

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539,124.6

 e^+e^- -РЕАКЦИИ ПРИ ЭНЕРГИЯХ ОТ 3 ДО 9 ГЭВ*)*Дж. Киркби*

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	309
2. τ -лептон	310
а) Общие свойства (310). б) Доли распада по разным каналам (312). в) Классификация лептонов (316).	
3. Адронное сечение и чармоний	316
а) Предсказания квантовой хромодинамики (316). б) Чармоний (318).	
4. F -мезон	320
а) Общие свойства (320). б) Эксперимент (321).	
5. Чармированные барионы	323
а) Общие свойства и результаты наблюдений на протонных ускорителях (323). б) Инклюзивное рождение барионов (324). в) Характеристики резонансов (324).	
6. D -мезоны	325
а) Общие свойства (325). б) Инклюзивное рождение D (326). в) Общие черты распадов D (327). г) Адронный распад D (328). д) Полулептонные распады D (329).	
7. Время жизни чарма	332
8. Заключение	334
Цитированная литература	335

1. ВВЕДЕНИЕ

С помощью e^+e^- -аннигиляции в рабочей области энергий DORIS и SPEAR были исследованы три важных феномена: струи, τ -лептон и чарм. Неясным признакам струй при столь низких энергиях мы теперь можем противопоставить совершенно отчетливые данные PETRA, которые обеспечили новое понимание характеристик струй. Соответственно, я ограничусь рассмотрением τ -лептона и чарма. Как мы увидим, наше понимание этих проблем после VIII симпозиума по лептон-фотонным взаимодействиям претерпело существенные изменения. Основные свойства τ и большинство его мод распада теперь измерены довольно точно и согласуются со «стандартной моделью», тогда как в исследованиях чармированных частиц появились некоторые неожиданные результаты.

Я постараюсь изложить наиболее важные результаты DORIS и SPEAR. В коротком обзоре невозможно рассказать о всех измерениях каждой величины, и потому, где это возможно, я просто приведу данные с наибольшей статистикой. Будут рассмотрены: гл. 2. τ -лептон, гл. 3. Адронные поперечные сечения и чармоний, гл. 4. F -мезоны, гл. 5. Чармированные барионы, гл. 6. D -мезоны, гл. 7. Время жизни чарма.

*) Kirkby Jasper. Review of e^+e^- Reactions in the Energy Range 3 to 9 GeV: Invited talk at the IX Intern. Symposium on Lepton and Photon Integrations at High Energies. Batavia, Illinois, August 23—29, 1979.— Перевод выполнен С. И. Липских.

© J. Kirkby, 1979.

© Перевод на русский язык, издательство «Наука». Главная редакция физико-математической литературы, «Успехи физических наук», 1981.

2. τ -ЛЕПТОН

а) Общие свойства

Во время конференции в Гамбурге (1977 г.) оставалась еще возможность того, что τ может быть скрытым проявлением чарма — впечатление, частично мотивированное близостью порогов этих двух процессов. Последние сомнения исчезли годом позже после того как DASP-группа¹ обнаружила распады τ в области ψ' явно ниже порога рождения чарма. Они определили, что масса τ -лептона равна 1807 ± 20 МэВ/с², а несколько

позже были получены значения 1782 ± 3 МэВ/с² (DELCO)¹ и 1787 ± 10 МэВ/с² (DESY — HEYDELBERG)¹.

Результаты [DELCO следуют из изучения (рис. 1) сечения рождения

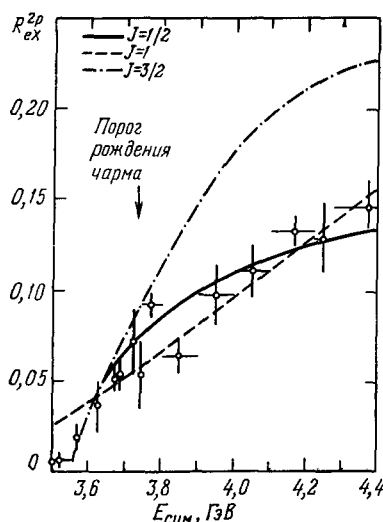


Рис. 1. Сечение двулучевых электронных событий $R_{eX} = \sigma(eX)/\sigma_{\text{ш.}}$. Измерено группой DELCO при $3,5 < E_{\text{сцм}} < 4,4$ ГэВ; линии соответствуют пороговому поведению для пары частиц со спинами $1/2$ (сплошная), 1 (штриховая), $3/2$ (штрих-пунктирная).

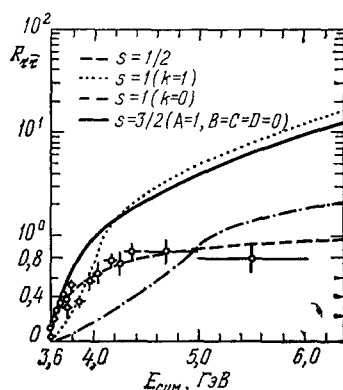


Рис. 2. Ожидаемое сечение для пары точечных частиц при разных значениях спина.

Постоянные K , A , B , C относятся к гиромантному отношению и величинам мультипольных моментов частиц (подробнее см. ²). Экспериментальные точки — eX -события (DELCO), нормированные по кривой для спина $1/2$. Отметим, что вертикальная шкала меняется с линейной на логарифмическую в области $1,0$.

событий, содержащих один электрон и одну частицу другого типа. Найдено, что эти так называемые «аномальные двухлучевые электронные события» почти полностью состоят из продуктов распада $\tau^+\tau^-$ -пары. Резкий рост сечения вблизи порога исключает целочисленность спина τ , так как это с учетом сохранения четности потребовало бы рождения в r -волне ($\sim \beta_\tau^2$). А в то же время частицы с полуцелым спином могут рождаться в s -волне, что приводит к поведению сечения на пороге типа $\sim \beta_\tau$, согласующемуся с наблюдениями. Различия между разными полуцелыми спинами проявляется при более высоких энергиях, где сечение для частиц со спином, большим, чем $1/2$, расходится² (рис. 2) в предположении об отсутствии аномального формфактора. Независимое подтверждение значения $1/2$ для спина τ -лептона следует из доли распадов по каналу $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$, что обсуждается ниже³.

В итоге, сечение обнаруживает новый порог рождения пары частиц со спином $1/2$ и плавный подъем до постоянной величины относительно сечения $\mu^+\mu^-$ -рождения, что указывает на точечность частиц. Эти характе-

ристики исключают адронное описание, но в точности совпадают с характеристиками тяжелого лептона.

В предположении, что в распаде τ участвует обычный слабый ток, время жизни равно $\tau_0 = \tau_\mu (m_\mu/m_\tau)^5 b_e$, где τ_μ — время жизни мюона, m_μ — масса лептона и b_e — доля распадов по каналу $\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e$. Эксперимент дает $b_e = 0,175 \pm 0,011$ и, следовательно, $\tau_0 = (2,8 \pm 0,2) \cdot 10^{-13}$. При этих энергиях время жизни позволяет τ пролететь около 0,2 мм,

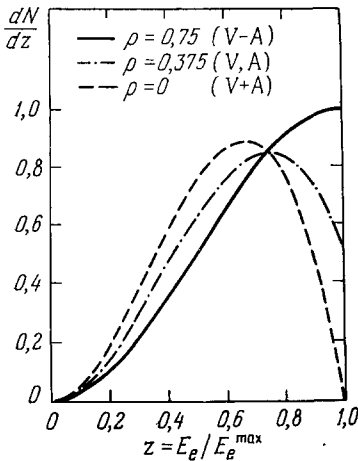


Рис. 3. Нормированный спектр энергий электронов (без учета радиационных поправок) в системе покоя при распаде $\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e$ для нескольких вариантов $\tau - \nu_\tau$ связи.

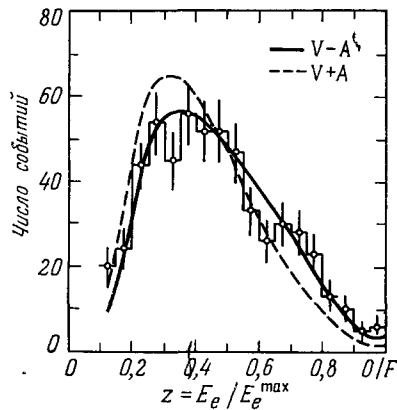


Рис. 4. Нормированный спектр энергий электронов (DELCO) при $3,57 < E_{\text{с.ц.м.}} < 7,5$ ГэВ (исключая ϕ'').

С учетом радиационных поправок для $V - A$ (сплошная линия) и $V + A$ (штрихованная) имеем для χ^2 : (число степеней свободы — 1) значения 15,9/17 и 53,7/17 соответственно.

что примерно в 4 раза меньше среднего поперечного размера области взаимодействий в SPEAR. Хотя эта длина пробега не может быть измерена без гораздо большей статистики, однако установлено, что ее верхний предел порядка 1 мм (DELCO)⁴. Методика такова: по наблюдаемым 3-импульсам в двухлучевых событиях воспроизводится нормированная вероятность распределения первоначальных направлений τ , а затем — нормированная длина пробега. Окончательный результат — время жизни τ -лептона $\tau_0 < 2,3 \cdot 10^{-12}$ с (коэффициент доверия 95%). Это соответствует значению нижнего предела константы связи в $\tau - \nu_\tau - W$ -вершине, равному 12% (с коэффициентом доверия 95%) от константы слабых взаимодействий. Интересно отметить, что при максимальных для PETRA/PEP энергиях длина пробега τ составляет 0,8 мм и, таким образом, можно измерить время жизни τ . V, A -структура $\tau - \nu_\tau$ -вершины определяется по спектру энергий электронов в распаде $\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_\tau$. (Везде, где это не оговорено особо, данное утверждение относится и к зарядовосопряженным реакциям.) Предсказываемый спектр показан на рис. 3 в предположении, что $e - \nu_e$ -вершина — число $V - A$ -вида. Наиболее общая связь — линейная комбинация V, A -амплитуд, но для безмассовых ν_τ предполагаемой связью является $V - A$ -структура (для левого ν_τ и $V + A$ — для правого). Эти спектры характеризуются параметром Мишеля, равным 0,75 для $V - A$ и 0 для $V + A$.

Экспериментальные данные ⁴ (рис. 4) хорошо совпадают с теоретической кривой для $V - A$, тогда как $V + A$ полностью исключается;

чистые V и A также не годятся. Если до подгонки этих данных параметр ρ оставался свободным, то (после учета систематических ошибок) методом наименьших квадратов находим $\rho = 0,72 \pm 0,15$ ($\chi^2/(\text{число степеней свободы} - 1) = 15,8/16$). Методика выбора между $V - A$ и $V + A$ -гипотезами предложена Нахманом и Пайсом⁵ для экспериментальных данных с ограниченной статистикой. Они показали, что отношение средней энергии электронов к энергии пучка равно 0,35 для $V - A$ и 0,30 для $V + A$ при условии полного поглощения, отсутствия ошибок измерения и радиационных поправок. Применение этого метода к данным DELCO⁴ (рис. 5)

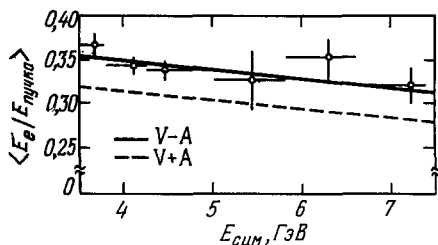


Рис. 5. Отношение E_e/E пучка для данных рис. 4 в нескольких интервалах значений $E_{\text{с.ц.м.}}$.

Показаны предсказания $V - A$ (сплошная линия) и $V + A$ (штрихованная)-гипотез после учета радиационных поправок, потерь и ошибок измерений.

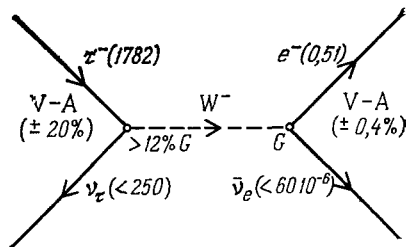


Рис. 6. Диаграмма распада $\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e$, которая сравнивает экспериментальные данные $\tau - \nu_\tau$ и $e^- \bar{\nu}_e$. Массы частиц даны в $\text{МэВ}/c^2$.

показало полное согласие с $V - A$ на всем интервале энергий. Энергетический спектр электронов чувствителен также к массе ν_τ . Так как $V + A$ -гипотеза исключается сразу для всех масс ν_τ , измерение делается в предположении $V - A$. Обработывая результаты методом χ^2 , ищем массу ν_τ . Таким образом, данные рис. 4 приводят к оценке верхнего предела для массы ν_τ , равного $250 \text{ МэВ}/c^2$ (с коэффициентом доверия 95 %).

Все эти свойства отображает фейнмановская диаграмма распада $\tau^- \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e$ (рис. 6). Прямая аналогия между $\tau - \nu_\tau$ (левая часть) и $e - \bar{\nu}_e$ (правая часть диаграммы) поражает.

