

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

539.126.134

**НОВЫЕ ДАННЫЕ О ВРЕМЕНАХ ЖИЗНИ
КОРОТКОЖИВУЩИХ ЧАСТИЦ***В. М. Раннопорт*

После выхода в свет исчерпывающих обзоров по методам и результатам измерений времен жизни короткоживущих частиц¹⁻⁴ (см. также⁵⁻⁷) в литературе появились новые данные об экспериментах, проведенных в этой области физики высоких энергий. Ниже мы предлагаем краткую сводку результатов и модификаций методик измерений времен жизни τ -лептона, очарованных и b -адронов, появившихся в печати за 1982—1983 гг.

Сначала мы опишем эксперименты на встречных e^+e^- -пучках, в которых было измерено время жизни B -мезонов и τ -лептона. Затем перечислим результаты измерений, проведенных с помощью гибридной эмульсионной методики, новые данные, полученные на пузырьковых камерах, и эксперименты по измерению времен жизни чисто электронными методами. В заключение перечислим характеристики планируемых в ЦЕРНе экспериментов по изучению физики короткоживущих частиц и приведем сводную таблицу современных данных по их временам жизни.

1. ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ВСТРЕЧНЫХ e^+e^- -ПУЧКАХ**а) Измерения времени жизни B -мезонов**

В Стэнфорде на встречных e^+e^- -пучках PEP в двух экспериментах почти одновременно было измерено время жизни B -мезонов^{8,9}. В одном из них использовался детектор MAC⁸, центральная часть которого состоит из цилиндрической дрейфовой камеры для прослеживания заряженных частиц. Камера состоит из девяти дрейфовых цилиндрических промежутков, помещенных в соленоидальное магнитное поле, напряженностью 0,57 Тл. Радиус наименьшего цилиндрического дрейфового промежутка составляет 12 см, наибольшего — 45 см. Точность измерения точки на треке равна 200 мкм. Дрейфовая камера окружена электромагнитным и адронным калориметрами, состоящими из пропорциональных проволочных камер, прослоенных, соответственно, слоями свинца и железа. Два торцевых калориметра перекрывают область углов, начиная с 10° от направления пучков. Намагнитенная сталь в калориметрах создает поле 1,7 Тл, которое совместно с внешними дрейфовыми камерами служит для измерения импульсов мюонов.

Для измерения времени жизни B -мезонов отбирались события с электронами и мюонами, т.е. исследовались полуплептонные распады. Проводился отбор по полной и поперечной энергии и по числу заряженных частиц. Требовалось выполнение условий стыковки мюона во внешнем детекторе с треком, восстановленным в центральной дрейфовой камере, а также соответствия амплитуды импульса выделившейся в калориметре энергии одной

частице с минимальной ионизацией. Кандидат на электрон выделялся как трек в центральной дрейфовой камере, связанный с ливнем в электромагнитной ливневой камере и не сопровождаемый существенным выделением энергии в адронном калориметре.

Отделение b -адронов от очарованных частиц проводилось статистически по поперечному импульсу распадных лептонов p_T относительно направления вылета исследуемой распадающейся частицы. Проводилось обрезание $p_T > 1$ ГэВ/с. В качестве другого параметра отбора служил прицельный параметр δ — наименьшее расстояние от проекции траектории лептона на плоскость, перпендикулярную оси пучков, до точки пересечения пучка с этой плоскостью. Анализ выборок очарованных и b -частиц показал, что $\langle \delta \rangle_c \sim 20 - 30$ мкм и $\langle \delta \rangle_b \sim 160$ мкм. После обрезаний по прицельным параметрам проводился кинематический анализ.

В эксперименте было измерено среднее время жизни выборки B -мезонов, которое оказалось равным

$$\tau_B = (1,8 \pm 0,6 \pm 0,4) \cdot 10^{-12} \text{ с,}$$

где первая ошибка является статистической, а вторая систематической и соответствует систематической ошибке определения $\langle \delta \rangle$. Отметим, что измеренное время жизни по крайней мере на порядок превышает ожидаемое для b -частиц (см., например, ⁴).

Второй эксперимент в SLAC на PEP проводился с помощью спектрометра «Mark II» ^{7,9,10} и вершинного детектора при энергии встречных e^+e^- -пучков в системе центра масс $E_{\text{с.м.}} = 29$ ГэВ. Вершинный детектор представлял собой цилиндрическую многослойную дрейфовую камеру с высоким пространственным разрешением и был расположен внутри основной прослеживающей заряженные частицы камеры. Среднее пространственное разрешение вершинного детектора в адронных событиях составляет 110 мкм на слой. Обе камеры работали в магнитном поле 0,23 Тл. Траектории частиц экстраполировались назад, в вершину их возникновения с точностью 100 мкм в плоскости, перпендикулярной направлению движения частиц. Электроны идентифицировались с помощью калориметра из свинца и жидкого аргона. Мюоны выделялись с помощью системы из четырех слоев адронного поглотителя и проводочных пропорциональных камер.

