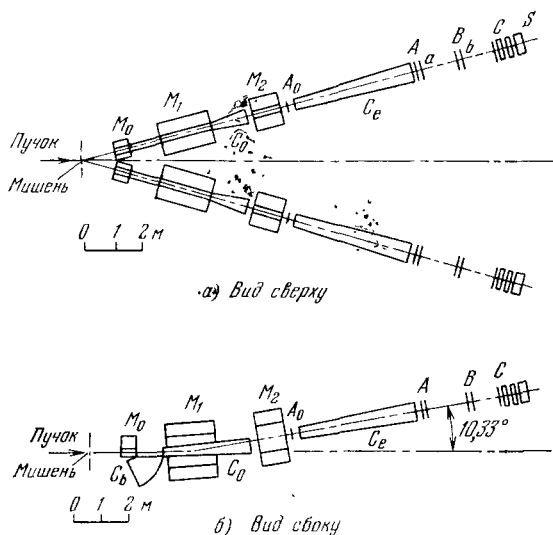


Рис. 5. Схематический вид двухплечевого спектрометра, на котором была открыта J -частица. M_0 , M_1 , M_2 — дипольные магниты; A_0 , A , B и C — проволочные пропорциональные камеры; a и b — годоскопы 8×8 ; S — три ряда ливневых и стеклянных счетчиков; C_0 , C_1 и C_2 — газовые черенковские счетчики.

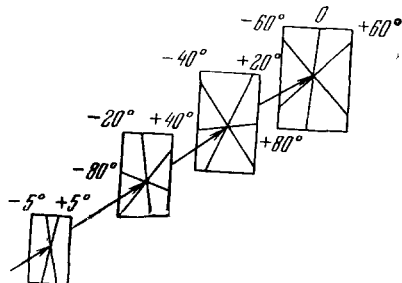


Рис. 6. Относительная ориентация плоскостей проводников в пропорциональных камерах.

в любой точке. Это позволяет разделять треки в многотрековых событиях и отбрасывать мягкие нейтроны и фотоны, от которых срабатывают не все слои. Мы разработали 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.

Важным условием является безотказность в работе каждого из 8000 проводников, поскольку для ремонта даже одного проводника пришлось бы демонтировать часть бетонной защиты весом почти в тысячу тонн.

Описанные камеры и магниты позволяют достичь величины массового разрешения ± 5 Мэв и при данном положении магнитов аксептанса по массе 2 Гэв. Высокое массовое разрешение позволяет проводить поиск очень узких резонансов. Большой массовый аксептанс позволяет перекрыть широкий диапазон масс.

4) **Черенковские и ливневые счетчики.** Черенковские счетчики C_0 и C_1 в сочетании с ливневыми и стеклянными счетчиками S позволяют подавить фон от адронных пар более чем в 10^8 раз.

Черенковский счетчик C_0 , расположенный в магните (рис. 7, а), снабжен большим сферическим зеркалом диаметром в 1 м. Далее, за вто-

рым магнитом установлен второй черенковский счетчик с эллиптическим зеркалом размером в $1,5 \times 1,0 \text{ м}^2$. Черенковские счетчики заполнены водородом, что позволяет свести до минимума фон от вторичных электронов. Так же, как и в наших предыдущих экспериментах в ДЭЗИ, благодаря сильному магнитному полю в промежутке между двумя счетчиками, незначительное количество вторичных электронов, вылетающих из первого счетчика, отклоняется в сторону и не попадает во второй счетчик.

Для того чтобы свести к минимуму кратное рассеяние и фотонную конверсию, мы постарались до предела уменьшить количество вещества

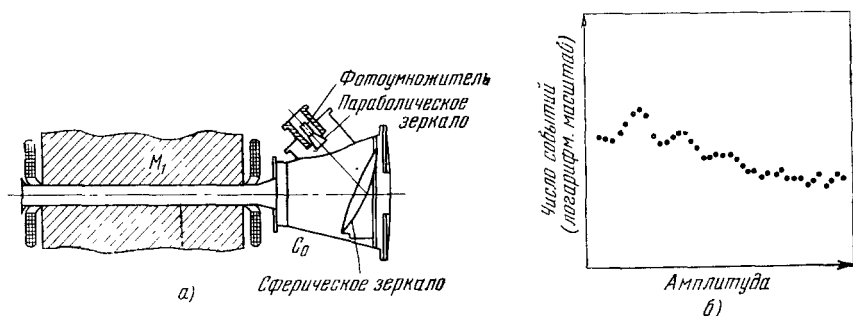


Рис. 7. а) Схема счетчика C_0 и его расположение в установке; б) амплитудный спектр фотоумножителя (RCA C3100M) черенковского счетчика C_0 с гелием в качестве радиатора (хорошо видны пики от одного, двух и трех фотоэлектронов).

на линии пучка. Переднее и заднее окна счетчика C_0 имеют толщину соответственно 0,125 и 0,250 мм. Во избежание отражения черенковского излучения на большой угол зеркала C_0 и C_e изготовлены из черного люцита толщиной в 3 мм, алюминизированного только с передней (вогнутой) стороны. Зеркала для описываемого эксперимента были изготовлены в оптической мастерской ЦЕРН. Кривизна поверхности измерялась с помощью лазера, причем из большого количества изготовленных зеркал лишь 24 были отобраны для использования в опыте (4 в C_0 , 4 в C_e , 16 в C_b).

Счетчики изнутри покрашены в черный цвет, благодаря чему на катоде фотоумножителя фокусируется только черенковский свет от электронов с траектории пучка. В эксперименте используются высокочувствительные фотоумножители типа RCA C31000. Их чувствительность такова, что, когда счетчик был заполнен гелием (при этом в среднем ожидается 2—3 фотоэлектрона), был различим пик от единичных фотоэлектронов (рис. 7, б).

Счетчик C_0 расположен очень близко к мишени в зоне высокой радиации. Для того чтобы уменьшить число случайных срабатываний и мертвое время, напряжение возбуждения на фотоумножителе необходимо по возможности уменьшить. С другой стороны, необходимо обеспечить эффективную работу счетчика. Напряжение нельзя снижать слишком сильно, поскольку при этом может оказаться, что счетчик способен эффективно регистрировать лишь пары от реакции $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$, которые могут попасть в счетчик. Когда C_0 заполнен водородом, один электрон образует примерно восемь фотоэлектронов; два образуют около шестнадцати. Знание положения пика от одного фотоэлектрона позволяет различить эти два случая. Для того чтобы убедиться в 100%-ной эффективности счетчиков, мы провели их калибровку в тестовом пучке.

