

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



Б-648

14/11-76
P1 - 9539

2226/2-76

В.К.Бирулев, Г.Вестергомби, А.С.Вовенко,
Я.Вотруба, В.И.Генчев, Т.С.Григалашвили,
Б.Н.Гуськов, Я.Гладки, В.П.Джорджадзе,
И.М.Иванченко, В.Д.Кекелидзе, Д.Киш,
В.Г.Кривохижин, В.В.Кухтин, М.Ф.Лихачев,
М.Новак, Э.Надь, А.Прокеш, Ю.И.Саломатин,
И.А.Савин, Л.В.Сильвестров, В.Е.Симонов,
Д.А.Смолин, Г.Г.Тахтамышев, П.Т.Тодоров,
Л.Урбан

ИЗУЧЕНИЕ МАТРИЧНОГО ЭЛЕМЕНТА

В РАСПАДАХ $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}$

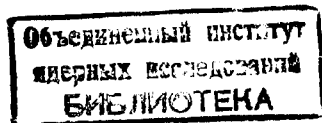
1976

В.К.Бирулев, Г.Вестергомби, А.С.Вовенко,
Я.Вотруба, В.И.Генчев, Т.С.Григалашвили,
Б.Н.Гуськов, Я.Гладки, В.П.Джорджадзе,
И.М.Иванченко, В.Д.Кекелидзе, Д.Киш,
В.Г.Кривохижин, В.В.Кухтин, М.Ф.Лихачев,
М.Новак, Э.Надь, А.Прокеш, Ю.И.Саломатин,
И.А.Савин, Л.В.Сильвестров, В.Е.Симонов,
Д.А.Смолин, Г.Г.Тахтамышев, П.Т.Тодоров,
Л.Урбан

ИЗУЧЕНИЕ МАТРИЧНОГО ЭЛЕМЕНТА

В РАСПАДАХ $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \nu$

Направлено в ЯФ



1. Введение

Изучение плотности распределения распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \nu$ (K_{e3}^0) в области Далитца позволяет в принципе проверить справедливость V-A-варианта структуры матричного элемента этого распада, гипотезу μ -e-универсальности, правило отбора $|\Delta I|=1/2$, а также некоторые модели теории сильных взаимодействий: правила сумм в рамках SU(3)-симметричной алгебры токов, приближения полюсной доминантности и другие [1-3].

В четырехфермионной универсальной теории слабых взаимодействий плотность распределения числа распадов K_{e3}^0 в области Далитца в общем случае /без учета членов, пропорциональных массе электрона/ выражается соотношением:

$$\frac{d^2 N}{dE_\pi dE_\nu} = \left[\frac{G}{\sqrt{2}} \sin \theta \right]^2 \cdot (2E_e E_\nu - m_K E'_\pi) m_K (f_+^2 + a_1 f_S^2 + a_2 f_T^2 + a_3 f_S f_T). \quad /1/$$

Здесь G - константа Ферми, θ - угол Кабиббо, m_K , m_π - масса каона и пиона, E_π , E_e и E_ν - соответственно энергии пиона, электрона и нейтрино в системе покоя каона, E'_π , $a_1 \div a_3$ - зависящие от них константы /см., напр., [1, 2] /, $a f_S$, f_+ и f_T - так называемые скалярный векторный и тензорный формфакторы, входящие в выражение соответствующих членов матричного элемента распада. В случае T-инвариантности слабых взаимодействий формфакторы являются вещественными функциями квадрата четырехимпульса t , переданного лептонной паре.

Экспериментальные данные^{/4-6/} по измерению отношений $|f_S/f_+|$ и $|f_T/f_+|$ указывают на преобразование векторного члена в матричном элементе. Результаты данной работы также согласуются с этим выводом. Поэтому основное внимание можно сосредоточить на изучении векторного формфактора f_+ . Плотность распределения событий в области Далитца в этом случае описывается выражением

$$\frac{d^2 N}{dE_\pi dE_\nu} \approx \left[\frac{G}{\sqrt{2}} \sin \theta \right]^2 (2E_e E_\nu - E_\pi' \cdot m_K) m_K \cdot f_+^2(t). \quad /2/$$

При изучении $f_+(t)$ часто используют его разложение в ряд Тейлора по t , ограничиваясь первым членом. В этом простом линейном приближении $f_+(t)$ характеризуется параметром λ_+ :

$$f_+(t) = f_+(0) (1 + \lambda_+ \cdot t / m_\pi^2), \quad /3/$$

значения которого, полученные в разных экспериментах^{/5,7-9,18/}, плохо согласуются между собой. В данной работе изучены возможные систематические ошибки и их влияние на определение параметра λ_+ .