Отбор событий с полулептонными распадами B -мезонов проводился аналогично описанной выше процедуре. Распадные длины определялись по прицельным параметрам распадных лептонов. Для событий с $|\delta| < 1$ мм проводился кинематический анализ. Определение среднего времени жизни b -адронов привело к значению

$$\tau_B = (12,0_{-3,6}^{+4,5} \pm 3,0) \cdot 10^{-13} \text{ с,}$$

которое представляет собой среднее по всей выборке b -адронов, взвешенное по произведениям их сечений рождения на относительные вероятности полулептонных каналов распада. Параллельное определение времени жизни очарованных адронов, хорошо согласующееся с мировыми данными, показало, что измерения не содержат большой систематической ошибки.

б) Измерения времени жизни τ -лептона

На встречных e^+e^- -пучках были измерены также времена жизни τ -лептона. Один из экспериментов проводился в SLAC на PEP с помощью вершинного детектора спектрометра «Mark II» ^{7,10}. Второй эксперимент был поставлен в DESY на PETRA, и для измерений использовался детектор CELLO ¹¹.

В эксперименте в SLAC время жизни τ -лептона определялось по расстоянию между вершиной его трехлучевого распада и областью встречи

пучков e^+e^- . Поскольку энергия, при которой образуется τ -лептон ($E_{c.m} = 29$ ГэВ), известна, средняя распадная длина пропорциональна времени жизни.

Для анализа использовалась выборка из 156 событий. Методом максимального правдоподобия было получено среднее значение распадных длин 705 ± 87 мкм (ошибка только статистическая). Учет возможных источников систематических ошибок привел к окончательному результату для времени жизни τ -лептона:

$$\tau_\tau = (3,20 \pm 0,41 \pm 0,35) \cdot 10^{-13} \text{ с},$$

где первая ошибка статистическая, а вторая — систематическая. Как отмечают авторы¹⁰, это значение хорошо согласуется с ожидаемым из универсальности слабых взаимодействий *)

$$\tau_\tau = \tau_\mu \left(\frac{m_\mu}{m_\tau} \right)^5 B_{\tau \rightarrow e} = (2,8 \pm 0,2) \cdot 10^{-13} \text{ с}.$$

В эксперименте в DESY на PETRA набор статистики производился при двух энергиях встречных пучков: $E_{c.m} = 17,1$ ГэВ и $E_{c.m} = 11$ ГэВ. Измерения осуществлялись с помощью детектора CELLO¹¹, центральная часть которого состоит из пяти пропорциональных проволочных и семи дрейфовых камер, помещенных в соленоидальное магнитное поле 1,3 Тл. Пространственное разрешение центральной части CELLO составляет ~ 350 мкм.

Для измерения времени жизни отбирались события с четырьмя или большим числом заряженных частиц. Для восстановления вершины использовались τ -лептоны, которые распадаются, по крайней мере, на три заряженных μ -мезона. При энергии 17 ГэВ было отобрано ~ 200 таких событий, а при 11 ГэВ — около 70.

Для определения наиболее вероятной вершины применялась процедура минимизации χ^2 . Отбор кандидатов на распад τ -лептона проводился по величине прицельного параметра: по крайней мере для трех треков прицельный параметр должен быть меньше 1 см в плоскости, перпендикулярной направлению пучка, и меньше 2,5 см — вдоль пучка.

С помощью метода максимального правдоподобия была получена величина

$$\tau_\tau = (4,7_{-2,9}^{+3,9}) \cdot 10^{-13} \text{ с},$$

которая хорошо согласуется с результатами описанного выше эксперимента и теоретическими предсказаниями.

2. ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА НЕЙТРИННЫХ, ФОТОННЫХ И АДРОННЫХ ПУЧКАХ

а) Эксперименты с гибридной эмульсионной методикой

Новые результаты получены в основном в двух эмульсионных экспериментах, один из которых проводился в Фермилабе (E-531)¹³, а другой в ЦЕРНе на SPS (WA-58)¹⁴.

В эксперименте E-531 эмульсионные блоки экспонировались на широкополосном нейтринном пучке. В качестве спектрометра использовались дрейфовые камеры, которые служили для измерения импульсов вторичных частиц и получения целеуказания на вершины взаимодействия, а также для определения координаты выхода частиц из эмульсии. Методика подробно описана в обзоре Дж. Д. Прентиса⁴, поэтому здесь обсуждаться не будет. Отметим только, что после обнаружения точки выхода трека из основного эмульсионного блока эффективность его прослеживания до вершины обра-

*) Неопределенности в значении τ_τ возникают, в основном, из-за ошибки измерения $B_{\tau \rightarrow e}$ ¹².

зования соответствующей ему частицы составляла $89 \pm 2\%$ и практически не зависела от глубины залегания вершины.

Поиск распадов заряженных частиц производился путем прослеживания всех треков из первичной вершины на расстоянии до 6 мм. Для распадов нейтральных частиц осуществлялся поиск внутри цилиндрической области за первичной вершиной радиусом 300 мкм и длиной 1000 мкм. Другим, наиболее эффективным методом поиска распадов является прослеживание из спектрометра назад треков, у которых нет соответствующих продолжений в эмульсии, выходящих из первичной вершины. На такие треки накладываются следующие ограничения: они должны проходить в пределах 2 мм от первичной вершины и импульсы соответствующих им частиц должны превышать 700 МэВ/с. Для этих случаев по показаниям спектрометра определяли точку выхода трека из сменного слоя и затем с эффективностью $90 \pm 2\%$ переходили в основную эмульсионную мишень.