б) Доли распада по разным каналам

Большинство вероятностей распадов по разным каналам может быть вычислено и использовано для того, чтобы проверить, участвует ли обычный слабый ток в распаде τ . В табл. I приведены средние по мировой статистике значения долей распада и теоретические предсказания. Экспериментальные данные, полученные до ноября 1978 г., были доложены Фельдманом⁶.

Здесь будут обсуждены только новые данные. Теоретические предсказания получены из недавних расчетов скоростей распадов⁷ после нормировки на 100 % полного вклада, включающего моды, подавленные по углу Каббиво. А там, где на эксперименте не измерялся вклад каонов, в табл. I показаны в скобках результаты соответствующих теоретических расчетов.

Вся новая информация об однолучевых распадах τ предоставлена Дорфаном и сотрудниками по данным⁸ детектора «Mark II» (SPEAR). Они измерили долю распада в $\pi^- X^+ + 0\gamma$, наблюдавшегося при $4,5 < E_{\text{с.ц.м.}} < 6,0 \text{ ГэВ}$. Главная часть фона, составляющая 35 % наблюдаемых событий, обуславливает распад $\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$, в котором ни один из фотонов не детек-

Таблица I

Средние по мировой статистике доли распадов
и теоретические предсказания

Конечное состояние	Доли распада	
	Эксперимент	Теория *)
а) 1-лучевые		
$\nu_\tau e^- \bar{\nu}_e$	$17,5 \pm 1,1$	18,0
$\nu_\tau \mu^- \bar{\nu}_\mu$	$18,5 \pm 1,2$	17,5
$\nu_\tau \pi^-$	$9,1 \pm 1,1$	11,1 (10,6)
$\bar{\nu}_\tau \rho^-$	$20,9 \pm 3,7$	$23,4 (22,4)$
$\nu_\tau \pi^- \geq 2\pi^0$	$66,0 \pm 4,2$	70,0
б) Многолучевые	—	10,0
$\nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+$	$5,6 \pm 1,6$	4,3
$\nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \geq 1\pi^0$	—	14,4
$\nu_\tau 3\pi^- 2\pi^+ \geq 0\pi^0$	—	1,3
$\nu_\tau \geq 3$ — заряженные частицы $\geq 0\pi^0$	28 ± 6	20,0
Всего наблюдается	94 ± 7	90,0
в) Экзотические		
3X (X — заряженная частица)	$< 1,0$ **)	0
3l (l — лептон)	$< 0,6$ ***)	0
$1 + nX$	$< 4,0$ ***)	0
$1 + n\gamma$	$< 12,0$ ***)	0
$e^- \gamma$	$< 2,6$ ***)	0
$\mu^- \gamma$	$< 1,3$ ***)	0

*) Кроме указанных, теоретические значения долей распада содержат вклады от каонов в конечное адронное состояние.
 **) С коэффициентом доверия 95%.
 ***) С коэффициентом доверия 90%.

тируется. После устранения фона распределение пионов по энергиям (рис. 7) приобретает трапецидальную форму, которая характерна для двухчастичного распада. Измерена доля распада: $b(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau) = 10,7 \pm 2,0\%$.

Канал $\pi^- \nu_\tau$ в настоящее время исследован в четырех экспериментах, которые вместе дают значение доли этого распада, находящееся в согласии с теоретическими ожиданиями. Измерения доли распадов на $\pi^- \nu_\tau$ дает дополнительную информацию, свидетельствующую в пользу значения $1/2$ для спина ν_τ и т.

Сравнение теоретических расчетов с экспериментальным значением $\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau) / \Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$ (табл. II) исключает значение $3/2$ для спина τ и для ν_τ . Относительные скорости распадов для $l\nu$ и $e\nu$ разных спи-

Таблица II

Сравнение предсказаний и наблюдений скоростей распада
для различных значений спинов (τ , ν_τ)

Спин (τ , ν_τ)	1/2, 1/2	1/2, 3/2	3/2, 1/2	3/2, 3/2
$\Gamma(l\nu) / \Gamma(e\nu)_{\text{теор}}$ $\Gamma(l\nu) / \Gamma(e\nu)_{\text{эксп}}$	0,59	0 $= 0,52 \pm 0,07$	0,25	1,33

нов зависят от массы и, следовательно, от вероятности рождения виртуального W -бозона в распаде $\tau^- \rightarrow \nu_\tau W^-$. В случае спина $(\tau, \nu_\tau) = (1/2, 3/2)$ сохранение спиральности запрещает $\pi^- \nu_\tau$ -канал. Эффекты, обусловленные значениями спина $\geq 5/2$, не рассматривались.

Детектор «Mark II» дал также новую информацию о распаде $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ на статистике из 93 событий типа $\pi^- \pi^0 l^+$, $l = e, \mu$. Присутствие лептона обеспечивает как уменьшение фона, не связанного с τ , так и устраняет всякий произвол в измерении инвариантной массы $\pi^- \pi^0$.

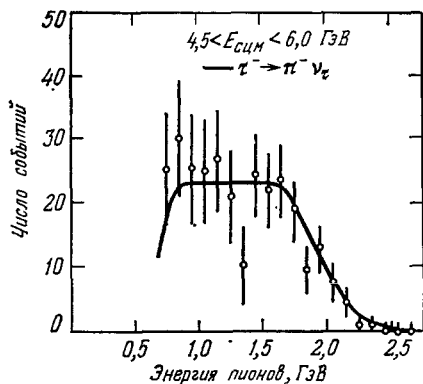


Рис. 7. Спектр энергий пионов по данным «Mark II» для распада $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$ в области энергий $4,5 < E_{\text{сцм}} < 6,0$ ГэВ.

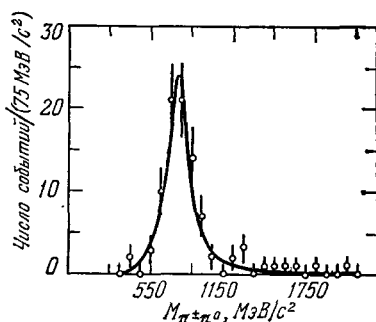


Рис. 8. Инвариантная масса $\pi^- \pi^0$ (наблюдения на детекторе «Mark II» для распада $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$).

Эта величина приведена на рис. 8 и явно указывает на преобладание рождения ρ -мезонов. Фиксируя ρ как резонанс брейт-вигнеровского типа, получаем $M_\rho = 770 \pm 20$ МэВ/ c^2 и $\Gamma_\rho = 194 \pm 30$ МэВ/ c^2 . Это в точности то, что ожидалось из e^+e^- -реакций при $\sqrt{s} < m_\tau$ в предположении равенства электромагнитного и слабого векторного токов. После исключения событий, не попавших в ρ -пик, эксперимент дает значение доли распада $b(\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau) = 20,5 \pm 4,1\%$. Большинство однолучевых мод распада измерены и находятся в хорошем соответствии с теоретическими расчетами. Остальные однолучевые моды в большинстве случаев имеют конечное состояние типа $\tau_\mu \pi^- \geq 2\pi^0$ и составляют 10% распадов τ . Ожидается, что наибольший вклад вносит канал $\nu_\tau \pi^- 2\pi^0$, который сравним с вкладом канала $\nu_\tau \pi^- \pi^+ \pi^-$, выделенного детекторами PLUTO в DORIS.

Недавно был завершен достаточно детальный анализ небольшого числа таких событий¹⁰. Были отобраны события, которые содержат только лептон и три заряженных пиона (с нулевым полным зарядом). Для подавления адронного фона требуется взять минимальное значение недостающей массы равным 0,9 ГэВ/ c^2 . Значения инвариантных масс двух $\pi^+ \pi^-$ -комбинаций на каждое событие для отобранных таким образом 54 событий представлены на рис. 9. В большинстве событий обнаружена одна комбинация, содержащая ρ^0 . Изучение событий показывает, что нерезонансное 3π -рождение составляет 32% (с коэффициентом доверия 95%) от полного. При последующем анализе проводится обрезание на массе ρ , что дает 27 основных и 13 фоновых событий.

Инвариантная масса $\rho\pi$ -системы сравнивается с нерезонансным (рис. 10, а) и резонансным (рис. 10, б) спектрами. Нерезонансная s -волна ($J^P(\rho\pi) = 1^+$) может иметь отношение к наблюдаемому спектру, тогда как p - и d -волны плохо согласуются с ним. Независимое исследование

диаграммы Далитца показывает, что приемлемыми являются $J^P = 1^+$ (s-волна) и $J^P = 2^-$ (p-волна), а другие предположения согласуются хуже, по вероятности, как минимум на порядок. Аппроксимация резонансом Брейта — Вигнера дает (см. рис. 10, б) $M = 1,0$ ГэВ/c² и $\Gamma = 0,48$ ГэВ/c². Итак, имеется определенное свидетельство в пользу того, что происходит распад $\tau^- \rightarrow \rho\pi^- \nu_\tau$ и $\rho\pi^-$ -состояние, вероятно, имеет характеристики $J^P = 1^+$.

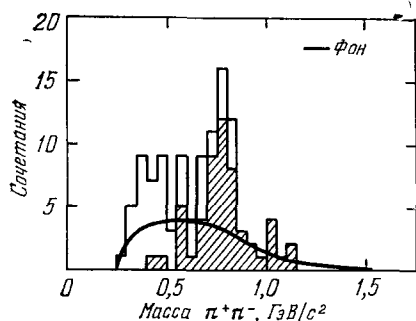


Рис. 9. Спектр масс $\pi^+\pi^-$ (PLUTO) по четырехлучевым событиям $\pi^+\pi^-\pi^+l^+$.

Сочетание с наибольшей массой в каждом событии показано заштрихованной гистограммой. Сплошная линия показывает фон адронных событий с неидентифицированным лептоном.

Измеренная доля распада $5,4 \pm 1,7\%$ соответствует теоретическим оценкам и показывает, что 3π -аксиальный ток довольно велик. Он всего лишь в два раза меньше, чем 2π -векторный ток. Имеющиеся данные недостаточны для ответа на вопрос, есть ли резонанс в 1^+ -системе $\rho\pi$. Хотя похоже, что в недалеком будущем эксперимент на «Mark II» сможет решить этот вопрос. Странная ситуация, при которой распады τ позволяют определять параметры неуловимого A_1 -мезона, была рассмотрена Сакураи еще в 1975 г.!

Имеется только одно прямое измерение инклюзивной вероятности многолучевого распада τ , свободное от фона, связанного с чармом. Это результат исследования ниже порога рождения чарма многолучевых (≥ 3) событий, содержащих 1 электрон (DELCO).

Эти события обнаруживают (рис. 11) подъем в области энергий 3,50 — 3,72 ГэВ, который соответствует τ . Они корректируются с учетом фона, связанного с ложными электронными сигналами. Поправки велики, например, фоновая часть при 3,67 ГэВ составляет 60% событий. Они определены как с помощью расчетов, так и сравнением с электронными событиями

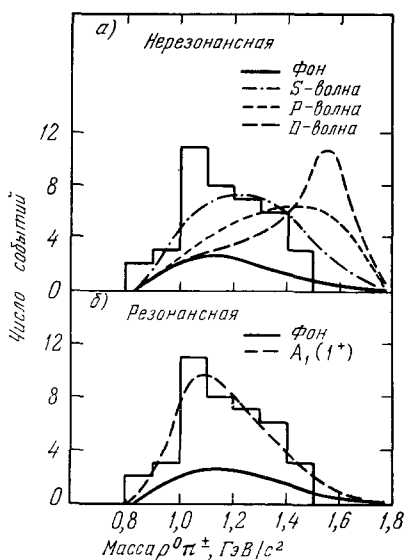


Рис. 10. Спектр масс $\rho^0\pi^-$ (PLUTO).

Кривые, превышающие фон (указанный сплошной линией), соответствуют распаду в нерезонансную систему $\rho\pi$ для нескольких величин относительно момента (а) и 1^+ резонансную $\rho\pi$ -систему с массой $1,0$ ГэВ/c² и шириной $0,48$ ГэВ/c² (б).

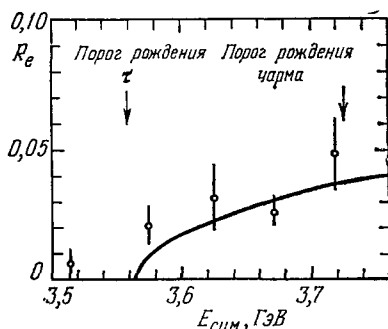


Рис. 11. Сечение многолучевых электронных событий, $R_e = \sigma(e^+ + \geq 2 \text{ заряженные частицы})/\sigma_{\mu\mu}$, исследованное группой DELCO ниже порога рождения чарма в области $3,50 < E_{\text{сцм}} < 3,72$ ГэВ.

Подгоночная кривая ($\chi^2/(n-1) = 4,5/3$) показывает пороговое поведение $\tau^+\tau^-$ -пар (n — число степеней свободы).

в области ψ (3095). После учета систематических ошибок получаем (см. рис. 11) $2b_e b_{\text{мл}} = 0,98 \pm 0,022$, где $b_{\text{мл}}$ — доля многолучевых распадов τ . Используя средние по мировой статистике экспериментальные значения для доли электронного распада $b_e = 0,175 \pm 0,011$, находим $b_{\text{мл}} = 0,28 \pm 0,06$.