В конце каждого плеча находятся два перпендикулярно расположенных ряда счетчиков из свинцового стекла толщиной в три радиационных длины, причем первый ряд содержит 12 элементов, а второй — 13, а еще

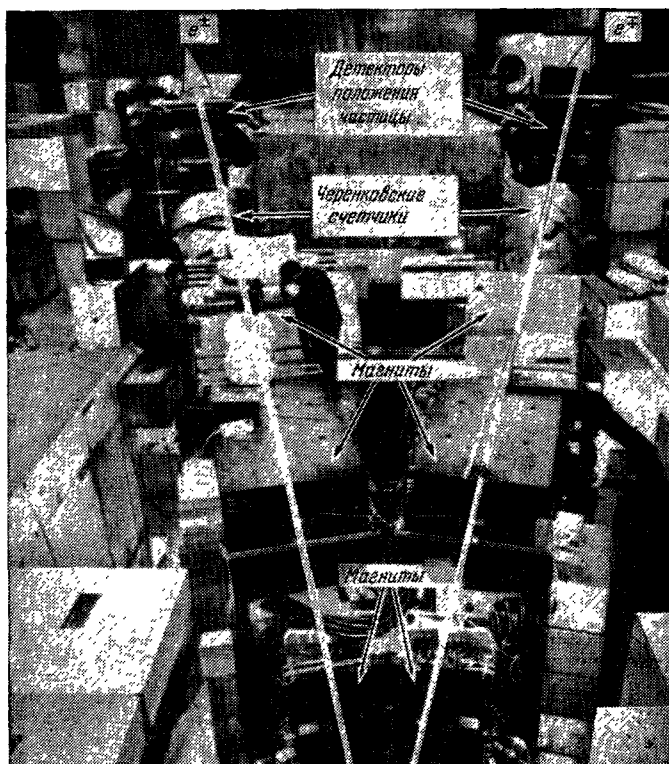


Рис. 8. Общий вид детектора.

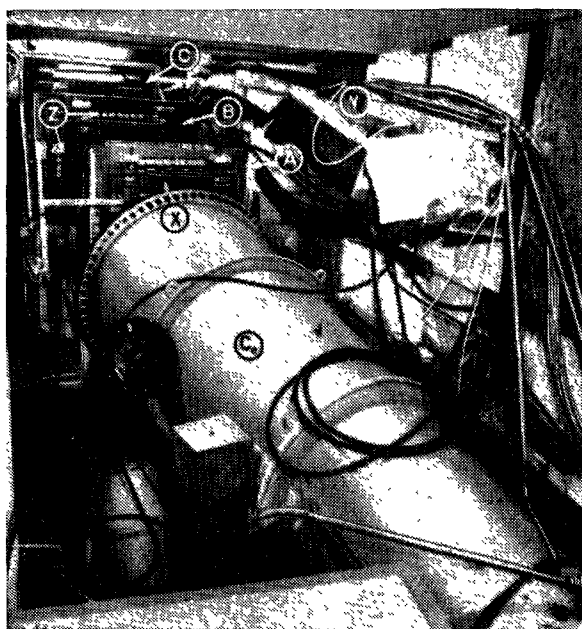


Рис. 9. Вид конечного участка плеча спектрометра.
Видны часть черенковского счетчика C_e , камеры A , B , C , часть усилителей (X), кабели (Y) и годоскопы (Z). Счетчик из свинцового стекла находится в конце камеры U .

далее, — один горизонтальный ряд из семи свинцово-люцитных ливневых счетчиков толщиной в 10 радиационных длин, что позволяет еще надежнее отбрасывать адроны. Стеклоплатные и свинцово-люцитные счетчики разбиты примерно на 100 ячеек, что также помогает отличать электронные траектории от ложных треков.

На рис. 8 показан общий вид детектора (со снятым верхним покрытием). На рис. 9 представлена концевая секция одного из плеч детектора; видны часть черенковского счетчика C_e , пропорциональные камеры и счетчики.

5) Чистый калибровочный электронный пучок. Для того чтобы добиться высокого уровня подавления фона адронных пар и обеспечить 100%-ную эффективность регистрации электронов, необходимо провести калибровку в чистом электронном пучке. В электронном ускорителе типа ДЭЗИ легко получить чистый электронный пучок

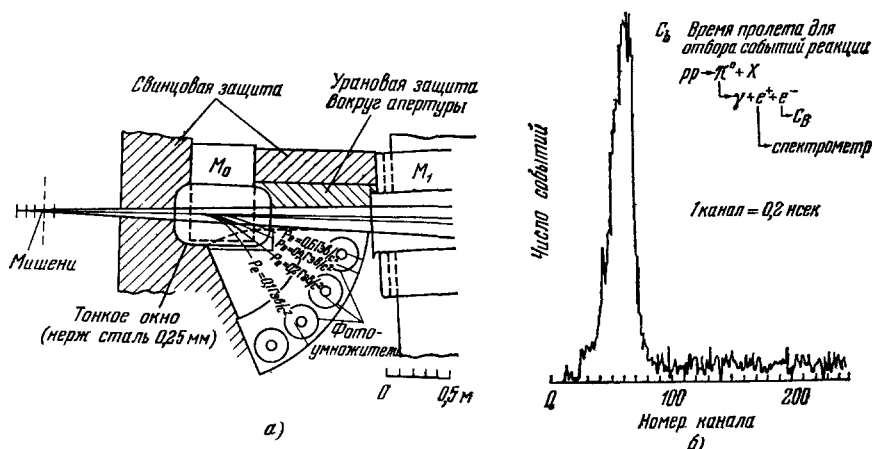


Рис. 10. Схема анализа e^+e^- -пар от распада $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$.

а) Вид сбоку магнита M_0 , отклоняющего низкоэнергетические траектории (P_e) e^\pm в счетчик C_b ; б) последовательность во времени электронного сигнала от C_b и позитронного сигнала от плеча спектрометра или наоборот.