На статистике 11 D^+ -мезонов, 19 D^0 -мезонов, 3 F^+ -мезона и 8 Λ_c^+ -барионов методом максимального правдоподобия определены времена жизни:

$$\begin{aligned} \tau_{D^+} &= (11,4_{-4,4}^{+6,6}) \cdot 10^{-13} \text{ с}, & \tau_{D^0} &= (2,3_{-0,5}^{+0,8}) \cdot 10^{-13} \text{ с}, \\ \tau_{F^+} &= (2,0_{-0,8}^{+1,8}) \cdot 10^{-13} \text{ с}, & \tau_{\Lambda_c^+} &= (2,3_{-0,6}^{+1,0}) \cdot 10^{-13} \text{ с}. \end{aligned}$$

В эксперименте WA-58¹⁴, который проводился в ЦЕРНе на РЕР в пучке меченых фотонов в области энергий $20 \text{ ГэВ} < E_\gamma < 70 \text{ ГэВ}$, последовательно облучались 5000 эмульсионных слоев, размерами $200 \times 50 \times 0,6 \text{ мм}^3$. Эмульсии устанавливались под углом 5° по отношению направления пучка, при этом эффективная толщина слоя составляла 6,9 мм. На каждый слой сбрасывалось $\sim 10^6$ фотонов. Идентификация частиц, измерение импульсов и регистрация π^0 -мезонов осуществлялись спектрометром «Omega»⁴. С помощью измеренных в спектрометре вторичных треков восстанавливались вершины взаимодействий. Поиск вершины в эмульсии производился в области целеуказания ($11 \times 3 \times 0,6 \text{ мм}^3$). После обнаружения вершины взаимодействия производился поиск вторичных вершин (распады заряженных частиц — прослеживанием по треку, распады нейтральных частиц — просмотром конуса за первичной вершиной с углом раствора 30° и длиной либо 500 мкм, либо 2000 мкм). При поиске распадов нейтральных частиц использовался также метод прослеживания в глубь эмульсии восстановленных в спектрометре треков, которые не «сшивались» со следами, выходящими из первичной вершины. При оценке времени жизни учитывались параметры l_{\min} и l_{\max} и эффективность просмотра. l_{\min} — наименьшее расстояние, на котором можно зарегистрировать распад с данной топологией (обычно $l_{\min} = 20 \text{ мкм}$). l_{\max} — расстояние между первичной вершиной и границей поискового объема, измеренное вдоль направления вылета исследуемой частицы (для заряженных частиц — до выхода трека из эмульсии). Измерение эффективности просмотра показало, что для распадов заряженных частиц она не зависит от распадной длины, а для нейтральных частиц падает с расстоянием.

Для измерения времени жизни было отобрано 22 D^0 -мезона и 18 заряженных очарованных частиц, из которых 7 были идентифицированы как Λ_c^+ , четыре — как D^\pm , а оставшиеся 7 считались D^\pm с примесью F -мезонов и Λ_c^+ .

Определение времени жизни методом максимального правдоподобия привело к следующим значениям:

$$\begin{aligned} \tau(D^0, \bar{D}^0) &= (2,7_{-0,7}^{+1,4}) \cdot 10^{-13} \text{ с}, & \tau(D^\pm) &= (3,44_{-0,1}^{+2,0}) \cdot 10^{-13} \text{ с}, \\ \tau(\Lambda_c^+) &= (2,14_{-0,66}^{+1,12}) \cdot 10^{-13} \text{ с}. \end{aligned}$$

Из эмульсионных экспериментов хотелось бы еще отметить попытку прямого наблюдения распадов b -частиц. В поставленном в ЦЕРНе на пучке π -ме-

зон с энергией 350 ГэВ эксперименте NA-19¹⁵ проводился поиск каскадного распада b -частиц в эмульсии, который приводит к образованию в конечном состоянии 3 или 4 мюонов.

Область нахождения первичной вершины определялась по пересечению траектории частицы пучка с треками вторичных частиц, которые регистрировались в задней части спектрометра. Многопроволочная пропорциональная камера, расположенная перед эмульсионной мишенью, определяла координаты частицы пучка в плоскости, перпендикулярной пучку, с точностью 70 мкм. Для уменьшения поискового объема в эмульсии непосредственно за стопкой помещался вершинный детектор, который состоял из 4 многопроволочных пропорциональных камер, расположенных друг за другом с зазором 0,5 мм.

В пучке последовательно облучались стопки эмульсии «Илфорд» G5 размерами $15 \times 10 \times 5$ см³. 50 л эмульсии облучались параллельно пучку, а 6 л (17 блоков) — перпендикулярно. Во время экспозиции с помощью шаговых двигателей стопки сдвигались в плоскости, перпендикулярной направлению пучка, для равномерного облучения всей поверхности. При параллельном облучении плотность треков составляла 900 частиц/мм², при перпендикулярном — до 2000 частиц/мм². Просмотр перпендикулярно облученных слоев эмульсии проводился автоматически, с помощью метода, разработанного коллаборацией E-531¹⁶.