Итак, все экспериментальные значения долей распада или их верхних пределов подтверждают (с их нынешней точностью) предсказания стандартной модели. Эта модель рассматривает τ^- и ν_τ как третий слабый лептонный изодублет, который присоединяется к семейству, ранее включавшему $\mu^- - \nu_\mu$ и $e^- - \nu_e$.

Другие возможности мы кратко рассмотрим в следующем разделе.

в) Классификация лептонов

Обсуждавшиеся экспериментальные наблюдения доказывают существование нового заряженного лептона, который распадается с испусканием ненаблюдаемой нейтральной частицы. τ классифицируется как новый лептон, а нейтральная часть — соответствующее ему нейтрино. Конструктивные данные таковы:

1) предел времени жизни τ : $2,3 \cdot 10^{-12}$ с (с коэффициентом доверия 95 %);
2) верхний предел доли распада в три заряженных лептона 0,6 % (с коэффициентом доверия 90 %);

3) соотношение скоростей мюонного и электронного распадов b : $b(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) / b(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) = 1,06 \pm 0,10$;

4) энергетический спектр электрона в распаде, который дает $p = 0,72 \pm 0,15$ и $m_{\nu_\tau} < 250$ МэВ/с²;

5) отсутствие реакции $\nu_\mu + \text{ядро } e^\pm X^{12}$, где X не содержит μ .

Это конечное состояние могло быть результатом $\tau^\pm X$ -рождения и дает экспериментальные значения верхнего предела 2,5 % (с коэффициентом доверия 90 %) для отношения константы τ_μ — τ -связи к константе ν_μ — μ -связи.

6) Точные пределы $e - \mu$ -универсальности: ¹³ например $b(\mu \rightarrow e \gamma) < 2 \cdot 10^{-10}$ (с коэффициентом доверия 90 %), $b(\mu^- \rightarrow e^- e^+ e^-) < 1,9 \cdot 10^{-9}$, $\Gamma(\pi \rightarrow e \nu) : \Gamma(\pi \rightarrow \mu \nu) = 1,03 \pm 0,02 \times$ (теоретический результат).

Подробности сравнения результатов с различными моделями и их первоисточники даны Гилманом ¹⁴. Нейтральной частицей, участвующей в распаде τ^- , не могут быть ν_e , $\bar{\nu}_\mu$, ν_μ и смеси ν_e и ν_μ в некоторых моделях, например, в модели с тяжелым нейтрино (N_τ), в которой $m_{N_\tau} > m_\tau$. Однако эксперимент не исключает возможности $\nu_\tau \equiv \nu_e$, несмотря на верхний предел в 2,6 % для доли распада $\tau^- \rightarrow e^- \gamma$.

Простейшая оставшаяся классификация — $e - \mu - \tau$ -универсальность, в которой каждый заряженный лептон связан с собственным нейтрино через общий слабый ток. Сейчас, через четыре года после появления первых указаний на существование τ , измерен ряд его свойств, которые в совокупности свидетельствуют в поддержку стандартной модели.

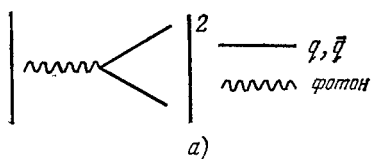
3. АДРОННОЕ СЕЧЕНИЕ И ЧАРМОНИИ

а) Предсказания квантовой хромодинамики

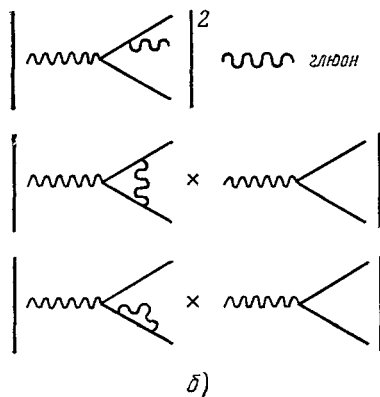
Измерение поперечного сечения $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})$ обеспечивает прямую проверку единственной существующей теории сильных взаимодействий: квантовой хромодинамики. Эта модель предсказывает в нулевом порядке значение отношения адронного сечения к сечению рождения.

м-пар; $R_0(E_{\text{сцм}}) = 3 \sum_{i=1}^{N_f} Q_i^2$, где Q_i — заряд i -го кварка, а суммирование ведется по кваркам с массой $\leq 0,5 E_{\text{сцм}}$. Это выражение следует из предположения, что адронные события происходят из рождения пар кварк-антикварк (рис. 12, а).

Измерение R , следовательно, показывает число кварков и их заряды, если они обладают цветом и представляют собой точечные частицы. Кроме



а)



б)

Рис. 12. Диаграммы для расчета «голого» адронного сечения (а) и глюонных радиационных поправок первого порядка (б).

того, путем измерения углового распределения осей струй в адронных событиях производится проверка предположения, что кварки имеют спин $J = 1/2$.

КХД также требует существования глюонов, которые через радиационные

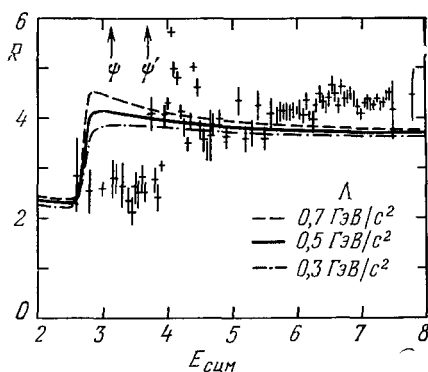


Рис. 13. Адронное сечение, $R = \sigma(\text{адрон})/\sigma_{\mu\mu}$, после учета радиационных поправок и вычета вклада τ (данные «Mark II»).

В пределы ошибок не включена систематическая неопределенность 15%. Кривые показывают предсказания КХД для нескольких величин массового параметра.

поправки влияют на сечение. Члены первого порядка (см. рис. 12, б) приводят к поправке к R , пропорциональной $\frac{\alpha_s}{\pi}$. Величина $\alpha_s (=g^2/4\pi)$ представляет собой квадрат константы сильных взаимодействий в qqq -вершине и имеет значение $12\pi/(33 - 2N_f) \ln(s/\Lambda^2)$; здесь N_f — число ароматов кварков, константа $\Lambda \sim 0,5$ ГэВ/с² берется из экспериментов по лептонному рассеянию (e, μ, ν). Поправки второго порядка были вычислены¹⁵ только недавно и дали теоретическое значение

$$R = R_0 \left[1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + (1,98 - 0,12N_f) \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 + \dots \right]$$

Основные предсказания:

а) поправки первого порядка велики ($\sim 10\%$);

б) члены второго порядка малы ($\sim 2\%$);

в) величина R будет медленно убывать с ростом q^2 , если не учитывать порогов рождения кварков (это — следствие изменения «константы» связи α_s).

На рис. 13 сравниваются расчетные значения R с измерениями, произведенными на «Mark II» в области энергий $2,6 < E_{\text{сцм}} < 7,8$ ГэВ¹⁶. Кривые включают пределы неопределенности Λ , а порог рождения с-квар-

ка выбран так, чтобы согласовать вклады ψ и ψ' . Для энергий свыше 5 ГэВ, которые лежат за резонансной областью, измерения превосходят предсказания на 10—15%. Пока эта разница покрывается систематическими ошибками и не ведет к противоречию с теоретической кривой.

Как было подчеркнуто Бьёркеном ¹⁷ и др., измерения R представляют собой главную проверку КХД. В противоположность большинству применений теории, этот расчет не страдает от недостатков теории, таких как большие поправки высших порядков и применяется к «хорошо известным» qq^- -системам. Однако все современные измерения ограничены большой систематической ошибкой 10—15%, тогда как для проверки КХД необходима точность $\sim 2\%$. Систематические ошибки — следствие неопределенностей в эффективности регистрации, в процедуре вычитания величин фонов, связанных с 2γ -событиями, t -событиями, первичным пучком, квантовоэлектродинамическими процессами, космическим фоном и радиационными поправками. Идеальным прибором, не обладающим многими характерными недостатками современных детекторов, является калориметр, способный измерять в большом телесном угле не только заряженные, но и нейтральные частицы и обладающий свойствами триггера при вложенной энергии, являющейся малой частью $E_{\text{сцм}}$. Возможным кандидатом на эту роль можно было бы назвать «кристаллический шар» («Crystall Ball»), окруженный большим адронным калориметром, состоящим из жидкого сцинтиллятора.

Обычно в квантовохромодинамических расчетах предсказания для адронных сечений не объясняют резонансов. Однако резонансы чармония, наблюдаемые около порога рождения чарма, предоставляют уникальную возможность исследовать квантовохромодинамические характеристики связанного состояния двух кварков. Кварки являются нерелятивистскими, следовательно, система может быть рассчитана. Положение в экспериментальном изучении чармония рассмотрено в следующем разделе.

б) Ч а р м о н и й

Уровни чармония характеризуются спектроскопическими индексами $n^{2S+1}L_j$, где n — главное (радиальное) квантовое число, S ($=0$ или $=1$) — сумма спинов кварка и антикварка, L — их относительный орбитальный угловой момент и j — полный спин системы. Состояние с $j = 1$ появляется как S -канальный резонанс в адронном сечении (табл. III).

Т а б л и ц а III

Состояния чармония *), наблюдаемые как резонансы в адронном сечении

S	L	J^{PC}	$2S+1L_j$	n	Обозначение	Масса, МэВ/с ²
1	0	1^{--}	3S_1	1	J/ψ	3097 ± 2
				2	ψ'	3686 ± 3
				3	ψ	4028 ± 5
				4	ψ	4414 ± 7
1	2	1^{--}	3D_1	1	ψ''	3767 ± 4
				2	ψ	4160 ± 20

*) Спектроскопические значения указаны по теоретическим предсказаниям ¹⁸.

Сравнения экспериментальных значений (рис. 14) адронного сечения около порога рождения чарма показывает следующее:

- а) четкое проявление пиков при 3,77 ГэВ и 4,03 ГэВ и прекрасное согласие формы кривой около 4,4 ГэВ (хотя это особо четко проявляется только в данных «Mark I»);
 б) разногласия по вопросу о наличии и величине пика при 4,16 ГэВ;
 в) возможная структура в области 3,95 ГэВ;
 г) согласие (с учетом систематических ошибок) величин сечения ниже и выше порога рождения чарма. (Фактически сравнение этих графиков

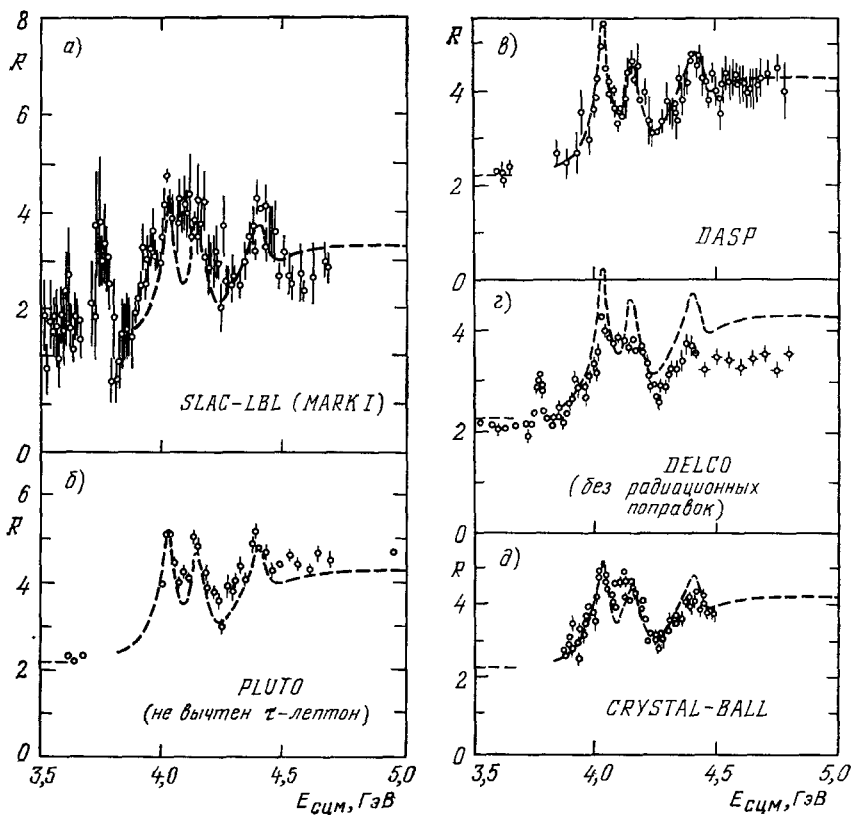


Рис. 14. Наблюдаемые величины R около порога рождения чарма.

В данных учтено влияние радиационных эффектов и искажения от τ . Штриховая кривая, которая следует точкам, полученным DASP, накладывается на измерения других групп, чтобы облегчить сравнение. В ошибки не включены систематические ошибки, величина которых 10–15%.

показывает современную величину систематических ошибок в определении экспериментального значения R .)