с помощью высокоэнергетического фотонного пучка, падающего на мишень с большим зарядом ядра и рождающего вылетающие под нулевым углом e^+e^- -пары. На протонном ускорителе лучший способ получить чистый электронный пучок — это использовать реакцию $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$, регистрируя e^+ в совпадении с e^- . С этой целью измеряющий угол черенковский счетчик C_b установлен вблизи мишени за магнитом M_0 (рис. 10, а). Этот счетчик также окрашен изнутри в черный цвет; он чувствителен к электронам с энергией выше 10 Мэв и отбрасывает пионы с энергией меньше 2,7 Гэв. Совпадение между C_b и C_0 , C_e , ливневым счетчиком и годоскопами указывает на то, что зарегистрирована e^+e^- -пара от процесса $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$. Типичная картина временного совпадения представлена на рис. 10, б. C_b можно использовать в качестве триггера, получив в результате чистый электронный пучок для калибровки C_0 , C_e , стекляннного и ливневого счетчиков. Это помогает также выбрать правильное напряжение на счетчиках C_0 , поскольку совпадение между C_e и C_b гарантирует, что счетчик эффективно регистрирует одиночный электрон, а не пару с нулевым углом разлета.

6) З а щ и т а. Как видно из рис. 8, детектор имеет большие размеры; при интенсивности пучка 10^{12} протонов, из которых 10% взаимодействует

в мишени, в окрестности установки образуется 10^{12} частиц. Для того чтобы обеспечить необходимую защиту детектора и персонала, мы изготовили уменьшенные деревянные модели бетонных блоков; вскоре выяснилось, что Брукхейвенская лаборатория не располагает требуемым для нас количеством бетонной защиты. Эту проблему мы решили, взяв защитные блоки с Кембриджского электронного ускорителя, который был демонтирован незадолго до этого. На защиту затрачено приблизительно 10 000 *т* бетона, 100 *т* свинца, 5 *т* урана и 5 *т* мыла — последнее размещено над C_0 , между M_1 и M_2 и вокруг передней части C_e для поглощения мягких нейтронов. Даже при наличии такого количества защиты уровень радиации в районе мишени через час после облучения все еще равен 5 *рентген/час* и представляет значительную опасность.

При постройке спектрометра и на протяжении всего эксперимента мне пришлось выслушать много критических замечаний. Они касались в основном высокой стоимости спектрометра, связанной с высокими требованиями на массовое разрешение. Один известный физик в связи с этим заметил, что спектрометр такого типа пригоден лишь для поиска узких резонансов, которых в природе, видимо, не существует. Поскольку, однако, обычно я не очень доверяю теоретическим соображениям, мы решили руководствоваться собственными планами.

В апреле 1974 г. мы смонтировали установку и начали облучение интенсивным протонным пучком. Вскоре мы выяснили, что уровень радиации в контрольной комнате составляет 0,2 *рентген/час*. При этом наши физики за 24 часа получали бы предельно допустимую годовую дозу радиации! На поиски причины столь высокого уровня радиации было затрачено около 2—3 недель, причем под вопросом была сама возможность проведения эксперимента.

Однажды У. Беккер, работающий вместе со мной с 1966 г., обходя установку со счетчиком Гейгера, вдруг обнаружил, что максимум радиации наблюдается вблизи одного определенного участка защиты. Исследовав этот вопрос подробнее, мы выяснили, что, несмотря на все наши 10 000 *т* бетонной защиты, один из основных участков — верх поглотителя пучка — был оставлен совершенно открытым! Исправив эту оплошность, мы снизили уровень радиации до безопасного и смогли продолжать эксперимент.

С апреля до августа мы занимались настройкой и отладкой спектрометра и довели его до рабочего состояния, так что он мог работать в пучке с интенсивностью 10^{12} протонов в цикле. Небольшой спектрометр пар также работал нормально, позволив нам откалибровать детектор с помощью чистого электронного пучка.

г) Р а б о т а д е т е к т о р а

По причине высокой сложности детектора его нормальная работа требует присутствия шестерых физиков. Перед набором данных примерно 100 часов работы ушло на проверку эффективности всех детекторов. В частности:

1) Эффективность черенковских счетчиков была измерена во всей фазовой области. Были подобраны оптимальные значения напряжений, обеспечивающие высокую эффективность. Типичный результат показан на рис. 11, *а* для счетчика C_e .

2) Чтобы обеспечить устойчивость сигнала каждого из стеклянного и ливневого счетчиков, была проведена калибровка их напряжений.

3) Была проверена эффективность концевых годоскопов, расположенных дальше всего от трубки фотоумножителя.