Из зарегистрированных $3,2 \cdot 10^8$ взаимодействий было отобрано 171 событие с тремя мюонами, для которых осуществлялся поиск вершин распадов в эмульсии. Регистрация распадов заряженных частиц проводилась методом слежения по всем вторичным трекам с минимальной ионизацией на расстоянии до 2 мм для половины выборки и до 1 мм для оставшейся части. Поиск нейтральных распадов проводился внутри конуса за первичной вершиной длиной 200 мкм и углом раствора 30°. Никаких кандидатов на распад b -частиц обнаружено не было. Предполагалось, что вероятность наблюдения распадов частиц с временем жизни $\tau \sim 10^{-13}$ с составляет $\approx 0,8$. Отмечается, что эта вероятность уменьшается в два раза для областей времен жизни $\tau \sim 2 \cdot 10^{-14}$ с и $\tau \sim 10^{-12}$ с. Отсутствие кандидатов соответствует верхнему пределу сечения рождения b -частиц ≈ 90 нб на 90%-ном уровне достоверности для $\tau_b \sim 10^{-13}$ с.

б) Эксперименты на пузырьковых камерах

Время жизни очарованных частиц, образованных в $\gamma\gamma$ -взаимодействиях при энергии $E_\gamma = 20$ ГэВ измерялось в SLAC в водородной пузырьковой камере¹⁷. Пучок γ -квантов формировался путем рассеяния электронов с энергией 20 ГэВ на лазерном пучке. Размеры камеры составляли ~ 1 м³, частота срабатывания — 10 Гц. Разрешение оптики — 55 мкм, глубина поля зрения ± 6 мм. Плотность пузырьков в камере составляла 70 см⁻¹, диаметр пузырьков — 55 мкм. За камерой были расположены 4 набора многопроволочных пропорциональных камер (MWPC), два черенковских счетчика и стенка из свинцового стекла. Запуск камеры осуществлялся триггером, который требовал наличия в трех MWPC сигналов от заряженной частицы, образованной в рабочем объеме пузырьковой камеры (обработка сигналов от MWPC проводилась с помощью процессора в течение 200 мс), и выделения энергии в стенке из свинцового стекла.

Для кандидатов на очарованные частицы отбирались распады с двумя или большим числом заряженных вторичных треков. Для одного из треков прицельный параметр должен был превышать 110 мкм (удвоенную ширину трека), а для других быть больше 40 мкм. Обрезание минимальной распадной длины проводилось на 500 мкм. Время жизни определялось методом максимального правдоподобия с использованием набора параметров различных процедур оценки. По распадам 9 заряженных и 11 нейтральных очарованных

частиц получены значения

$$\tau^{\pm} = (8,2_{-2,5}^{+4,5}) \cdot 10^{-13} \text{ с} \quad \text{и} \quad \tau^0 = (6,7_{-2,0}^{+3,5}) \cdot 10^{-13} \text{ с}.$$

В эксперименте NA-18¹⁸ в ЦЕРНе на SPS в пучке π^- -мезонов с импульсом 340 ГэВ/с в качестве вершинного детектора использовалась пузырьковая камера с тяжелым наполнителем ВВС³. Спектрометром в NA-18 служила стримерная камера. Пузырьковая камера ВВС с наполнителем из C_3F_8 обладала высоким разрешением ~ 30 мкм при фотографировании обычной оптической системой. Плотность пузырьков для частиц с минимальной ионизацией составляла 300 см^{-1} . При голографическом съеме информации, который в данном эксперименте не использовался, разрешение достигает 8 мкм при глубине поля зрения 9 см¹⁹.

Для анализа отбирались события, в которых треки в ВВС хорошо «сшивались» с треками в стримерной камере и не наблюдалось явного дисбаланса поперечных импульсов. Идентификация распадающихся частиц проводилась по восстановленным эффективным массам. Разрешение по массам составляло: для D-мезонов $\pm 28 \text{ МэВ}/c^2$ и для F-мезонов $\pm 31 \text{ МэВ}/c^2$ (при распаде по каналу $F \rightarrow \text{KK}\pi$) и $\pm 43 \text{ МэВ}/c^2$ ($F \rightarrow \pi\pi$).

После отбора остался 21 распад кандидатов на D-мезоны, для которых требовалось выполнение следующих условий: по крайней мере на одной из проекций расстояние от распадной вершины до ближайшего вторичного трека должно превышать 25 мкм; по крайней мере на одной из проекций максимальный прицельный параметр должен превышать удвоенный диаметр пузырька.

Оценка среднего времени жизни для D-мезонов, проведенная по методу максимального правдоподобия, приводит к значениям:

$$\tau(D^0, \bar{D}^0) = (4,1_{-1,3}^{+2,6} \pm 0,5) \cdot 10^{-13} \text{ с}, \quad \tau(D^{\pm}) = (6,3_{-2,3}^{+4,8} \pm 1,5) \cdot 10^{-13} \text{ с},$$

где первая ошибка статистическая, а вторая — систематическая.

В эксперименте NA-16 в ЦЕРНе на SPS на пучках π^- -мезонов и протонов с импульсами 360 ГэВ/с коллаборацией LEBC-EHS проводились исследования характеристик очарованных мезонов²⁰. В качестве вершинного детектора использовалась «скорострельная» водородная пузырьковая камера с высоким разрешением LEBC³. Частота срабатывания LEBC составляла ~ 30 Гц, разрешаемые размеры пузырьков ~ 50 мкм.