Большая часть разногласий, которые существуют в области 4,16 ГэВ, могут быть объяснены за счет радиационных поправок. Они требуют введения в рассмотрение структуры, различимой уже в необработанных данных, которая становится только более явной после учета радиационных поправок. Характерно, что в этой области пик увеличится на 10%, впадина также углубится на 10%. Область 4 → 4,2 ГэВ не была исследована с высокой точностью и может оказаться значительно более сложной, чем кажется сейчас.

Таким образом, можно сделать вывод, что будущие измерения дадут лишь «грубый материал» не только до, но и после учета радиационных поправок.

Таблица IV

Состояния чармония, наблюдаемые в радиационных распадах

S	L	J^{PC}	$2S+1L_J$	n	Обозначение	Масса, МэВ/с ²
0	0	0 ⁻⁺	1s ₀	1	μ_c	(2820), 2980±30
				2	μ'_c	(3450), (3590)
1	1	0 ⁺⁺	3p ₀	1	χ	3412±2
		1 ⁺⁺	3p ₁	1	χ	3507±3
		2 ⁺⁺	3p ₂	1	χ	3551±3
0	1	1 ⁺⁻	1p ₁	1		Не наблюдался

Нижние состояния чармония, для которых $J^{PC} \neq 1^{--}$, исследуются путем измерений радиационных распадов ψ и ψ' (табл. IV). Так как детальное рассмотрение вопроса о радиационных уровнях чармония как раз происходило на этой конференции, я ограничусь лишь некоторыми краткими комментариями. Главным успехом стало исключение возможных псевдоскалярных состояний с массами 2820, 3450 и 3590 МэВ/с² (к великому облегчению теоретиков, занимающихся чармонием) и появление ново-

го — η_c (по данным «Crystall ball») с массой 2980 МэВ/с² ²⁰. Наиболее сильно их отсутствие проявляется на массе 2820 МэВ/с² при сравнении данных «Crystall Ball» с сигналом, ожидаемым на основании существования пика в данных DASP (рис. 15). В итоге уровни, которые не могли бы быть интерпретированы в рамках модели чармония, эксперимент просто исключает, а ожидаемый кандидат на низшее по массе псевдоскалярное $\bar{c}c$ -состояние действительно наблюдается.

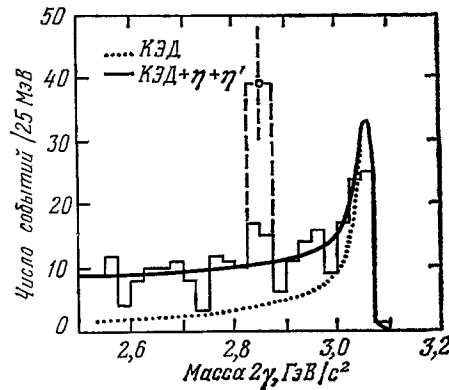


Рис. 15. Спектр масс 2γ (высокое разрешение), полученный в распадах $\psi \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ (данные «Crystall Ball»).

Кривые показывают вклады, ожидаемые от $\psi \rightarrow \eta\gamma$, $\eta'\gamma$ и 3γ (вклад КЭД). Пунктирная гистограмма показывает сигнал, который ожидался бы от кандидата, предложенного группой DASP, на псевдоскалярное состояние (сдвинутый к массе 2850 МэВ/с²).

ментально установлено, что основное состояние (псевдоскалярное) F-частицы лежит ниже этой массы, так что мы ожидаем его распад по слабому каналу в состояния, включающие $s\bar{s} : K\bar{K}X$ ($X = \pi\pi, e\nu, \mu\nu$), ϕX , ηX и $\eta'X$. Векторный вариант этой частицы F^* не может распадаться по сильному каналу в $F\pi$, так как это нарушило бы закон сохранения изоспина $m_{F^*} < m_F + 2\pi$, поэтому мы ожидаем, что распад $F^* \rightarrow F\gamma$ даст возможность объяснить полную скорость распада.

Эти характеристики используются при поисках процессов рождения F в e^+e^- -аннигиляции. Как мы увидим в следующем разделе, имеющиеся сейчас экспериментальные данные весьма скудны.

4. F-МЕЗОН

а) Общие свойства

Так как F-мезоны состоят из c- и s-кварков, они будут распадаться по сильному каналу в DK -состояние при $m_F > 2360$ МэВ/с². Экспериментально установлено, что основное состояние (псевдоскалярное) F-частицы лежит ниже этой массы, так что мы ожидаем его распад по слабому каналу в состояния, включающие $s\bar{s} : K\bar{K}X$ ($X = \pi\pi, e\nu, \mu\nu$), ϕX , ηX и $\eta'X$. Векторный вариант этой частицы F^* не может распадаться по сильному каналу в $F\pi$, так как это нарушило бы закон сохранения изоспина $m_{F^*} < m_F + 2\pi$, поэтому мы ожидаем, что распад $F^* \rightarrow F\gamma$ даст возможность объяснить полную скорость распада.

б) Эксперимент

Единственное доказательство существования F получено группой DASP²². Выбираются события типа $\gamma\gamma^+ \geq 2^-$ — заряженные частицы + что угодно, в которых оба протона должны иметь энергию свыше 140 МэВ и их полный импульс лежит между 0,3 и 1,4 ГэВ/с. Двухфотонная инвариантная масса измеряется при нескольких энергиях (рис. 16) и имеет явный π^0 -пик, возвышающийся над гладким фоном случайных совпадений.

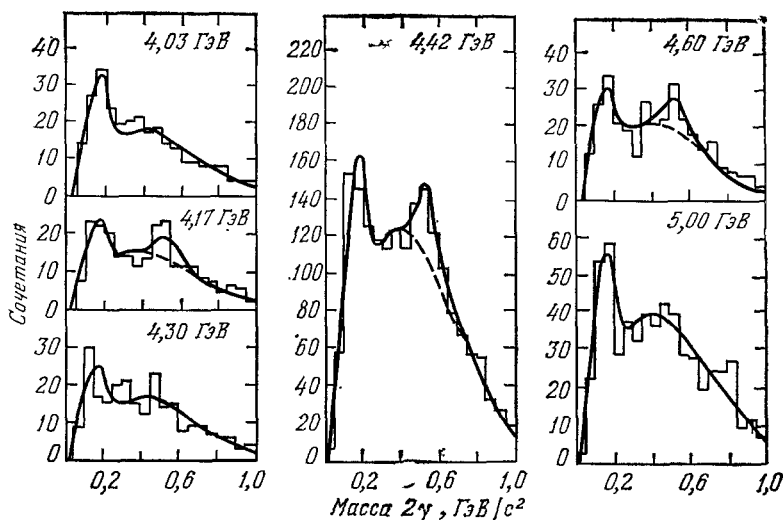


Рис. 16. Распределение масс 2γ , наблюдаемое DASP при различных $E_{\text{с.ц.м}}$ в событиях типа $2\gamma + \geq 2^-$ — заряженные частицы + что угодно.

Гладкие кривые соответствуют фону случайных совпадений, π^0 и, при некоторых энергиях, μ -рождению.

Форма этого фона определяется как методом Монте-Карло, так и совпадением фотонов от разных событий. Данные указывают также на избыток событий в области массы η при 4,42 ГэВ, но нет четких доказательств рождения η при других энергиях. Это верно также и при 4,03 ГэВ, где верхний предел η -рождения измеряется в D-распаде, $b(D \rightarrow \eta X) < 2\%$. На основании этого можно считать доказанным, что в районе 4,42 ГэВ источником η не являются ни D-мезоны, ни «старая физика». η -сигнал мал: $4,1 \pm 0,9$ нбарн или около 10% сечения рождения π^0 . Этот анализ требует глубокого понимания формы фона, который, как видно уже из необработанных данных, быстро растет при малых массах, тогда как эффективность регистрации здесь резко падает.

Когда налагается требование существования добавочного фотона с энергией не более 140 МэВ, данные (рис. 17) допускают возможное усиление η -пика на массе 4,42 ГэВ. Знание фона снова играет определяющую роль. (На рисунках сплошные линии — оценки фона, состоящего из некоррелированных фотонных событий, отнесенных к данным с $m_{\gamma\gamma} > 0,7$ ГэВ/с².)

В результате, проведя эти инклюзивные измерения, группа DASP ограничилась изучением событий типа $\pi^\pm + \gamma\gamma + \gamma_1 + X$, где импульс пиона превышает 0,6 ГэВ/с, масса $\gamma\gamma$ порядка массы η и энергия γ_1 менее 140 МэВ. События идентифицируются с реакцией $e^+e^- \rightarrow F^\pm F^{*\mp} \rightarrow (\pi^\pm \eta) (F^\mp \gamma l)$ с учетом того, что масса $\pi^\pm \eta$ равна массе F^\mp . События,

приемлемые для этой гипотезы, показаны на рис. 18. При энергии 4,42 ГэВ обнаружен пик, состоящий из 6 событий при $m_{\pi\eta} = m_F = 2,04 \pm \pm 0,02$ ГэВ/c², тогда как данные, полученные при других энергиях, которые обеспечивали контрольную статистику, такого пика не показывают. Путем измерений энергии фотонов в этих шести событиях найдена масса F^* , $m_{F^*} = 2,15 \pm 0,05$ ГэВ/c². Наконец, предполагая, что все η -мезоны при 4,42 ГэВ получаются из распада, находим отношение скоростей

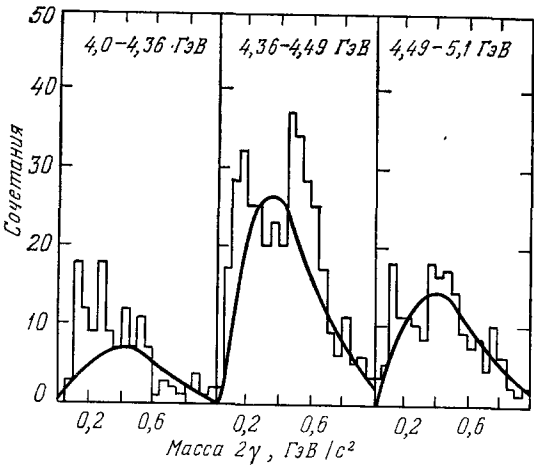


Рис. 17. Данные рис. 16 после введения ограничения в 140 МэВ на энергию фотонов. Сплошные линии указывают ожидаемый фон совпадений.

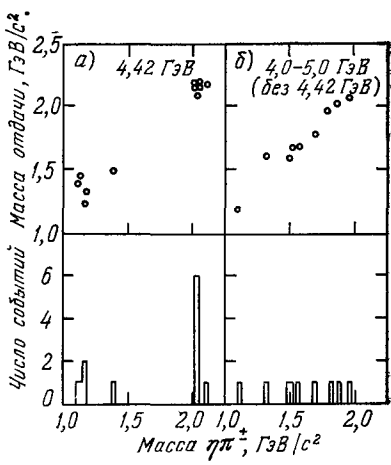


Рис. 18. Данные DASP, свидетельствующие в пользу FF^* -рождения, основанные на подгонке события типа $\pi^\pm \eta + X\gamma$, где масса частицы отдачи X равна по величине, массе $\pi^\pm \eta$.

распада $\Gamma(F \rightarrow \pi\eta) : \Gamma(F \rightarrow \eta X) = 0,09 \pm 0,06$. Остальные эксперименты дают об F очень мало сведений. Возможность появления пика в системе $K\bar{K}\pi\pi$ на массе 2,04 ГэВ/c², обнаруженного в эксперименте группы LGW, отвергнута измерениями группы «Mark II», произведенными с более высокой точностью. Техника «Mark II» не очень удобна для измерения инклюзивных η -событий, но, возможно, «Crystall Ball» сможет обеспечить независимую проверку данных DASP по исследованию η . Детектор «Mark II» нашел ²³ верхний предел для рождения F , близкий к результату DASP (табл. V).

Т а б л и ц а V

Верхний предел события рождения F (данные «Mark II»)

Канал распада	$E_{\text{СЦМ}}$ ГэВ	Доля канала (с коэффициентом доверия 95%)
$F^+ \rightarrow \pi^+ \eta$	4,16	$< 0,33$ нбарн
	4,42	$< 0,26$ нбарн *)
$F^+ \rightarrow K^+ \bar{K}^0$	4,16	$< 0,13$ нбарн
	4,42	$< 0,22$ нбарн

*) Для сравнения: результат DASP таков: $0,41 \pm \pm 0,18$ нбарн.

F-мезоны, очевидно, наиболее плохо изучены среди основных чармированных частиц. Важной задачей дальнейших исследований e⁺e⁻-реакций является независимое подтверждение данных DASP и изучение свойств F.

5. ЧАРМИРОВАННЫЕ БАРИОНЫ

а) Общие свойства и результаты наблюдений на протонных ускорителях

Низшее барионное состояние с чармом образуется из u-, d- и c-кварков с нулевым относительным орбитальным моментом для всех пар. Легчайшее состояние — Λ_c^\pm со спином 1/2 (udc, причем ud находятся в состоянии с $I = 0, S = 0$), следующее $\Sigma_c^0, +, ++$ со спином 1/2 (ddc, udc и uuc соответственно, с «ud» в состоянии с $I = 1, S = 1$) и последнее — $\Sigma^{*0, +, ++}$ со спином 3/2. Так как масса Λ_c^+ меньше, чем $m_N + m_D$, то оно слабо распадается в состояния типа NKX ($X = \pi\pi, \pi\nu, \mu\nu$), $\Lambda X, \Sigma X$ и т. п. Если массы Σ_c превышают $m_{\Lambda_c} + m_\pi$, то эти состояния будут преимущественно распадаться в Λ_c^+ с испусканием пиона.