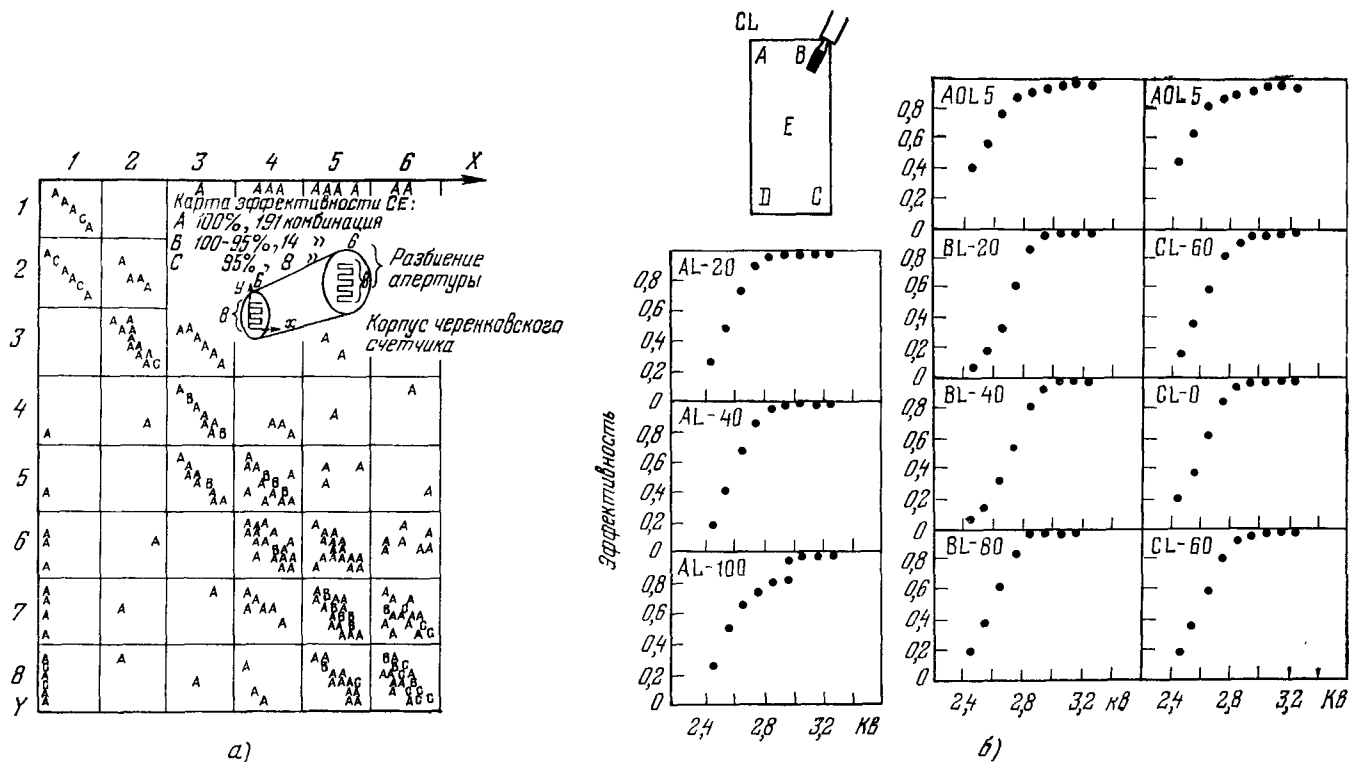


Рис. 11. а) Измерение эффективности счетчика C_e по всей площади (буквы на графике соответствуют эффективности регистрации трека, проходящего через указанные точки на сетках с обеих сторон счетчика); б) эффективности всех плоскостей пропорциональных камер в зависимости от напряжения (измерения проводились с помощью небольшого тестового счетчика W, который укреплялся в положениях A, B, C, D, E позади каждой из камер).

4) Была проверена также синхронизация годоскопов, обеспечивающая одновременность сигналов от всех счетчиков, связанных с частицами, рожденными в мишени. В продолжение всего эксперимента времена пролета для каждого из годоскопов и черенковских счетчиков, амплитуды сигналов черенковских счетчиков, стеклянных и ливневых счетчиков, число срабатываний каждого счетчика и сигналы с проводочных камер записывались и выводились на дисплей.

5) Для проверки эффективности работы пропорциональных проводочных камер по всей их площади за ними в различных положениях укреплялся небольшой тестовый счетчик, позволяющий измерять эффективность камер в зависимости от напряжения. Типичные наборы кривых эффективности для всех камер показаны на рис. 11, б.

6) Для проверки синхронизации двух плечей спектрометра были проведены два контрольных опыта. Во-первых, тестовый счетчик переставлялся с одного плеча на другое. Во-вторых, выход e^+e^- был измерен при

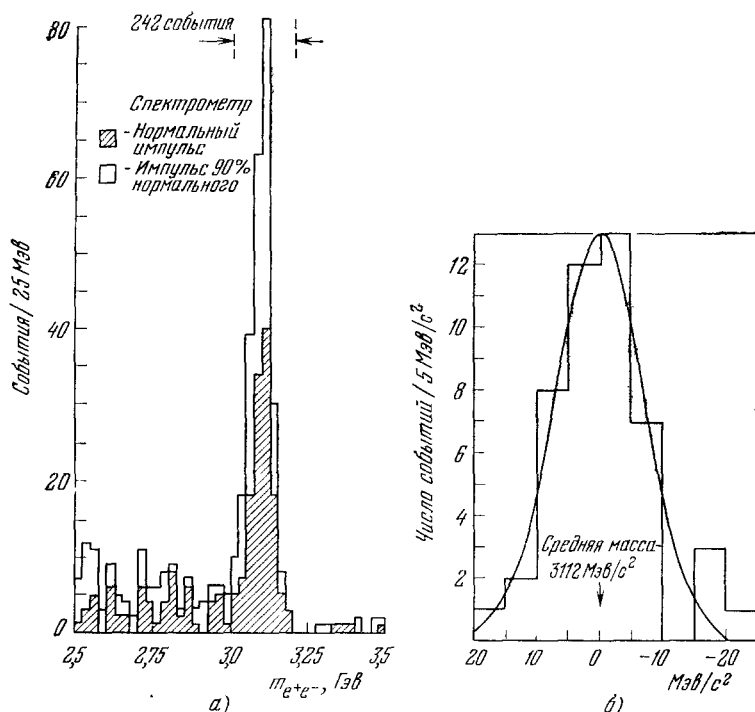


Рис. 12. а) Массовый спектр событий в интервале $2,5 < m_{ee} < 3,5$ Гэв (заштрихованные события соответствуют обычной настройке магнита, незаштрихованные — настройке на импульс, меньший на 10%); б) измерение ширины J (видно, что последняя составляет менее 5 Мэв).

малых инвариантных масс пары ($m_{ee} < 2$ Гэв), где велик относительный выход истинных e^+e^- -пар.

В начале лета 1974 г. мы провели ряд измерений в области масс 4—5 Гэв. Однако анализ полученных данных дал всего несколько электрон-позитронных пар.

В конце августа мы настроили магниты на область масс 2,5 — 4,0 Гэв. Почти сразу мы увидели чистые электронные пары.

Самым удивительным было то, что большинство e^+e^- -пар имело инвариантную массу, близкую к 3,1 Гэв (рис. 12, а). Детальный анализ показал, что ширина составляет менее 5 Мэв (рис. 12)!

На протяжении многолетней работы я выработал несколько приемов практической проверки данных и результатов анализа. Я остановлюсь на некоторых из них.

1) Чтобы убедиться в том, что наблюдаемый пик есть истинный эффект, а не аппаратный максимум или результат ошибочной работы компьютера, мы провели другие измерения, уменьшив ток в обмотке магнитов. При этом частицы проходят через другие части детектора. Тот факт, что пик не изменил своего положения, явился прямым свидетельством открытия новой частицы.

2) Для проверки правильности результатов анализа мы использовали два совершенно различных набора программ. Это означает, что данные независимо анализировались двумя группами физиков, каждая из которых обрабатывала исходную информацию, формировала свою ленту исходных данных, проводила расчеты эффективности методом Монте-Карло, реконструировала события, вносила поправки и, наконец, получала результаты. Эта процедура требует вдвое больше машинного времени, зато повышает надежность результатов.

3) Для того чтобы оценить различные фоновые эффекты, мы провели следующие специальные измерения:

а) Для исключения фона от случайных наложений двух импульсов в стеклянных и ливневых счетчиках мы меняли напряжение на счетчиках. Это не сказалось на выходе.

б) Для оценки фона, связанного с рассеянием на краях магнита, на данные были наложены обрезания, уменьшившие эффективную апертуру магнитов. Не было зафиксировано никакого сколь-нибудь значительного уменьшения выхода.