Для импульсного анализа заряженных частиц и регистрации π^0 использовался спектрометр EHS³. Частичная идентификация частиц осуществлялась в дрейфовой камере ISIS³. «Замаскированные» распады детектировались либо по вторичным трекам, которые при экстраполяции не попадали в вершину взаимодействия, либо по росту ионизации.

Для получения бесфоновой выборки очарованных частиц использовались различные кинематические обрезания. При определении времени жизни методом максимального правдоподобия учитывались минимальная и максимальная регистрируемые распадные длины, которые зависят от топологии конкретного события, размеров пузырьков, размеров LEBC, глубины фокуса и обрезания по расстоянию в поперечном относительно пучка направлении от вершины распада до оси пучка ($< 0,06$ см).

Получены следующие значения времен жизни:

$$\tau(D^0, \bar{D}^0) = (4,1_{-0,9}^{+1,3}) \cdot 10^{-13} \text{ с} \text{ — выборка из 16 распадов,}$$

$$\tau(D^{\pm}) = (8,4_{-2,2}^{+3,5}) \cdot 10^{-13} \text{ с} \text{ — выборка из 15 распадов,}$$

$$\tau(F^{\pm}) = (2,1_{-0,8}^{+3,6}) \cdot 10^{-13} \text{ с} \text{ — два распада.}$$

Нужно отметить, что каждая выборка согласуется с одной экспонентой распада соответствующего мезона.

К октябрю 1983 г. обработанная статистика D-мезонов увеличилась до 77 распадов, и новые данные по временам жизни²¹ дают значения

$$\tau(D^\pm) = (9,9_{-3,0}^{+5,7}) \cdot 10^{-13} \text{ с} \quad \text{и} \quad \tau(D^0, \bar{D}^0) = (3,7_{-1,1}^{+2,0}) \cdot 10^{-13} \text{ с}.$$

**в) Электронные измерения
времен жизни D-мезонов**

Первое чисто электронное измерение времени жизни очарованных частиц было реализовано в эксперименте NA-1, поставленном в ЦЕРНе на фотонном пучке SPS при энергиях 40 — 150 ГэВ²². Исследовалось когерентное фоторождение очарованных мезонов на активной кремниевой мишени. Многочастичный спектрометр служил для измерения импульсов нейтральных и заряженных частиц и для отбора кандидатов на события с рождением пар $D\bar{D}$. Разделение π и K осуществлялось черенковскими счетчиками в области импульсов 5—21 ГэВ/с. Длина траектории D-мезонов измерялась в мишени — телескопе из тонких кремниевых детекторов, в каждом из которых образовывался сигнал, пропорциональный множественности пересекающих детектор заряженных частиц.

Активная мишень (15% радиационной длины) состояла из 40 кремниевых детекторов толщиной 300 мкм, зазоры между которыми составляли ~100 мкм. Частица с минимальной ионизацией в каждом слое выделяла энергию 90 кэВ (при электронном шуме 30 кэВ).

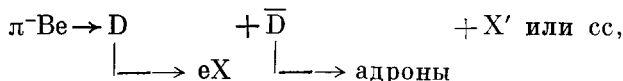
Эффективные массы M_1 и M_2 двух D-мезонов восстанавливались путем перебора всех частиц конечного состояния. Для выборки из отобранных 98 распадов измерялись длины пробега распадающихся частиц. Положение вершины образования определялось с помощью выброса, соответствующего отдаче ядра кремния, или, если выброс не наблюдался, с помощью первой ступеньки в последовательности сигналов от активной мишени. Вершина распада определялась по последующему скачку.

Метод максимального правдоподобия с одной экспонентой (распад одной частицы) с учетом ограниченной толщины мишени, минимальной регистрируемой распадной длины и расчетной величины примесей в выборке D^0 -мезонов приводит к значению

$$\tau(D^\pm) = (9,5_{-1,5}^{+3,1}) \cdot 10^{-13} \text{ с}.$$

Авторы отмечают, что дальнейшее усовершенствование методики — создание мишени с более тонкой структурой — должно позволить измерять времена жизни D^0 - и F-мезонов и Λ_c^+ -бариона.

Вероятно, наибольшим достижением в электронном измерении времен жизни очарованных частиц можно считать эксперимент NA-11, поставленный в ЦЕРНе на SPS^{23,24}. Совместно со спектрометром ACCMOR использовался вершинный микрополосковый кремниевый детектор с разрешением 5 мкм. Изучались взаимодействия π^- -мезонов с энергией 200 ГэВ с Ве и выделялись события с образованием одного электрона:



где X и X' — любые многочастичные состояния. Уменьшение фона от адронов, фотонов и пар конверсии γ -квантов достигалось с помощью информации от микропроволочных пропорциональных камер и calorиметра.

Для восстановления событий «оф лайн» использовались:

— шесть микрополосковых кремниевых детекторов (MSD), которые измеряли положение частиц пучка с точностью $\sigma_{\text{горизонт}} = 25$ мкм, $\sigma_{\text{верт}} = 6$ мкм;

- шесть MSD, которые подробно описываются ниже;
- 48 дрейфовых плоскостей больших размеров и два магнита для измерения импульсов заряженных частиц;
- три черенковских счетчика, которые позволяли разделять π , K и p в области импульсов 4 — 80 ГэВ/с.