В противоположность ситуации с чармированными мезонами, в наблюдении чармированных барионов e⁺e⁻-накопительные кольца уступают пальму первенства протонным ускорителям. В последние несколько месяцев значительно возросло число экспериментов, в которых наблюдались сигналы чармированных барионов. Я попытался объединить соответствующие данные, полученные на протонных ускорителях, в табл. VI.

Таблица VI

Итоги наблюдений чармированных барионов на протонных ускорителях

Эксперимент	Литература	Рождение	Канал распада	Масса, МэВ/c ²
BNL 7'BC (COL—BNL)	24	$\nu_\mu p$ $\nu_\mu p$ $\mu_\mu d$	$\Lambda\pi^+\pi^+\pi^-$ $\Lambda\pi^+\pi^+$ $K_S^0\pi^-\pi^+$	2426 ± 12 2260 ± 20 2254 ± 12
FNAL-фоторождение (CINP)	25	γN	$\bar{\Lambda}\pi^+\pi^-\pi^-$	2260 ± 20
FNAL 15'BC I (COL—BNL)	26	$\nu_\mu N$	$K_S^0 p \Lambda\pi^+$	2257 ± 10
FNAL 15'BC II (TIMST)	26	$\nu_\mu (d)$	$\Lambda\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$	2257 ± 17
BEBC-эмульсия (ABCDLOPRT)	26	$\nu_\mu N$	$K^-\pi^+p$	2295 ± 15
ISR I (UCLA—SACLAY)	27	pp	$K^-\pi^+p$	2290 ± 11
ISR II (ACHMNR)	27	pp	$K^-\pi^+p$	2262 ± 10
ISR III (ACCONW)	27	pp	$K^-\pi^+p$	$2260 \pm ?$

Многие из этих данных еще не опубликованы, являются предварительными и могут измениться. Весьма полезно постараться сгруппировать эти десять измерений массы: 7 объединяются со средним значением $2259 \pm \pm 6$ МэВ/c², 2 — со значением 2292 ± 9 МэВ/c² и остается одно — $2426 \pm \pm 12$ МэВ/c². Последнее сейчас интерпретируется либо как Σ_c^{*++} , либо как Σ_c^{*++} и распадается в Λ_c^+ с испусканием пиона.

Судя по расщеплению масс легких чармированных барионов маловероятно, что в интервале 2,25—2,30 ГэВ/c² находится более одного состояния, поэтому наиболее предпочтительное значение массы равно 2,26 МэВ/c². Рассмотрим с этой стороны данные по e⁺e⁻-рассеянию.

б) Инклюзивное рождение барионов

До недавнего времени единственное доказательство существования чармированных барионов в e^+e^- -аннигиляциях следовало из измерений инклюзивного рождения барионов. Измерения инклюзивных сечений p и Λ ²⁸, проведенные на «Mark II», в зависимости от $E_{\text{сцм}}$, показаны на рис. 19. Здесь построены отношения $R(p + \bar{p}) = 2\sigma(p)/\sigma_{\text{мц}}$ и $R(\Lambda + \bar{\Lambda}) = (\sigma(\Lambda) + \sigma(\bar{\Lambda}))/\sigma_{\text{мц}}$. Величина фона в данном случае существенно снижается благодаря взаимодействиям пучка с газом. Оба

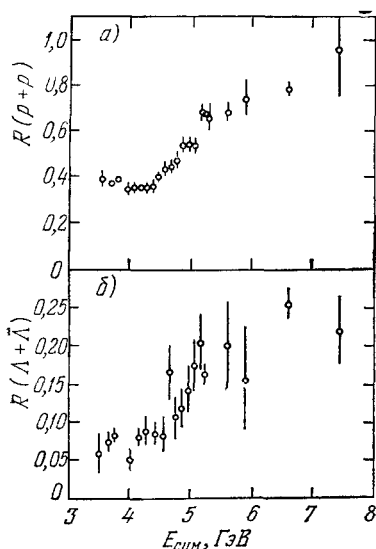


Рис. 19. Измерение группой «Mark II» отношений инклюзивных сечений для $p + \bar{p}$ (а) и $\Lambda + \bar{\Lambda}$ (б) в зависимости от $E_{\text{сцм}}$. Не учтены систематические ошибки, равные 17% (а) и 27% (б), которые могут медленно меняться с энергией.

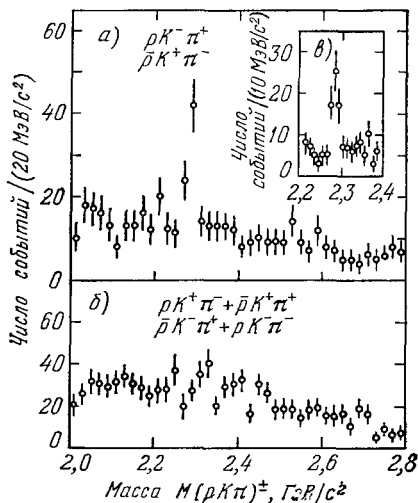


Рис. 20. Распределение масс $\rho K \Lambda$, измеренное группой «Mark II» при энергиях выше 4,5 ГэВ для заряженных комбинаций с квантовыми числами Λ_c^\pm (а) и заряженных комбинаций, не согласующихся с Λ_c^\pm (б).

Вставка показывает в более крупном масштабе пик, наблюдаемый на массе $2285 \pm 6 \text{ МэВ}/c^2$ (в).

канала обнаруживают быстрый рост сечения в области 4,5 ГэВ, связанный с кинематическим порогом рождения чармированных барионов. Эти эффекты явно несовместимы с порогом рождения голого чарма или слабой логарифмической зависимостью, ожидаемой с ростом энергии. Наблюдаемый размер «ступеньки», составляющий $0,31 \pm 0,06$ и $0,10 \pm 0,03$ для $p + \bar{p}$ и $\Lambda + \bar{\Lambda}$ соответственно,²⁹ показывает, что соотношение Λ/p в распаде чармированных барионов равно $41 \pm 15\%$ после исключения протонов, являющихся продуктами распада Λ . Это измерение касается Λ_c^+ , так как более тяжелые чармированные барионы скорее всего распадаются каскадно до Λ_c^+ .

в) Характеристики резонансов

Окончательное доказательство рождения чармированных барионов в e^+e^- -аннигиляции было дано недавно наблюдениями группой «Mark II»²⁸ пика в спектре масс $K^-\pi^+p$ -системы (рис. 20, а) при энергиях выше $E_{\text{сцм}} = 4,5$ ГэВ. Гладкий фон измерен как по форме, так и по величине

с помощью исследования $K^+\pi^-$ и $K^+\pi^+\bar{p}$ (рис. 20, б) и усреднения результатов. После учета систематических ошибок на массе (2285 ± 6) МэВ/с² обнаружен пик. Естественно интерпретировать его как Λ_c^+ , но наблюдаемая масса превышает все значения, приведенные в табл. VI. Поскольку имеется мало оснований говорить о возможном присутствии здесь двух состояний, возникшее расхождение, вероятно, объясняется неучтенной систематической ошибкой измерений.

Найдено, что величина сигнала $\sigma(\Lambda_c + \bar{\Lambda}_c) b(\Lambda_c \rightarrow K\pi p) = 0,037 \pm \pm 0,012$ нбарн. Это можно перевести в значение доли распада, приписывая подъем $\sigma(p + \bar{p})$ исключительно Λ_c^+ , посредством выражения $\sigma(\Lambda_c + \bar{\Lambda}_c) = \Delta R(p + \bar{p}) \sigma_{\text{ш}}/0,6 = 1,7 \pm 0,4$ нбарн. Множитель 0,6 следует из статистических оценок отношения $p/(p+n)$ в распадах Λ_c^+ . В результате получаем, что доля распада $b(\Lambda_c^+ \rightarrow K^-\pi^+p) = 2,2 \pm 1,0\%$.

Проведены некоторые предварительные исследования образования резонанса в $K\pi p$ -системе и других распадов Λ_c^+ . После вычитания нерезонансного фона отношение $\bar{K}^{*0}p/K^-\pi^+p$ равно $12 \pm 7\%$, а $K^-\Delta^{++}(1236)/K^-\pi^+p$ равно $(17 \pm 7)\%$. Найден положительный сигнал для $\bar{K}^{*0}p/K^-\pi^+p$, и он равен $(0,8 \pm 0,4)$, а верхние пределы для соотношений $\Lambda\pi^+/K^-\pi^+p$ и $\Lambda\pi^+\pi^+/K^-\pi^+p$ равны 0,75 и 0,8 соответственно (оба с коэффициентом доверия 95%).

Существование чармированных барионов сейчас хорошо установлено, и мы можем ожидать в ближайшем будущем существенного пополнения наших знаний об их свойствах.

6. D-МЕЗОНЫ

а) Общие свойства

Значения масс основного состояния псевдоскалярного и векторного D-мезонов, полученных группой SLAC — LBL, сведены в табл. VII. Несмотря на большие величины Q в распадах, эти массы точно определяются в e⁺e⁻-реакциях. Методика описана Фельдманом³⁰ с обсуждением

Таблица VII

Массы основных состояний D-мезонов

S	L	J^P	Состав	Обозначение	Масса, МэВ/с ²
0	0	0 ⁻	$c\bar{u}$	D ⁻	$1863,3 \pm 0,9$
			$c\bar{d}$	D ⁺	$1863,3 \pm 0,9$
1	0	1 ⁻	$c\bar{u}$	D ^{*0}	$2006,0 \pm 1,5$
			$c\bar{d}$	D ^{*+}	$2008,6 \pm 1,0$

Таблица VIII

Доли распада D*

Моды	Доли распада, %
D ^{*0} → D ⁰ π ⁰	55 ± 15
D ⁰ γ	45 ± 15
D ^{*+} → D ⁰ π ⁺	64 ± 11
D ⁺ π ⁰	28 ± 9
D ⁺ γ	8 ± 7

экспериментальных данных, подтверждающих значения спина и четности для D и D*. Например, угловое распределение D \bar{D} -пар, наблюдаемых в области ψ' (рис. 21), обнаруживает зависимость типа $\sin^2 \theta$, как и следует ожидать для бесспиновых частиц.

Эта же группа измерила доли распада D* (табл. VIII). Результаты следуют³⁰ из сочетания теоретических предположений и определения путем подгонки импульсов D⁰ и D⁺, наблюдаемых при $E_{\text{сцм}} = 4,03$ ГэВ

(рис. 22). Следует помнить, что эти доли распада получены довольно косвенным путем и желательно провести независимое измерение. Это может стать возможным в недалеком будущем при прямых измерениях «Crystall Ball» число рожденных π^0 и γ при $E_{\text{сцм}} = 4,03 \text{ ГэВ}$.

б) Инклюзивное рождение D

Недавно группой SLAC — LBL завершены исследования рождений D в этой области энергий³¹. Результаты представлены на рис. 23. Кривая

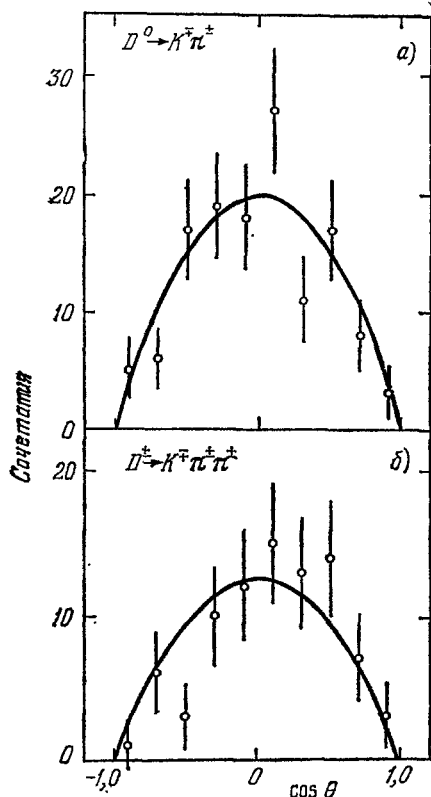


Рис. 21. Распределение DD-пар по полярным углам, наблюдаемое группой SLAC — LBL в области ψ'' .

Оцененные величины α в функции $1 + \alpha \cos^2 \theta$ имеют значение $-1,00 \pm 0,09$ (a) и $-1,04 \pm 0,10$ (б).