в) Для того чтобы проверить систему считывания камер и триггерную систему годоскопов, были проведены измерения с несколькими отключенными плоскостями камер и исключение из триггера секций годоскопов. При этом не было обнаружено никаких неожиданных эффектов.

г) Поскольку истинный эффект пропорционален интенсивности пучка, а фон от случайных совпадений в двух плечах пропорционален квадрату интенсивности, изменение интенсивности пучка есть хороший способ оценить фон. Это было сделано; в результате мы пришли к выводу, что вкладом фона в области пика можно пренебречь.

4) В целях выявления природы пика мы вдвое увеличили толщину мишени. При этом выход также возрос вдвое, но не вчетверо.

Все эти, а также многие другие проверки окончательно убедили нас в том, что обнаружена новая массивная частица.

Некоторое время мы обсуждали 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 все последнее десятилетие объектом нашего изучения был электромагнитный ток $j_\mu(x)$, мы решили назвать открываемую частицу J -частицей.

д) Первые сообщения о полученных результатах

Я предполагал объявить о полученных нами результатах на церемонии по случаю ухода на пенсию В. Ф. Вайскопфа, который много раз оказывал нам большую помощь в нашей работе. Эта церемония была назначена на 17—18 октября 1974 г. Однако я отложил свое сообщение по двум причинам. Во-первых, не был в полной мере исследован фон от про-

цесса рождения e^+e^- -пар с большой массой в протон-протонных соударениях за счет двухступенчатой реакции $p + N \rightarrow \pi + \dots$ с последующим $\pi + N \rightarrow e^+ + e^- + \dots$. Этот фон можно исследовать, меняя толщину мишени. Выход от двухступенчатого процесса квадратично растет с толщиной мишени, а одноступенчатого — линейно. Это было быстро проделано (см. пункт 4 из перечисленных выше). Наконец, что более важно, нам стали известны результаты Брукхейвенских опытов²⁵ по прямому рождению мюонов и пионов в нуклон-нуклонных соударениях, в которых отношение μ/π оказалось равным 10^{-4} — загадочное отношение, которое, казалось, не меняется при изменении энергии от 2000 (ISR) до 30 Гэв. Эта величина на порядок превышала теоретические предсказания с учетом векторных мезонов ρ , ω и ϕ , которые только и могли, в соответствии с тогдашними представлениями, служить «промежуточным звеном» между сильными и электромагнитными взаимодействиями. Мы добавили к ним J -мезон и обнаружили, что этого недостаточно для объяснения величины отношения μ/π . Я расценил это как указание на то, что, может быть, назревает новое открытие; поэтому я решил, что нам необходимо провести измерения этой величины. Поскольку наш спектрометр не позволяет измерять отношение μ/π , мы решили исследовать отношение e^-/π^- .

Мы начали предварительную работу с целью выяснения проблем, специфичных для опыта по измерению e/π . Для проверки фона в каждом плече и возможности работы компьютера в новых условиях наибольшее значение имели измерения при различных импульсах e^- в зависимости от интенсивности протонного пучка.

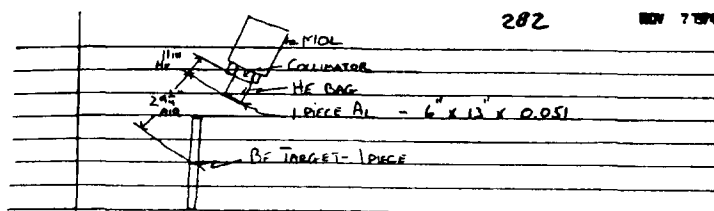
В четверг 7 ноября мы внесли значительные изменения в конструкцию спектрометра (рис. 13) в соответствии с требованиями нового эксперимента. Первой стоявшей перед нами задачей было измерение отношения e^-/π^- . Мы изменили электронную логическую схему, установили новую мишень и уменьшили интенсивность пучка почти на два порядка. Для того чтобы отделиться от электронного фона от распадов π^0 , мы установили перед спектрометром тонкие алюминиевые преобразователи, увеличивающие вероятность конверсии γ -квантов. В сочетании со счетчиком C_b , регистрирующим процесс $\pi \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$, они дали нам возможность контролировать основной источник фона.

После измерения отношения e/π мы внесли еще одно изменение в спектрометр, установив новые черенковские счетчики с высоким давлением, позволившие систематически регистрировать адронные пары (K^+K^- , $\pi^+\pi^-$, $\bar{p}p$ и т. д.) для поиска частиц, распадающихся только в адроны. Однако, несмотря на длительный поиск, такие частицы не были обнаружены.

Начиная с конца октября, М. Чен, У. Беккер и другие члены нашей группы настаивали на скорейшей публикации наших результатов. Я, напротив, был заинтригован величиной $\mu/\pi = 10^{-4}$ и хотел сначала узнать, сколько еще существует неоткрытых частиц. Находясь под давлением, я, в конце концов, все же решил опубликовать наши результаты.

6 ноября я нанес визит Г. Триггу, главному редактору журнала «Physical Review Letters», чтобы выяснить, не изменились ли условия публикации без рецензирования. После этого я написал предварительный вариант публикации, по стилю близкий к нашей старой работе 1967 г.⁷ Я подчеркнул лишь сам факт открытия J и методы его проверки и ничего не сказал о наших планах на будущее.

11 ноября мы по телефону сообщили Г. Беллетини, директору лаборатории во Фраскати, о наших результатах. Во Фраскати поиск начался 11 ноября, и уже 13 ноября мы получили оттуда взволнованное сообщение



282

NOV 7 1974

a)

284

NOV 7 1974

1 ϕ ATTEN.