Перечислим основные характеристики микрополосковых кремниевых детекторов: материал — монокристаллы Si; толщина — 280 мкм ($3 \cdot 10^{-3}$ радиационной длины); чувствительная площадь — 24×36 мм²; число полосковых диодов — 1200; зазор между полосками — 20 мкм; длина полосок — 36 мм; число считываемых полосок — 240; зазор между считываемыми полосками — в центральной области 60 мкм (считывается каждая четвертая полоска), на краях — 120 мкм; пространственная точность — соответственно 4,5 и 7,9 мкм; двухчастичное разрешение — 60 и 120 мкм. Более подробное описание MSD можно найти в работе ²⁵.

Для уменьшения числа электронных каналов и для преодоления проблемы вывода сигнала с каждой полоски на внешнюю электронику использовалось деление заряда на межполосковых емкостях. Необходимая для этого аналоговая электроника обеспечивала также измерение энергетических потерь проходящих частиц.

Вершинный телескоп состоял из 6 плоскостей MSD и служил для измерения координат треков заряженных частиц. Детекторы MSD были разделены на три группы, по два кристалла в каждой. Один из MSD был расположен так, что угол между полосками и горизонтальной плоскостью составлял $+14^\circ$, а для другого этот угол был равен -14° . Такая конфигурация позволяла восстанавливать треки в пространстве (две проекции). Расстояние между двумя MSD в каждой группе (8 мм) определялось технологическими возможностями, а расстояние между группами (44 мм) — соображениями точности восстановления треков и светосилой телескопа.

Положение частицы определялось по центру тяжести «кластеров» — последовательности соседних считываемых полосок с полным сигналом, соответствующим, по крайней мере, ожидаемому для одной частицы ²⁵.

Восстановление событий происходило в три этапа: расшифровка координат, восстановление трека и реконструкция топологии вершины. При этом использовалась информация об энергетических потерях, которая позволяла оценить множественность заряженных частиц. На этапе расшифровки координат проводился поиск «кластеров» и определение координат треков.

Для восстановления трека в пространстве использовалась информация от всех шести MSD и дрейфовой камеры. Общая для нескольких треков вершина определялась с помощью прямой минимизации χ^2 с учетом полной корреляционной матрицы ошибок всех треков, экстраполированных в вершину.

Отбор событий на триггерном уровне осуществлялся с помощью поиска взаимодействий с наиболее чистыми сигналами от электронов. Отбирались также конечные состояния с заряженными K -мезонами. Для них анализировались данные от MSD.

Для кандидатов на распады очарованных частиц требовалось выполнение следующих условий: достаточно большого расстояния между первичной и вторичной вершинами, превышения прицельными параметрами распадных частиц двух стандартных отклонений и сохранения импульса.

Результаты измерений привели к следующим значениям времен жизни ²⁴:

$$\begin{aligned} \tau(D^0, \bar{D}^0) &= (4,5 \pm 2,0) \cdot 10^{-13} \text{ с для канала распада } K\ell, \\ &= (4,1 \pm 1,2) \cdot 10^{-13} \text{ с для канала распада } K\ell\ell, \\ \tau(D^\pm) &= (8,8 \pm 2,7) \cdot 10^{-13} \text{ с для канала распада } K\ell\ell. \end{aligned}$$

Ошибки здесь только статистические, так как систематические еще недостаточно изучены.

Для увеличения скорости набора статистики предполагается в дальнейшем использовать триггер на изменение множественности вторичных частиц. Он должен обеспечиваться активной мишенью, состоящей из 15 MSD, расположенных друг за другом с малым зазором.

Совсем недавно появились первые методические работы по использованию приборов с зарядовой связью (ПЗС) для регистрации частиц высокой энергии. ПЗС — это полупроводниковая интегральная микросхема, состоящая из матрицы элементарных ячеек. Типичная полезная площадь матрицы составляет 0,5—1 см², полезная толщина — несколько десятков мкм, толщина подложки 1—2 мм. При использовании ПЗС в качестве детектора частиц каждая ячейка, размером несколько десятков микрон, накапливает электроны (или дырки), образованные регистрируемой частицей при прохождении через обедненную зону полупроводника. Съем информации с ПЗС производится последовательно от каждой ячейки через одно и то же выходное устройство.

Детекторы на ПЗС обладают высокой точностью (порядка одной десятой размера ячейки) и хорошим двухтрековым разрешением (обычно — размер двух ячеек).

На контрольном пучке π^- -мезонов с импульсами 5 ГэВ/с в ЦЕРНе на PS получены первые результаты по работе телескопа из ПЗС на пучке частиц высокой энергии²⁷. Эффективность регистрации треков на одну плоскость оказалась равной $98 \pm 2\%$, пространственное разрешение составило 4,3 мкм и 6,1 мкм в двух ортогональных направлениях, двухчастичное разрешение — 40 мкм. В эксперименте использовался телескоп из трех матриц ПЗС с чувствительной площадью 8×13 мм² и размером ячеек 22×22 мкм². Указанная точность определения координат получена с помощью определения центра тяжести распределения зарядов по ячейкам. В эксперименте исследовались детекторы P8600, состоящие из двумерной структуры ПЗС. В процессе работы использовался режим накопления в детекторе зарядов, образованных при прохождении частиц, и следующий за ним период считывания, который осуществлялся между сбросами пучка. Считывание с детекторов происходит с помощью механизма зарядовой связи.