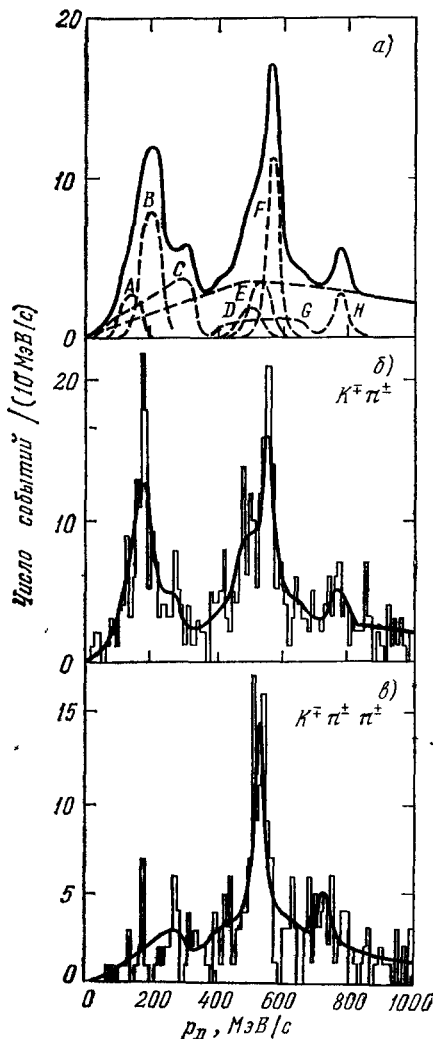


Рис. 22. Спектр импульсов D, измеренный группой SLAC — LBL при энергии 4,03 ГэВ для $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ (б) и $D^+ \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ (в).

Сплошные кривые соответствуют экспериментальным данным, а штриховые кривые на рис. а) показывают отдельные вклады (подробно см.³⁰). Три пика при 200, 500 и 750 МэВ/с соответствуют рождению $D^* \bar{D}^*$, $D^* \bar{D}^-$ и $D \bar{D}$ соответственно.

показывает сечение рождения чарма, получаемое вычитанием результата, даваемого «старой физикой», из полного сечения. Она хорошо совпадает с сечением D и, в частности, подтверждает с 15%-й точностью, что ψ'' распадается только в $D \bar{D}$ -конечное состояние. Это пока почти все наши количественные знания о D-мезонах, полученные при изучении ψ'' .

Измерения показывают также, что D-мезоны, вероятно, доминируют в сечении чарма при всех энергиях. Мы используем приведенные ранее данные для получения относительных (D : F : Λ_c) скоростей рождения в e⁺e⁻-аннигиляции, так как они могут быть удачной мерой для оценок сечения чармированных частиц в других процессах. При $E_{\text{сцм}} = 5,2$ ГэВ полное сечение чарма $R_c = 1,6 \pm 0,3$ («Mark II») и на долю Λ_c приходится $0,5\Delta R (p + \bar{p})/0,6R_c = 0,15 \pm 0,04$. По инклюзивному сигналу η_c , измеренному группой DASP при 4,4 ГэВ, можно оценить величину ниже-

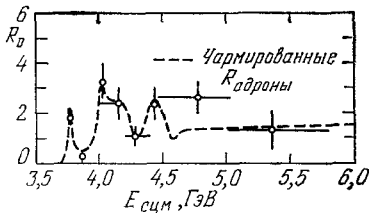


Рис. 23. Инклюзивное отношение $R = \sigma(D^0 + \bar{D}^0 + D^+ + \bar{D}^-)/2\sigma_{\text{цц}}$ измерено группой SLAC — LBL. Множитель 2 учитывает факт рождения пар D-мезонов и позволяет проводить прямое сравнение с полным чармированным (адронным) сечением (штриховая кривая), измеренным в том же эксперименте.

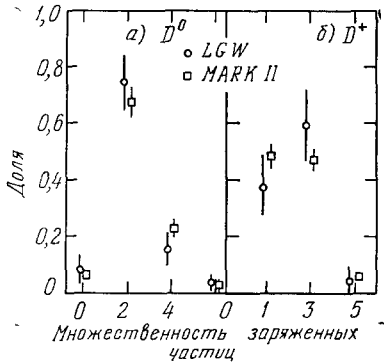


Рис. 24. Множественность заряженных частиц, измеренная группами LGM и «Mark II» для распадов D^0 (а) и D^+ (б). Данные представлены с учетом эффективности детектирования.

го предела доли F, равной $0,5\sigma_{\eta}/\sigma_{\text{чарм}} = 0,5 (4,1 \pm 0,9)/11,3 = 0,18 \pm 0,04$. При 5,0 ГэВ в DASP не обнаружен сигнал η и установлен верхний предел σ_{η} (5 ГэВ) 1,6 нбарн. Возникшая общая картина такова, что отношение D : F : Λ_c порядка 3 : 1 : 1, что частично объясняет хронологическую последовательность открытия этих частиц.

в) Общие черты распадов D

Первые измерения группы LGW³³ инклюзивного распределения по числу лучей в распадах D^0 и D^+ проверены с большей точностью в предварительном анализе на «Mark II»³² (рис. 24).

По новым данным средние множественности заряженных частиц равны $2,46 \pm 0,14$ и $2,16 \pm 0,16$ для D^0 и D^+ соответственно.

Эти измерения проделаны в области для событий, содержащих вершины распадов $D^0 (K^-\pi^+ \text{ и } K^-\pi^+\pi^+\pi^-)$ и $D^+ (K^-\pi^+\pi^+)$. Такие события также дают информацию о долях распадов в инклюзивные каоны и в инклюзивные конечные состояния. Доли распадов в инклюзивные каоны, измеренные группами LGW³³ и «Mark II»³², приведены в табл. IX.

Интересно отметить, что в обоих измерениях D^+ -распады не укладываются в 1,5—2 σ даже после учета 5% вклада от каналов ($K \rightarrow \pi$), подавленных по углу Кабиббо.

Однако этот результат может проистекать просто из неопределенности в детектировании K-мезонов, поскольку суммарные доли распадов во всех случаях близки к 80%.

Наиболее значительным результатом является наблюдение группой «Mark II» распадов $D^0, D^+ \rightarrow K^+c$ «неправильной странностью» на уровне,

Таблица IX

Инклюзивные доли распадов, b ($D \rightarrow KX$)

Мода	Данные LGW (%)	Данные «Марк II», % (предварительные)	Средние, %
$D^0 \rightarrow K^-$ K^+ K^0 *)	35 ± 10 57 ± 26	$56 \pm 5,6$ $7,9 \pm 2,6$ $20 \pm 8,5$	50 ± 5 $7,9 \pm 3$ 24 ± 8
Всего	92 ± 28	84 ± 11	82 ± 10
$D^+ \rightarrow K^-$ K^+ K^0 *)	10 ± 7 6 ± 6 39 ± 29	$17 \pm 4,1$ $5,6 \pm 2,9$ 44 ± 15	15 ± 4 $5,7 \pm 3$ 43 ± 14
Всего	55 ± 30	67 ± 16	64 ± 15

*) Следует из измерений распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ после учета доли распада в предположении $\Gamma(\bar{K}^0) = 2\Gamma(K_S^0)$.

ожидаемом вследствие подавленности по углу Кабиббо. Оба эксперимента дали довольно низкое значение для доли распада $D^+ \rightarrow K^- X$, что отчасти является следствием характеристик полупетонного распада.

г) Адронный распад D

В экспериментах, проведенных группами LGW ³⁴ и «Марк II» ³² измерены доли некоторых эксклюзивных распадов D, в которых рождается не более одного π^0 . Окончательные результаты собраны в табл. X. Эти

Таблица X

Эксклюзивные доли адронных распадов

Мода	LGW, %	«Марк II», % (предварительно)	Средние, %
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$2,2 \pm 0,6$	$2,8 \pm 0,5$	$2,6 \pm 0,4$
$K^- K^+$	—	$0,31 \pm 0,09$	$0,31 \pm 0,09$
$\pi^- \pi^+$	—	$0,09 \pm 0,04$	$0,09 \pm 0,04$
$\bar{K}^0 \pi^0$	—	$2,1 \pm 0,9$	$2,1 \pm 0,9$
$\bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$	$4,0 \pm 1,3$	$2,7 \pm 0,7$	$3,0 \pm 0,6$
$K^- \pi^+ \pi^0$	$12,0 \pm 6,0$	$6,3 \pm 2,2$	$7,0 \pm 2,1$
$K^- \pi^+ \pi^-$	$3,2 \pm 1,1$	$6,7 \pm 1,4$	$4,5 \pm 0,9$
Всего:			$19,6 \pm 2,6$
$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$	$1,5 \pm 0,6$	$2,1 \pm 0,5$	$1,9 \pm 0,4$
$\bar{K}^0 K^+$	—	$0,5 \pm 0,3$	$0,5 \pm 0,3$
$K^- \pi^+ \pi^+$	$3,9 \pm 1,0$	$5,2 \pm 1,0$	$4,6 \pm 0,7$
$K^- \pi^+ \pi^0$		$16,4 \pm 9,5$	$16,4 \pm 9,5$
$\bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$		$5,1 \pm 2,0$	$5,1 \pm 2,0$
$K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$		$< 2,0$	$< 2,0$
Всего:		(с коэффициентом доверия 90%)	(с коэффициентом доверия 90%) $28,5 \pm 9,7$

моды отвечают только примерно за 20% каналов распада D^0 и D^+ . Оставшиеся 80% составляют главным образом полулептонные распады, включающие по крайней мере $2\pi^0$, которые весьма сложно фиксировать. В настоящее время мы располагаем только весьма поверхностными данными о рождении (K^* , ρ)-резонансов в распадах D . Так как это касается процедуры отборки D^\pm , которая применяется в некоторых экспериментах, отметим, что оценки рождения \bar{K}^{*0} в $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ весьма малы ($<15\%$). К счастью, «Mark II» скоро прояснит ситуацию³². Ожидается, что измерения доли распада чармированных частиц углубят наше понимание нелептонных слабых взаимодействий. Ситуация, однако, усложняется из-за сосуществования нескольких механизмов распада и неопределенности взаимодействий в конечных состояниях. Для сравнения с теоретическими расчетами очень важно знать времена жизни D^0 и D^+ , чтобы экспериментально полученные значения долей распада могли быть преобразованы в скорости. Этот вопрос будет обсуждаться позже.

По-видимому, простейшие адронные распады с двухчастичными конечными состояниями дадут нам наиболее полезную информацию. В эксперименте группы «Mark II» недавно наблюдалось³⁵ подавление распадов $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$ и $D^0 \rightarrow K^- K^+$ (рис. 25) по углу Кабиббо. Они измеряют следующие отношения скоростей распадов: $\Gamma(D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+)/\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = 0,033 \pm 0,015$ и $\Gamma(D^0 \rightarrow K^- K^+)/\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = 0,113 \pm 0,030$. Это следует сравнить с результатами «наивной» теории³⁶, что даст отношение скоростей $(\tan^2 \theta) \cdot 1,07$ (фазовое пространство) $= 0,054$ и $\tan^2 \theta_c \times 0,92 = 0,046$ для $\pi^- \pi^+$ и $K^- K^+$ соответственно. Расхождение может быть легко устранено небольшим усложнением теории³⁷. К сожалению, эти замечательные результаты не могут быть использованы для определения угла Кабиббо в распадах чармированных частиц, но они просто подтверждают, что он имеет величину, близкую к ожидаемой.

д) Полулептонные распады D

В противоположность ситуации с адронными распадами, проверки чармированного тока в полулептонных процессах относительно просты, так как один и тот же адронный ток множится на известный лептонный ток.

Экспериментально процесс $c \rightarrow se^+ \nu_e$ исследуют, рассматривая многолучевые электронные события $e^\pm + \geq 2$ — *заряженные частицы*, которые выбираются, чтобы минимизировать τ -фон. Относительное сечение чарми-

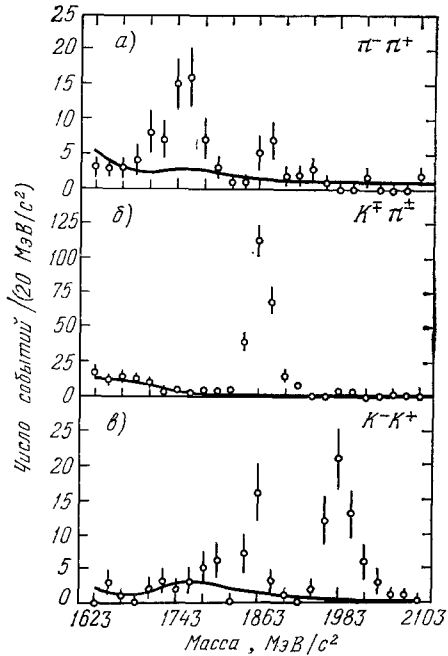


Рис. 25. Распределение инвариантной массы в области ψ'' , полученное группой «Mark II» для $\pi^+ \pi^-$ (а), $K^- \pi^+$ (б) и $K^- K^+$ (в).

Пики в области 1863 МэВ/с² указывают на распады D^0 с правильной идентификацией частиц, в то время как пики-спутники соответствуют случаю одной неверно идентифицированной частицы в распаде $D^{(0)} \rightarrow K^- \pi^+$.