TRIGGER	COL.CEI.EFGH	MISC. att	SEM CONDITION
		CHECK IN	INTENSITY <u>2x10¹⁰</u>
<u>SINGLE</u> ARM L OR R		HE BAGS OK:	SPOT SIZE:
<u>CE P K AL B</u>		MOL	
DOUBLE ARM		MOR	WEIGHT
CE PP MM KK BB		MAL	CURRY
TARGET: <u>1x3P</u>		MZA	SPILL LENGTH
<u>2 foils A2</u>		PIPE	OTHER
		SEM-AI VAC	
		SEM-AI HV	

CHAMBER CONDITION			CHERENKOV COUNTERS		
CHAMBER	HV	OTHER		GAS	PRESSURE
AOL		<u>ON</u>	COL		<u>ON</u>
AOR		<u>ON</u>	COR		<u>ON</u>
AL			COL		
AR			COR		
BL			COL		
BR			COR		
CL			COL		
CR			COR		
METHYL	TEMP		FLAGS <u>1</u> PIECES <u>center</u> (TARGET) POSITIONS <u>29mm</u> THICKNESS <u>29mm</u> MATERIAL <u></u>		
	FILLER:				

TAPE: <u>DA 54</u>	MAGNET SETTINGS	PEOPLE ON SHIPS
RUN# <u>221</u>	MOL <u>6000</u>	<u>Tina</u>
DATE <u>NOV 7 1974</u>	MOR <u></u>	<u>Kary</u>
TIME START: <u>21:50</u>	MIL <u>45.13</u>	<u>Jim</u>
STOP: <u>22:35</u>	MIR <u>45.13</u>	<u>John</u>
	MAL <u>26.212</u>	<u>Long</u>
	MZR <u>26.212</u>	
<u>NOV 7 1974</u>	MOMENTUM: <u>Med P</u> \ominus POLARITY <u>R-</u>	
	COIL <u>ON</u>	

COMMENTS			
TSI SCALERS			
SEM-AI	SEM		
G1	G2	G3	G4
MA			
MC			
MC	REX	MAB	
MD	LEX	MR	
		MLB	
		ML	

b)

Рис. 13. а) Схема расположения алюминиевой фольги перед магнитом M_0 в нашем новом опыте по измерению отношения e/h (преобразователь использовался для измерения электронного фона); б) типичная страница журнала данных, полученных в новых экспериментальных условиях (незаполненные графы соответствуют либо данным, поступившим в вычислительную машину, либо экспериментальным условиям, оставшимся неизменными с предыдущего сеанса; в этом сеансе электроны с импульсом около 6 ГэВ проходят через правое плечо спектрометра; два куса алюминиевой фольги перед магнитом M_0 служат преобразователями (с. 282 и 284 из журнала данных, 7 ноября 1974 г.)).

об обнаружении сигнала от J и о том, что $\Gamma_{\mu\mu}^2/\Gamma_{\text{полн}} = 0,8 \pm 0,2$ кэв. Их первый спектр показан на рис. 14, а. Группе Фраскати удалось опубликовать свои результаты в том же номере «Physical Review Letters»²⁶, что и нам. Вскоре после этого они более детально исследовали J -частицу

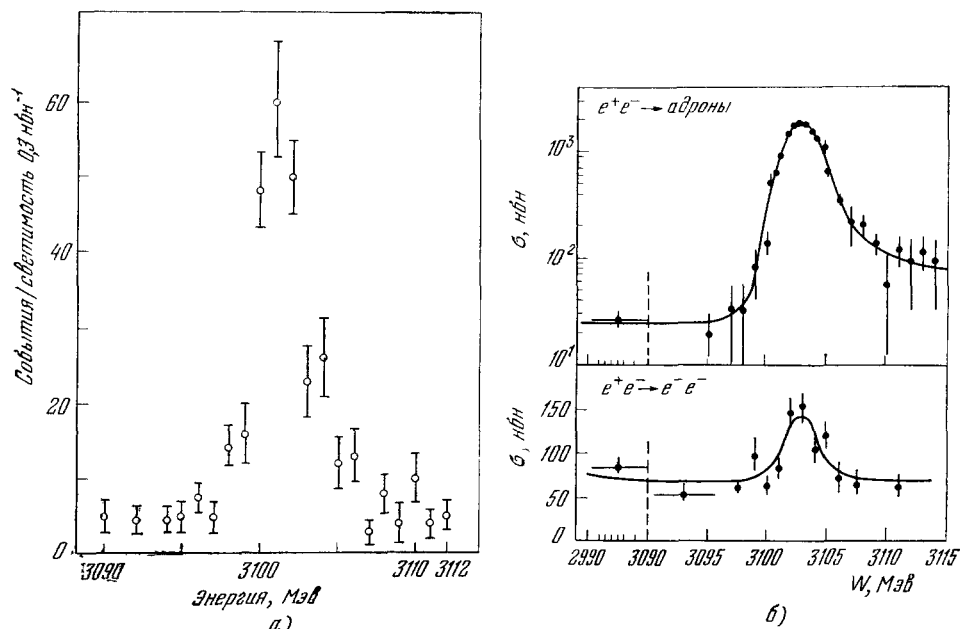


Рис. 14. а) Результаты одной из групп Фраскати по рождению J -частицы (представлено число событий в расчете на светимость $0,3 \text{ нбн}^{-1}$ как функция энергии в СЦМ; из работы²⁶); б) сечения реакций $e^+ + e^- \rightarrow \text{адроны}$ и $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$ (сплошная линия — подгоночная кривая; из работы²⁷).

(рис. 14, б) и установили, что ее полная ширина составляет всего лишь ~ 60 кэв (ее время жизни примерно в 1000 раз превышает время жизни мюона). Эта группа также провела систематические поиски новых частиц при меньших массах, которые остались безрезультатными²⁷.

е) Свойства J -частицы

Вскоре после открытия J -частицы, имеющей большую массу и неожиданно большое время жизни, встал вопрос о ее физической природе. Ли, Пиплз, О'Хэллоран с сотрудниками *)^{28, 29} смогли обнаружить J -частицу в процессе фоторождения на ядрах в фотонном пучке с энергией ~ 100 Гэв. Они показали, что фоторождение J имеет много общего с фоторождением ρ , и, таким образом, впервые установили, что J есть сильно взаимодействующая частица.

Пилчер и Смит с сотрудниками^{30, 31} успешно использовали спектрометр с большим аксептансом для тщательного и систематического исследования рождения J при энергиях выше 100 Гэв. В этом опыте наряду с протонным использовался также и пионный пучок; рождение μ -пар изучалось в широком диапазоне масс и переданных импульсов. Было

*) Эта группа недавно завершила серию опытов по рождению J в нейтронном пучке на ядре.

впервые показано, что аномально высокий выход мюонов, столь долго приводивший меня в недоумение, связан с рождением мюонных пар. Было

также установлено, что J рождается в пионном пучке с большим сечением, чем в протонном.

На рис. 15 представлены относительные выходы J на различных протонных ускорителях. Как теперь ясно, наши экспериментальные условия были далеко не лучшими для обнаружения J .