Для успешного применения ПЗС в физике короткоживущих частиц необходимо, как считают авторы, решить следующие задачи:

- 1) уменьшить толщину керамической подложки (сейчас она составляет 1,6 мм);
- 2) уменьшить время считывания (можно достичь 0,1 мс);
- 3) обеспечить возможность работы при высоких интенсивностях пучков (считывание по триггеру);
- 4) увеличить пространственную точность (в соответствии с расчетом ее можно довести до ≤ 2 мкм).

Наиболее очевидным преимуществом ПЗС в качестве вершинного детектора частиц является хорошее двухтрековое разрешение, превышающее, например, разрешение MSD. Это позволяет помещать ПЗС в непосредственной близости от вершины взаимодействий при высоких энергиях, что является важной особенностью для изучения короткоживущих частиц. Увеличение эффективности регистрации малых распадных длин возникает и за счет одновременного измерения в одном детекторе координат x и y трека. Аналогичные аргументы применимы и для экспериментов на встречных пучках.

г) Планируемые эксперименты в ЦЕРНе по физике короткоживущих частиц²⁷

В ЦЕРНе на SPS на 1983—1986 гг. запланировано продолжение нескольких уже идущих и ряд новых экспериментов по изучению очарованных и b -частиц.

1) **Фотонный пучок.** В новых сеансах эксперимента NA-1 предполагается заменить активную кремниевую мишень на монокристаллическую германиевую в сочетании с кремниевым телескопом с малой плотностью. Это приведет к увеличению разрешения в области вершины взаимодействия в три раза, что позволит изучать не только D^\pm -мезоны, но и более короткоживущие частицы (D^0 , F и др.). Набор статистики должен быть закончен до конца 1983 г.

В предложении эксперимента NA-14 предполагается в качестве вершинного детектора использовать активную кремниевую мишень и систему MSD. Отбор кандидатов на очарованные частицы будет производиться по скачку по множественности в сигналах от активной мишени (как в NA-1) и требованию ненулевого прицельного параметра, определяемого с помощью MSD. Предполагаемая статистика — 10^4 восстановленных распадов очарованных частиц (1984—1986 гг.).

На спектрометре EHS предполагается заменить LEBC на пузырьковую камеру с высоким разрешением HOLEBC (предложение P-182). Вспышка пузырьковой камеры и считывание электроники должны запускаться триггером на рождение адронов. Предполагается получить $\sim 10^3$ восстановленных распадов очарованных частиц (из них около 100 F -мезонов).

Т а б л и ц а

Времена жизни короткоживущих частиц, 10^{-13} с

| Эксперимент | Методика | τ_τ | τ_B | τ_{D^\pm} | τ_{D^0}, \bar{D}^0 | τ_{F^\pm} | $\tau_{\Lambda_c^+}$ |
|-------------------------------------|-----------------------------|------------------------|------------------------------|-----------------------------|-------------------------------------|---------------------|------------------------|
| PEP, e^+e^- | MAC | $4,1 \pm 1,1 \pm 1,2$ | $18 \pm 6 \pm 4$ | — | — | — | — |
| PEP, e^+e^- | «Mark II» | $3,2 \pm 0,4 \pm 0,35$ | $12,0^{+4,5}_{-3,8} \pm 3,0$ | — | — | — | — |
| PETRA, e^+e^- | CELLO | $4,7^{+3,8}_{-2,8}$ | — | — | — | — | — |
| E-531 | Эмульсия + дрейфовые камеры | — | — | $11,4^{+0,6}_{-0,4}$ | $2,3^{+0,8}_{-0,6}$ | $2,0^{+1,0}_{-0,8}$ | $2,3^{+1,0}_{-0,8}$ |
| WA-58 | Эмульсия + «Omega» | — | — | $3,44^{+2,0}_{-0,1}$ | $2,7^{+1,4}_{-0,7}$ | — | $2,14^{+1,12}_{-0,66}$ |
| NA-18 | BIBC + стримерная камера | — | — | $6,3^{+4,8}_{-2,3} \pm 1,5$ | $4,1^{+2,6}_{-1,3} \pm 0,5$ | — | — |
| NA-16 | LEBC + EHS | — | — | $9,9^{+5,7}_{-3,0}$ | $3,7^{+2,0}_{-1,1}$ | — | — |
| NA-1 | Активная кремниевая мишень | — | — | $9,5^{+3,1}_{-1,5}$ | — | — | — |
| NA-11 | MSD + ACCMOR | — | — | $8,8 \pm 2,7$ | $4,5 \pm 2,0$ *) $4,1 \pm 1,2$) | — | — |
| Средние времена жизни ²⁸ | | — | — | $8,8^{+1,3}_{-1,0}$ | $4,4^{+0,8}_{-0,6}$ | $2,1^{+1,3}_{-0,8}$ | $2,2^{+0,8}_{-0,6}$ |

Отношение времен жизни заряженных и нейтральных D -мезонов по данным мировой статистики сейчас равно $\tau_{D^\pm}/\tau_{D^0} = 2,0 \pm 0,4$ ²⁸. Отметим, что к лету 1982 г. это отношение было равно $2,3 \pm 0,8$ ²⁹.