рованных многолучевых электронных событий, R_e^c , как видно по данным DELCO (рис. 26) ведет себя подобно адронному сечению. Результат непосредственного сравнения с полным сечением рождения чарма показан на рис. 27, где представлены значения отношения R_e^c/R^c при различных энергиях. Сечение чармированных адронов R^c получают в том же эксперименте путем вычитания из $R(E)$ событий, имеющих место в «старой физике», а также фоновых, связанных с радиационными хвостами τ , ψ , ψ' , двухфотонными процессами и взаимодействиями пучка с газом. Так как рис. 27 не включает данных по событиям с двумя детектируемыми электронами, то он описывает величину $2b_e(1 - b_e)$, где $b_e = \Gamma(\text{чарм} \rightarrow e\nu X)$: $\Gamma(\text{чарм} \rightarrow \text{все})$. В данном случае «чарм» — различные смеси D , F и Λ_c ,

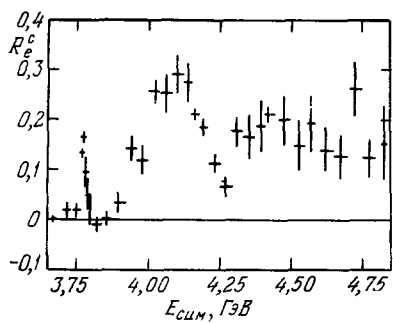


Рис. 26. Сечение многолучевых чармированных электронных событий, $R_e^c = \sigma(e^\pm + \dots) / \sigma_{\text{полн.}}$, области энергий 3,67 — 4,80 ГэВ.

Эти данные (DELCO) скорректированы по отношению к фону от τ и неидентифицированных адронных событий. Показаны статистические ошибки; они не отражают возможную плавную зависимость систематических ошибок ($\sim 15\%$) от энергии.

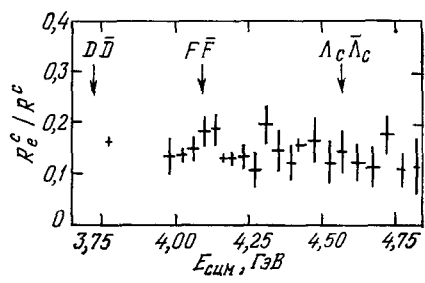


Рис. 27. Отношение R_e^c к полному сечению чармированных адронных событий R^c , измеренное группой DELCO.

$R_e^c/R^c = b_e(1 - b_e)$, где доля распада $b_e = \Gamma(\text{чарм} \rightarrow e\nu X) / \Gamma(\text{чарм} \rightarrow \text{все})$.

состав которых с достаточной степенью достоверности известен только в области ψ' . Поэтому сейчас трудно сделать какие-нибудь окончательные выводы из рис. 27. Однако рассматриваемая величина b_e при энергиях выше 4 ГэВ согласуется с постоянной, а в области ψ' несколько возрастает. Так как на порогах рождения F и Λ_c изменений не наблюдается, то эти частицы могут иметь сравнимые с D доли полулептонного распада, хотя, конечно, их электронный вклад меньше.

Результаты измерений доли распада $D \rightarrow e\nu X$ приведены в табл. XI.

Таблица XI

Доли распада $D \rightarrow e\nu X$

Эксперимент	Литература	$E_{\text{СЦМ}}$, ГэВ	Доля распада, %
DASP	38	$3,99 \rightarrow 4,08$	$8,0 \pm 2,0$
LGW	34	ψ''	$7,2 \pm 2,8$
DELCO	39	ψ''	$8,0 \pm 1,5$
«Mark II»	32	ψ''	$10,0 \pm 4,0$
Среднее $8,0 \pm 1,1$			

Чтобы избежать неизвестных вкладов от других источников чарма, эти измерения ограничиваются областью $E_{\text{сцм}} < 4,08$ ГэВ. Состав «D» таков: $56 \pm 3\%$ D⁰ и $44 \pm 3\%$ D⁺ в области ψ'' и $70 \pm 10\%$ D⁰ и $30 \pm 10\%$ D⁺ при 4,03 ГэВ³¹ (что соответствует данным DASP). Важно помнить, что значения эффективностей детектирования в этих измерениях получаются из предположения о равенстве долей полулептонного распада D⁰ и D⁺. Если они различны, то доля распада D (8%) не может быть интерпретирована как просто среднее арифметическое по D⁰ и D⁺.

Спектр импульсов электронов в многолучевых событиях, наблюдавшийся на DELCO³⁹ в области ψ'' , показан на рис. 28. Эти результаты не скорректированы по отношению к эффективности черенковского детектирования и к фону от адронных и τ -лептонных событий. Последние определяются из данных, полученных в области ψ и при энергиях 3,50—3,52 ГэВ, а также путем независимых расчетов. После учета поправок,

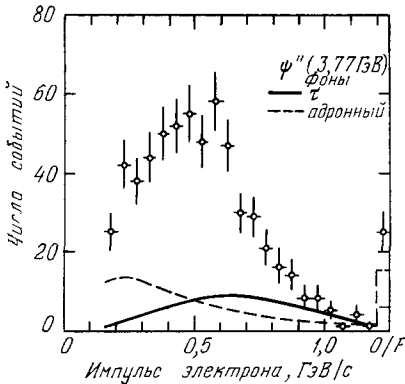


Рис. 28. Спектр импульсов электронов из многолучевых событий, наблюдавшихся группой DELCO в области ψ'' .

Сплошная кривая показывает предсказанный вклад от распадов τ (19% наблюдаемых событий). Штриховая кривая — все остальные источники фона (24%).

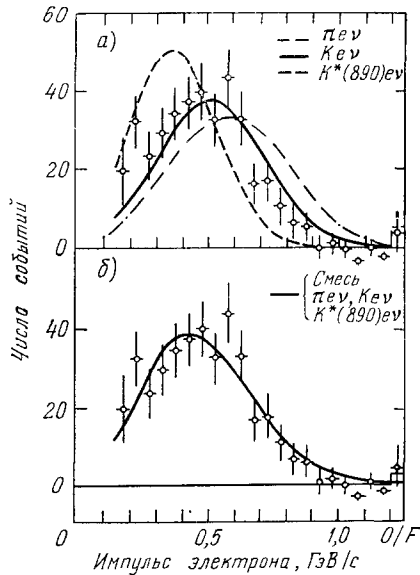


Рис. 29. Спектр импульсов электронов из распадов в области ψ'' , измеренный группой DELCO.

Кривые были нормированы по данным ниже 1 ГэВ/с и соответствуют следующим гипотезам: а) D → $\pi e \nu$ (штрих-пунктирная кривая, $\chi^2/(n-1) = 80,9/16$), D → $K e \nu$ (сплошная кривая, $\chi^2/(n-1) = 23,4/16$), D → $K^*(890) e \nu$ (штриховая кривая, $\chi^2/(n-1) = 53,8/16$); б) вклады от D → $K e \nu$ (55%), D → $K^* e \nu$ (39%) и D → $\pi e \nu$ (6%).

связанных с указанными эффектами, получается электронный спектр D (рис. 29), который сравнивается с некоторыми гипотезами, предполагающими справедливость механизма Глэшоу — Илиопулоса — Майани (GIM) для полулептонных распадов. Спектр не согласуется ни с какой из отдельных мод распада, но хорошо согласуется со смесью мод $K e \nu$ и $K^* e \nu$. Величины вкладов, определяемые путем подгонки, зависят от резонансной части $K\pi$ -моды. Экстремальные величины равны $37 \pm 16\%$ и $55 \pm 14\%$ для $K^* e \nu$ и $K e \nu$ соответственно, или в случае нерезонансного $K\pi$ -рождения, — $(55 \pm 21)\%$ для $K^* e \nu$ и $38 \pm 19\%$ для $K e \nu$. Малый вклад от $\pi e \nu$ здесь включается и фиксируется в соотношении к предпочтительному по углу Кабиббо каналу. Также изучались возможные вклады каналов $K\pi e \nu$, $Q(1280) e \nu$ и $K^{**}(1420) e \nu$, и во всех случаях результаты были сравнимы с нулевым сигналом.

7. ВРЕМЯ ЖИЗНИ ЧАРМА

Соотношение времен жизни D^+ и D^0 может быть исследовано путем измерения долей полулептонного распада D^+ и D^0 отдельно. Это возможно, поскольку доминирующий распад $c \rightarrow Se^+ \nu_e$ имеет $\Delta I = 0$ и, таким образом, существует попарное равенство полулептонных каналов распада D^0 и D^+ , например, $\Gamma(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e) = \Gamma(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 e^+ \nu_e)$ и $\Gamma(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- e^+ \nu_e) = \Gamma(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ e^+ \nu_e)$. Следовательно, соотношение времен жизни $\tau(D^+) : \tau(D^0) = b(D^+ \rightarrow e \nu X) : b(D^0 \rightarrow e \nu X)$. Эти результаты могут быть использованы для получения абсолютных времен жизни, так как скорость

распада $\Gamma(D \rightarrow K e \nu)$ может быть достоверно вычислена ⁴⁰ по аналогии с $\Gamma(K \rightarrow \mu e \nu)$ с малой неопределенностью, возникающей из-за эффектов, связанных с формфактором.

Экспериментальная методика, способная определить доли полулептонных распадов D^+ и D^0 , такова:

Таблица XII
Статистика многоручевых электронных событий
в области ψ' (DELCO)

События включают	e	2e	2e + «V» (K_S^0)
Наблюдаемые Фон	1416 693	21 4,6	8 1,8
Сигнал чарма	724	16,4	6,2

а) измерение многоручевого электронного сечения при двух энергиях с известными и разными сочетаниями D^0 и D^+ ;

б) использование следа мягкого π в $D^* D^-$ -событиях как сигнала присутствия D^0 и D^- ;

в) сопоставление событий по адронным распадам в области ψ' , и, наконец, г) сравнение частоты появления 1-электронных и 2-электронных событий.

Последний вариант применен к данным DELCO (табл. XII) в области.

Рис. 30, на котором сравниваются спектры энергии электронов для событий типа 1e (фон вычтен) и 2e (фон не вычтен), показывает, что данные преимущественно согласуются с полулептонным характером распада D -мезонов.

Число наблюдаемых 1-е событий, обусловленных чармом (N_e), связано с долей полулептонных распадов D^0 и D^+ (b^0 и b^+ соответственно) выражением $N_e = A_e^0 b^0 (1 - b^0) + A_e^+ b^+ (1 - b^+)$, где константы A_e^0 (A_e^+) — число распадов $D^0 D^0$ ($D^+ D^-$) при данной статистике эксперимента, умноженное на эффективность детектирования. Для 2е-событий аналогичное выражение $N_2 = A_2^0 b^{02} + A_2^+ b^{+2}$, где A_2^0 и A_2^+ включают новые поправки на эффективность детектирования. Таким образом, мы видим, что существует полоса решений b^0 и b^+ , которая примерно линейна для 1е-событий и примерно эллипсоидальна для 2е-событий. Результаты приведены на рис. 31 для двух экстремальных предположений об эффективности детектирования. Данные показывают, что либо $b^+ \ll b^0$, либо $b^+ \gg b^0$ — независимо от предположений об отдельных каналах полулептонного распада. Чтобы оценить значение этих данных, ответим на вопрос: «Какова вероятность наблюдения 21 или более 2е-событий, если $b^0 = b^+?$ » Для $b^0 = b^+ = 8\%$ предсказанное число 2е-событий (включая фон) равно 10,5 и вероятность наблюдения более 21 события составляет 0,3%. (Эти расчеты предполагают такое соотношение K/K^* , которое ведет к наибольшему и, следовательно, наиболее консервативному числу 2е-событий). Если мы возьмем $b^0 = b^+ = 9,1\%$, что на 1σ больше среднего по мировой статисти-

ке, предсказываемое число возрастет до 12,2, а вероятность появления более 21 события — до 1,3%. Для сравнения, если мы предсказываем 21, вероятность наблюдать ≥ 21 равна, конечно, 50%. Следовательно, маловероятно, что избыток 2e-событий представляет собой статистическую флуктуацию.

Чтобы различить две перекрывающиеся области на рис. 31 используется число K_S^0 («V») в 2e-событиях. Присутствие K_S^0

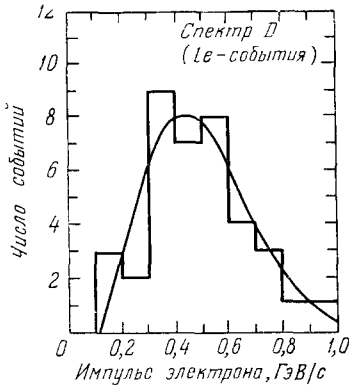


Рис. 30. Спектр импульсов электронов в многолучевых 2-электронных событиях ($e^+e^- \rightarrow \geq 1$ — заряженная частица), наблюдавшийся группой DELCO в области ψ' . Кривая показывает спектр чарма, наблюдаемый в 1-электронных событиях.