3. НЕКОТОРЫЕ ПОСЛЕДУЮЩИЕ СОБЫТИЯ

Обнаружение J -частицы стимулировало много новых открытий. Важные экспериментальные результаты были получены в СЛАК *) и ДЭЗИ **). Самые последние результаты ^{32, 33}, полученные на детекторе «Pluto» со сверхпроводящим магнитом и аксептансом по телесному углу 4π вблизи массы ψ' (дочернее состояние J), впервые обнаруженной в СЛАК, представлены на рис. 16, а. Как видно, выход ψ' (а также J) увеличился более чем на два порядка.

Теперь ясно, что лучше всего свойства этих новых частиц исследовать в опытах на встречных кольцах. Та же группа в последнее время исследовала

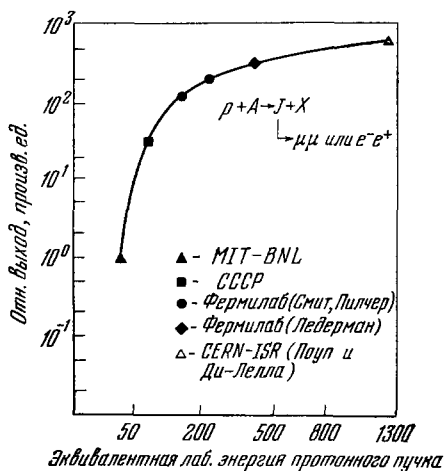


Рис. 15. Сравнительные выходы J (под углом 90° в СЦМ) в функции от энергии протонного пучка.

Для опытов с ядерными мишенями произведен пересчет на один нуклон в предположении линейной A -зависимости. Ссылки на литературу по лабораториям: MIT — BNL — Aubert et al. ²¹, CERN — ISR — Busser et al. ⁵¹, СССР — Антипов и др. ⁵², Lederman Group — Snyder et al. ⁵³, Smith — Pilcher Group — Anderson et al. ⁵⁴.

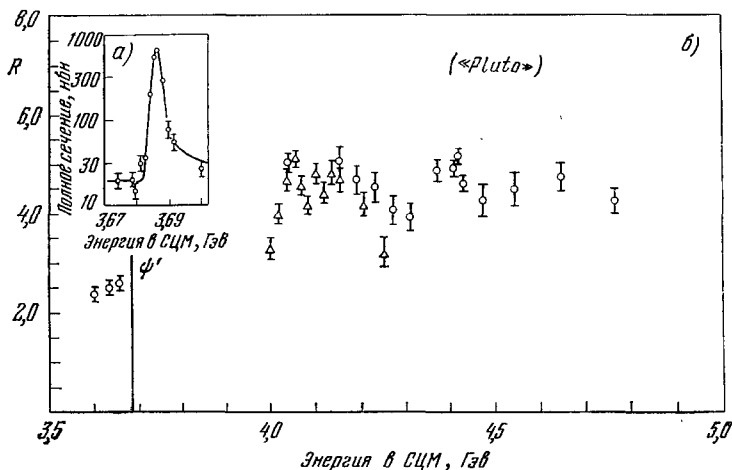


Рис. 16. Сечение рождения ψ' .

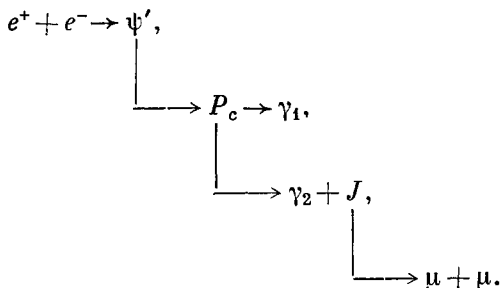
а) Отношение $R = (e^+ + e^- \rightarrow \text{адроны}) / (e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-)$; б) по данным группы ДЭЗИ («Pluto») ^{52, 40}.

область еще больших масс. Полученные результаты, как и результаты СЛАК, указывают на то, что в области больших масс может быть много новых состояний (рис. 16, б).

*) См., например, обзоры ⁵⁵.

**) О проведенных в ДЭЗИ исследованиях см. ⁵⁶.

Одно из важнейших открытий было сделано на двухплечевом спектрометре (ДАСП) в ДЭЗИ³⁴, где была обнаружена многоступенчатая реакция



В этом опыте встречные пучки были настроены на массу ψ' , события $J \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ регистрировались двухплечевым спектрометром и детектировались оба γ -кванта. Было обнаружено, что все события делятся на два класса по энергиям γ_1, γ_2 . В событиях первого класса $E_{\gamma_1} = 169 \pm 7$ Мэв и $E_{\gamma_2} = 398 \pm 7$ Мэв (или наоборот, поскольку не определялась временная последовательность рождения двух фотонов), в событиях второго класса $E_{\gamma_1} = 263 \pm 8$ Мэв и $E_{\gamma_2} = 315 \pm 8$ Мэв. Распределения фотонов по энергии представлены на рис. 17. Монохроматичность γ -квантов свидетельствует о существовании промежуточных состояний с четным спином.

Малая ширина J вместе с существованием P_c и, возможно, многих других состояний есть указание на то, что J представляет собой связанное состояние двух новых кварков. Гипотеза о существовании очарованных кварков впервые была выдвинута Бьеркеном и Глэшоу³⁵ (см. также³⁶) в связи с некоторыми трудностями в физике слабых взаимодействий адронов. Отметим, что энергетические уровни наблюдаемых состояний имеют много общего с уровнями позитрония, открытого Дейчем в 1951 г.³⁷.

Результаты недавно проведенных экспериментов в БНЛ³⁸⁻⁴¹, Фермиевской лаборатории⁴² и СЛАК^{43, 44} содержат некоторые указания на существование других состояний с малой шириной, что согласуется с общими предсказаниями Глэшоу.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение кажется уместным задать самим себе несколько вопросов.

а) Известно, что фотон переходит в ρ , ω и ϕ , масса которых близка к 1 Гэв. Он переходит также в J и различные связанные с J состояния с массой в районе 3—5 Гэв. Что произойдет в области еще больших энергий?

Существование многих новых семейств фотоподобных частиц кажется весьма правдоподобной гипотезой.

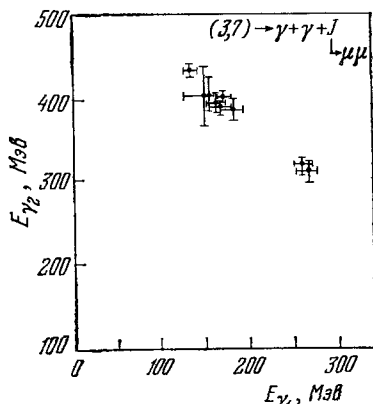


Рис. 17. Двумерное распределение по энергиям двух фотонов для кандидатов реакции $\psi' \rightarrow (J \rightarrow \mu^+ + \mu^-) + \gamma + \gamma$ ³⁴.