*) Времена жизни D^0 -мезонов получены, соответственно, по каналам распада Кл и Кллл.

2) Адронные пучки. В продолжающемся эксперименте NA-11 для увеличения скорости набора статистики предполагается использовать триггер на скачок по множественности вторичных частиц. До 1986 г. ожидается увеличение статистики до $\sim 10^4$ полностью восстановленных распадов очарованных частиц.

Эксперимент NA-27 является адронным аналогом предложения P-182. Пузырьковая камера NOLEBC будет экспонироваться на пучках π^- -мезонов и протонов с импульсами 360 ГэВ/с. Триггером для считывания информации с электронного спектрометра EHS будет служить взаимодействие внутри NOLEBC.

Эксперимент WA-71 направлен на получение небольшой, но бесфоновой выборки В-мезонов, и при этом в нем должно быть зарегистрировано $\sim 10^3$ распадов очарованных частиц. Метод: эмульсионная мишень и спектрометр «Omega». Предполагается провести облучение на пучке π^- -мезонов с импульсами 350 ГэВ/с. В качестве детекторов распадов предложены полупроводниковые детекторы. Завершение эксперимента намечено на конец 1984 г.

Таким образом, к 1986 г. в ЦЕРНе на SPS должна быть накоплена статистика в $\sim 10^3$ — 10^4 идентифицированных распадов очарованных частиц.

3) Планы на Тэватроне (Фермилаб). В Фермилабе от известной коллаборации E-531 поступило новое предложение по облучению эмульсионных стопок в протонном пучке высокой энергии (E-653). Только в этом из всех планируемых в Фермилабе экспериментов предполагается использовать вершинный детектор с высоким разрешением. В остальных упор делается на высокую скорость набора статистики (к примеру, в эксперименте E-690 предполагается получать $\sim 10^4$ распадов очарованных частиц в час), а отбор кандидатов будет производиться «оф лайн» и потребует, вероятно, много времени.

В заключение мы приведем сводную таблицу современных данных по временам жизни очарованных частиц. В таблице указан эксперимент, методика и полученный результат. Перечисленные в таблице эксперименты описаны в тексте.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Беллини Дж., Фоа Л., Джорджи М.— УФН, 1984, т. 142, с. 476.
2. Сандвайсс Дж.— Ibid., с. 504.
3. Монгане Л., Ройкрофт С.— УФН, 1984, т. 142, с. 635 (в данном номере).
4. Прентис Дж. Д.— Ibid., с. 653 (в данном номере).
5. Вайсенберг А. О.— УФН, 1981, т. 135, с. 3.
6. Хозе В. А., Шифман М. А.— УФН, 1983, т. 140, с. 3.
7. Блум Э. Д., Фелдман Г. Дж.— Ibid., т. 139, с. 529.
8. Fernandez E. et al.— Phys. Rev. Lett., 1983, v. 51, p. 1022.
9. Lockyer N. S. et al.— Ibid., p. 1316.
10. Jaros J. A.— Ibid., p. 955.
11. CELLO Collaboration.— Nucl. Phys. Ser. B, 1983, v. 211, p. 369.
12. Blocker C. A. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 109, p. 119.
13. Ushida N. et al.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 844.
Ushida N. et al.— Preprint FNAL, October 1982.
14. Adamovich M. I.— Report CERN, CERN/1487 R/EP/GDP/em.—1983.
15. Albanese J. P.— Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 122, p. 197.
16. Ushida N. et al.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 1049, 1053.
17. Abe K. et al.— Preprint SLAC, SLAC-PUB-2870.— January 1982.
18. Badertscher A. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 123, p. 471.
19. Ramseyer E. et al.— Nucl. Instr. and Meth., 1982, v. 201, p. 335.
20. Aguilar-Benitez M. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 122, p. 312.
21. Aguilar-Benitez M. et al.— Preprint CERN, CERN/EP-169.— October 1983.

22. Al b i n i E. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 110, p. 339.
23. B a i l e y R. et al.— Preprint MPI-PAE/Exp. El. 121.— September 1983.
24. ACCMOR Collaboration. Preprint MPI-PAE/Exp. El. 122.— October 1983.
25. H y a m s B. et al.— Nucl. Instr. and Meth., 1983, v. 205, p. 99.
26. G e i s t W., R e u c r o f t S.— In: Proc. of Workshop on SPS Fixed Target Physics in the Years 1984—1989. Geneva, 6—10 December 1982/Ed. I. Manneli.— Geneva, 1983.— V. 2, p. 190.
27. B a i l e y R. et al.— Nucl. Instr. and Meth., 1983, v. 213, p. 201.
28. Y a r l s k o g C.— In: Intern. European Conference on High Energy Physics. 20—27 Jule 1983. (to be published) Brighton. U.K.
29. K a l m u s G.— In: Proc. of XXI Intern. Conference on High Energy Physics.— Paris, 1982.— C3-431.