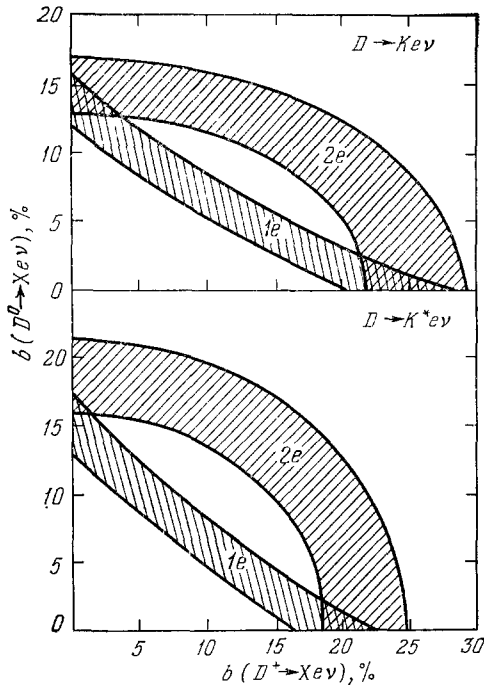


Рис. 31. Допустимые значения долей полулептонных распадов в многолучевых 1e- и 2e-событиях в области ψ' (по данным DELCO).

Заштрихованные области, ограниченные $\pm 1\sigma$, построены для двух крайних предположений об эффективности регистрации: а) все $D \rightarrow Kev$ и б) все $D \rightarrow K^*ev$.

проявляется хотя бы по одному треку, который не проектируется назад к вершине азимутальной проекции.

Данные табл. XIII представляют собой вероятность наблюдения не менее восьми 2eV-событий при заданных 16,4 чармированных 2e-событиях для нескольких мод распада D. Отметим, что эта информация не зависит от абсолютного числа 2e-событий, так как связана только с частью, содержащей «V». Следовательно, большой сигнал от K_S^0 , наблюдаемый в 2e-событиях, показывает, что а) вклад от D^+D^- велик и б) $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 e^+ \nu_e$ является важным каналом распада. Наконец, объединяя результаты 1e-, 2e- и 2e/2e-данных (рис. 32), находим, что доли полуэлектронного распада D^0 и $D^+ < 5\%$ (с коэффициентом доверия 95%) и $24 \pm 4\%$

Таблица XIII

Вероятности наблюдения не менее восьми 2e-событий

Моды распадов	Предсказанное число 2e V-событий *)	Вероятность, %
$D^+D^- \rightarrow K^0ev$	7,9	53
$K^{*0}ev$	3,2	1,7
$D^0\bar{D}^0 \rightarrow K^\pm ev$	1,8	0,05
$K^{*\pm}ev$	3,5	2,8

*) С учетом 1,8 событий фона.

соответственно. В этих предварительных значениях учтены систематические неопределенности, например, в Kev и K^*ev . Данные группы «Mark II» также указывают на большее по сравнению с D^0 значение доли полуэлектронного распада D^+ . Предварительные измерения, использующие события в области ψ'' , дают $b^0 = 5,2 \pm 3,3\%$ и $b^+ = 16 \pm 5,3\%$. Эти измерения согласуются (см. рис. 27) с тем, что инклюзивное рождение в области ψ'' , где доля D^+ в смеси максимальна.

Результаты подразумевают, что D^+ живет в несколько раз дольше, чем D^0 ; по данным DELCO $\tau(D^+)/\tau(D^0) > 4$ (с коэффициентом доверия 95%) Действительные времена жизни могут быть определены из

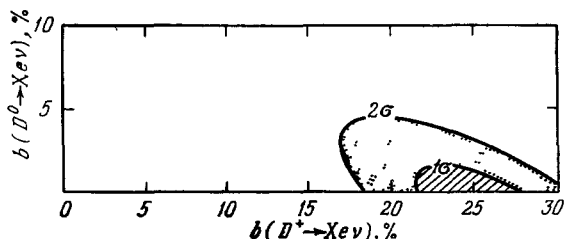


Рис. 32 Области возможных значений долей полулептонных распадов D^0 и D^+ , определенные группой DELCO.

расчетов $^{40}\Gamma(D \rightarrow Kev) = (1,4 \pm 0,3) \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ в предположении, что $Kev/Xev = 45 \pm 24\%$ (что соответствует пределам, указанным импульсным распределением в 1е-событиях). По данным DELCO $\tau(D^0) < 3,5 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ (с коэффициентом доверия 95%) и $\tau(D^+) = (8 \pm 5) \cdot 10^{-13} \text{ с}$. Подобная разница во временах жизни обнаруживается прямыми наблюдениями в эмульсиях и пузырьковых камерах ⁴¹. На основании мировой статистики — около дюжины событий в каждом классе — среднее время жизни нейтральных чармированных частиц оказывается равным $1,0 \cdot 10^{-13} \text{ с}$, тогда как для заряженных — $5,3 \cdot 10^{-13} \text{ с}$.

Наблюдающееся различие времен жизни D^0 и D^+ говорит о том, что простое представление о нелептонных распадах, в котором кварк-«спектатор» не играет существенной роли, некорректно. Такой подход подразумевает $\Gamma_{NL}^0 = \Gamma_{NL}^+$, тогда как измерения DELCO показывают, что $\Gamma_{NL}^0 > 5,3\Gamma_{NL}^+$ (с коэффициентом доверия 95%).

Некоторые авторы ⁴² ранее отстаивали эту возможность, основываясь на рассмотрении долей распада D^0 и D^+ , особенно с конечными состояниями, содержащими Кл.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение τ -лептонов и чармированных частиц никоим образом не закончено и в дальнейшем мы будем больше полагаться на данные о e^+e^- -реакциях в этой области энергий. Центральными вопросами, представляющими особый интерес, являются:

1. Насколько точно соблюдается $e - \mu - \tau$ -универсальность? Этот вопрос исследуется путем измерений усовершенствованными методами времени жизни τ , $V - A$ -тока, массы ν_τ и редких мод распада.

2. Угол Кабиббо в распадах τ . Легче всего определить его, измеряя отношение $K^* \rightarrow \nu_\tau / \rho \rightarrow \nu_\tau$.

3. Характеристики многолучевых распадов τ , особенно моды « A_1 » ν .

4. Величины R (с точностью 2%) выше и ниже порога рождения чарма.

5. Состояния чармония η_c , η_c^1 и 1P_1 .

6. Подтверждения наблюдений (DASP) F-мезонов и измерений их свойств.

7. Идентификация следующих чармированных барионных состояний и измерение долей распада, особенно для полуплеотонных распадов, так как они могут оказаться важным источником прямых лептонов в других взаимодействиях.

8. Измерение угла Кабиббо в распадах чармированных частиц по отношению скоростей $\Gamma(D^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e) : \Gamma(D^+ \rightarrow K^0 e^+ \nu_e)$.

Впереди еще много работы, и она становится все труднее. Например, при измерениях, связанных с D-мезонами, потребуются годы, чтобы уменьшить вдвое типичные статистические ошибки. При удаче работа может ускориться за счет выбора продуктивной области $E_{\text{сдм}}$ и возможностей увеличения светимости. Если результаты, полученные в истекшем году, рассматривать как некое указание, то мы можем ожидать еще больше неожиданностей — даже от D-мезонов, с которыми мы наиболее хорошо знакомы.

Я рад выразить благодарность Чарльзу Брауну и Джону Пиплсу за гостеприимство на конференции, организованной Лабораторией им. Ферми. Кроме того, я хочу поблагодарить экспериментаторов DORIS и SPEAR за обсуждение их неопубликованных данных. Наконец, я глубоко благодарен моим коллегам по сотрудничеству в DELCO за их очень приятное и полезное для работы общество.

Центр Стэнфордского линейного ускорителя,
Стэнфордский университет, Калифорния, США

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Brandelik R. et al (DASP).— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 73, p. 109.
2. Bascino W. et al (DELCO).— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 13. Bartel W. et al (DESY-Heidelberg).— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 77, p. 331.
2. Tsai Y. S. Preprint SLAC-PUB-2105.—1978.
3. G. L. Kane и L. S. Raby показали (UMHE 79-26 и в дискуссиях после этого доклада), что нынешние экспериментальные проверки не могут полностью исключить значение $3/2$ для спина τ . Определенно, введением формфактора можно уменьшить высокоэнергетическое сечение, расходящееся при данном значении спина. Однако вычисления $\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau)/\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \nu_e \nu_\tau)$ производятся авторами работы⁹ при совершенно общих предположениях и сравнение их результатов с экспериментальными измерениями исключает значение спина $3/2$ как для τ , так и для ν_τ . Хочу поблагодарить Ф. Д. Гилмана за обсуждение этой проблемы.
4. Bascino W. et al.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 749.
5. Nachtmann O., Pais A.— Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 16, p. 630.
6. Feldman G. J. Invited talk at the Intern. Meeting on the Frontier of Physics. Singapore: Preprint SLAC-PUB-2230.— 1978.
7. Gilman F. J., Miller D. H.— Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 17, p. 1846. Kawamoto N., Sanda A. I. Preprint DESY 78/14.—1978.
8. Подробности данных «Mark II» обсуждает V. Lüth на этой конференции.
9. Tsai Y. S.— Phys. Rev. Ser. D., 1971, v. 4, p. 2821.
- Thacker M. B., Sakurai J. J.— Phys. Lett. Ser. B, 1971, v. 36, p. 103.
- Korthals-Altes C. P., Mery P.— Ibid., 1978, v. 72, p. 375.
- Ahn Y., Kim J., Song M. S.— Ibid., v. 73, p. 196.
- Alles W. Preprint 79-0441.— Bologna, 1979.
10. Flügge G., личное обсуждение неопубликованного препринта. Более ранний анализ, основанный на несколько меньшей статистике: Alexander G. et al.—Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 73, p. 99.
11. Sakurai J. J.— In: Proc. of the VII Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies/Ed. W. T. Kirk.— Stanford, 1975.—P. 353.
12. Snopce A. M. et al.— Phys. Rev., 1978, v. 40, p. 144.
13. Atarelli G.— In: XIX Intern. Conference on High Energy Physics.— Tokyo, 1978, Rome preprint.— 1978 — P. 107.

14. Gilman E. J.— In.: Kyoto Summer Institute for Particle Physics. Kyoto, Japan: Preprint SLAC-PUB-2226.— 1978.
15. Dine M., Sapirstein J.— Phys. Rev., 1979, v. 43, p. 668.
Chetyrkin K., Kateev A., Tkachov F.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 85, p. 277.
16. Barnett R. M., Dine M., McLerran L. SLAC preprint (in preparation). Данные «Mark II» взяты из ^{19a}.
17. Bjorken J. D.— Preprint SLAC-PUB-2366.— 1979.
18. Eichten F., Gottfried K., Kinoshita T., Lane K., Yan T.— Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 17, p. 3090; Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 21, p. 203.
19. Данные рис. 14 взяты из:
а) Siegrist J., Ph. D. thesis (unpublished)
б) Burmester J. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 66, p. 395.
в) Petersen A. Ph. D. thesis: DESY F22—78/06 — 1978.
г) Basino W., Ph. D. thesis (unpublished)
д) Bloom E. Приглашенный доклад на этой конференции.
20. Bloom E. Приглашенный доклад на этой конференции.
21. Bloom E.— XIV Rencontre de Moriond. Les Arcs-Savvie, France, 1979: приглашенный доклад.
22. Brandelik R. et al.— Zs. Phys. Ser. C, 1979, Bd. 1, S. 233.
23. Jenni P. Частное сообщение; Luth V. Приглашенный доклад на этой конференции.
24. Cazzoli E. G. et al.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 1125.
25. Knapp B. et al.— Ibid., 1976, v. 37, p. 882.
26. Schreiner P. Приглашенный доклад на этой конференции.
27. Kernan A. Приглашенный доклад на этой конференции.
28. Abrams G. S. et al.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 10.
29. Результаты этих измерений $R(\Lambda + \bar{\Lambda})$ примерно вдвое больше величины, опубликованной ранее: Picolo M. et al.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 1503.— Большинство рассогласований коренятся в ошибочном учете потерь мягких пионов из распада Λ в раннем анализе.
30. Geldman G. J.— Banff Summer Institute on Particles and Fields: Preprint SLAC-PUB-2068.— 1977.
31. Rapidis P. A. Ph. D. thesis: SLAC-220.—1979.
32. Schindler R. Ph. D. thesis: SLAC-219.—1979.
Luth V. Приглашенный доклад на этой конференции.
33. Vuillemin V. et al.— Phys. Rev., 1978, v. 41, p. 1149.
34. Feller J. M. et al.— Ibid., p. 274.
35. Abrams G. S.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 481.
36. «Наивная» теория определяется как теория, не согласующаяся с данными эксперимента. (Если честно, то существуют также и «наивные» эксперименты!)
37. Harari H. Приглашенный доклад на этой конференции.
38. Wilk B. H., Wolf G. DESY-78/23.— 1978.
39. Basino W. et al.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1073.
40. См., например: Fabirov D., Stech B.— Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 183, p. 315. Дальнейшие ссылки основываются на ³⁹.
41. Voyvodic L. Приглашенный доклад на этой конференции.
42. Katuya M.— Phys. Rev. Ser. D., 1978, v. 18, p. 3510.
Katuya M., Koide Y.— Ibid., 1979, v. 19, p. 2631.
Hara Y. Submitted to Progr. Theor. Phys., 1979.