б) Совокупность имеющихся данных (включая J) можно объяснить с помощью четырех кварков. Сколько потребуется новых кварков, если в области больших энергий будут открыты новые семейства частиц?

в) Если нам потребуется большое количество кварков, могут ли последние считаться элементарными в фундаментальном смысле? Почему ни один из них до сих пор не наблюдался?

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. G. Herzberg, Atomic Spectra and Atomic Structure, N.Y., Prentice-Hall, 1937, N.Y., Dower Publ., 1944.
2. A. I. Achieser, V. B. Berestetsky, Quantum Electrodynamics, Oak Ridge Technical Information Service, ORNL, Oak Ridge, 1957. (См. также: А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, Квантовая электродинамика, изд. 3-е, М., «Наука», 1969.)
3. S. D. Drell, Ann. Phys. (N.Y.) 4, 75 (1958).
4. S. G. Brodsky, S. C. C. Ting, Phys. Rev. 145, 1018 (1966).
5. J. Bailey et al., Phys. Lett. B55, 420 (1975).
6. E. Picasso, частное сообщение.
7. J. G. Asbury et al., Phys. Rev. Lett. 18, 65 (1967).
8. J. G. Asbury et al., ibid. 19, 869.
9. H. Alvensleben et al., ibid. 24, 786 (1970).
10. H. Alvensleben et al., ibid. 25, 1373.
11. H. Alvensleben et al., ibid., p. 1377.
12. H. Alvensleben et al., ibid. 27, 888 (1971).
13. J. J. Sakurai, Ann. Phys. (N.Y.) 11, 1 (1960).
14. J. J. Sakurai, Nuovo Cimento 16, 388 (1960).
15. M. Conversi et al., в кн. Труды 12-й Международной конференции по физике высоких энергий (Дубна, 1964), М., Атомиздат, 1966, с. 895.
16. T. Massam et al., Nuovo Cimento 40, 589 (1965).
17. T. Massam et al., CERN 63-25 (1963).
18. T. Massam et al., Nuovo Cimento 39, 464 (1965).
19. J. H. Christenson et al., Phys. Rev. Lett. 25, 1523 (1970).
20. S. D. Drell, T. M. Yang, ibid., p. 316.
21. J. J. Aubert et al., ibid. 33, 1404 (1974).
22. J. J. Aubert et al., Nucl. Phys. B89, 1 (1975).
23. T. T. Wu, частное сообщение.
24. V. Blobel et al., Phys. Lett. B48, 73 (1974).
25. L. B. Leipuner et al., Phys. Rev. Lett. 34, 103 (1975).
26. C. Bacci et al., ibid. 33, 1408 (1974).
27. C. Bemporad, in: Proc. of the Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies (Stanford, 1975), SLAC, Stanford, 1975, p. 113.
28. B. Knapp et al., Phys. Rev. Lett. 34, 1040, 1044 (1975).
29. M. Binkley et al., ibid. 37, 571, 574 (1976).
30. K. J. Anderson et al., ibid. 36, 237.
31. K. J. Anderson et al., ibid. 37, 799, 803.
32. J. Burmeister et al., DESY Preprint 76/53 (1976).
33. E. Lohrmann, частное сообщение.
34. W. Braunschweig et al., Phys. Lett. B57, 407 (1975).
35. B. D. Bjorken, S. L. Glashow, ibid. 11, 255 (1964).
36. M. Gell-Mann, S. L. Glashow, Ann. Phys. (N.Y.) 15, 437 (1961).
37. M. Deutsch, Phys. Rev. 82, 455 (1951).
38. E. Cazzoli et al., Phys. Rev. Lett. 34, 1125 (1975).
39. W. Braunschweig et al., Phys. Lett. B63, 471 (1976).
40. J. Burmeister et al., DESY Preprint 76/50 (1976).
41. B. H. Wiik, частное сообщение.
42. B. Knapp et al., Phys. Rev. Lett. 37, 882 (1976).
43. G. Goldhaber et al., ibid., p. 255.
44. I. Peruzzi et al., ibid., p. 569.
45. J. Needham, Science and Civilization in China, v. 4, N.Y., Cambridge Univ. Press, 1962.
46. S. L. Glashow, Phys. Rev. Lett. 7, 469 (1961).
M. Gell-Mann et al., ibid. 8, 261 (1962).
M. Gell-Mann, F. Zachariasen, Phys. Rev. 124, 953 (1961).
Y. Nambu, J. J. Sakurai, Phys. Rev. Lett. 8, 79 (1962).
S. M. Berman, S. D. Drell, Phys. Rev. B133, 791 (1964).

- N. M. Kroll et al., *ibid.* **157**, 1376 (1967).
H. Joos, *Phys. Lett.* **B24**, 103 (1967).
J. K. de Pagter et al., *Phys. Rev. Lett.* **16**, 35 (1966).
A. Wehmann et al., *ibid.* **18**, 929 (1967).
B. D. Hyams et al., *Phys. Lett.* **B24**, 634 (1967).
M. N. Khachaturian et al., *ibid.*, p. 349.
47. G. Goldhaber, in: *Experimental Meson Spectroscopy*, Ed. C. Baltay and A. H. Rosenfeld, N.Y., Columbia Univ. Press, 1970, p. 59.
E. Gabathuler et al., *ibid.*, p. 645.
48. B. Joos, in: *Proc. of the Intern. Conference on Elementary Particles (Heidelberg, 1967)*, Amsterdam, North-Holland, p. 349.
49. G. Altarelli et al., *Phys. Rev. Lett.* **26**, 42 (1971).
50. S. C. C. Ting, *Adv. Exper. Phys.* **5**, 115 (1976).
51. F. W. Busser et al., *Phys. Rev.* **B56**, 482 (1975).
52. Yu. M. Antipov et al., *ibid.* **B60**, 309 (1976).
53. H. D. Snyder et al., *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1415 (1976).
54. K. J. Anderson, Paper submitted to the 18th Intern. Conference on High Energy Physics, Tbilisi, 1976.
55. R. F. Schwitter, *цит. в* ²⁷ *сборник*, p. 5.
56. G. S. Abrams, *ibid.*, p. 25.
G. J. Feldman, *ibid.*, p. 39.
A. D. Liberman, *ibid.*, p. 55.
B. H. Wiik, *ibid.*, p. 69.