Рассматривались также модель квадратичной зависимости f_+ от t :

$$f_+(t) = f_+(0) (1 + \lambda_+ \cdot t / m_\pi^2 + \lambda_+' \cdot t^2 / m_\pi^4) \quad /4/$$

и модель полюсной аппроксимации:

$$f_+(t) = f_+(0) [1 - t / (M^*)^2]^{-1} \quad /5/$$

2. Экспериментальная установка

Эксперимент проводился с помощью бесфильмового искрового спектрометра /см. рис. 1/, установленного на пучке нейтральных частиц ускорителя ИФВЭ. Пучок, состоявший в основном из нейтронов и нейтральных каонов, выводился из камеры ускорителя через систему

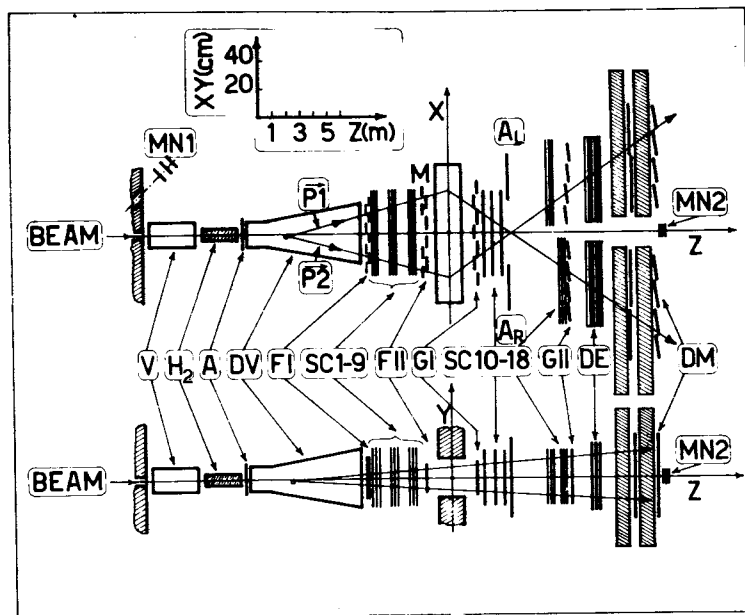


Рис. 1. Бесфильмовый искровой спектрометр. MN1 и MN2 - нейтронные мониторы, V - вакуумный объем, AR и AL - правый и левый "антисчетчики", P1 и P2 - треки заряженных частиц. Другие обозначения приведены в тексте.

коллиматоров под углом 1° . Долгоживущие нейтральные каоны распадались в 9-метровом распадном объеме (DV), наполненном гелием и расположенном на расстоянии 59 м от мишени. Перед ним стояла жидководородная мишень $/H_2, 21 \text{ г/см}^2/$, использованная в проводившихся одновременно экспериментах по изучению $K_L^0 - K_S^0$ регенерации^{/23/}.

Спектрометр^{/10/} состоял из анализирующего магнита M и 18 искровых камер с магнитострикционным съемом информации (SC1-18). Для запуска установки использовалась система сцинтилляционных счетчиков /FI, FII, GI, GII/. Перед распадным объемом располагался счетчик A, включенный в схему антисовпадений. Для регистрации лептонов использовались детекторы μ -мезонов (DM) и электронов (DE).

Мюонный детектор ^{/11/} представлял собой два ряда сцинтилляционных счетчиков, разделенных железными блоками общей толщиной 250 см.

В качестве детектора электронов использовался ливневый детектор типа "сэндвич" ^{/12/}, расположенный за последним блоком искровых камер. Амплитуда сигнала от фотоумножителей /так называемая амплитуда "ДЭ"/ после соответствующего усиления преобразовывалась в цифровой код и вместе с другой информацией о событии записывалась на магнитную ленту.

Спектрометр работал на линии с ЭВМ БЭСМ-3М. Всего в течение эксперимента было зарегистрировано 10^6 запусков установки.

Записанная на магнитные ленты информация в дальнейшем обрабатывалась на ЭВМ CDC-1604A, БЭСМ-6 и CDC-6400.

3. Программа моделирования

Для определения геометрической эффективности регистрации распадов, восстановления импульсного спектра распадающихся K_L^0 -мезонов и определения энергетических спектров продуктов распада в системе покоя каона необходимо использовать информацию о распадах, моделированных в рамках известных условий эксперимента.

Процессы распада разыгрывались с помощью программы моделирования ^{/13/}, основанной на методе Монте-Карло. Матричный элемент распада выбирался из предположения простого V-A точечного взаимодействия, т.е. полагалось $f_+ \approx 1$. Импульсный спектр K_L^0 -мезонов использовался в той форме, в какой он был определен из анализа $K_{\mu 3}^0$ распадов ^{/14/}. Моделировалось прохождение заряженных частиц через все элементы установки с учетом многократного кулоновского рассеяния частиц на веществе установки и в воздухе. Для электронов разыгрывались также потери энергии на тормозное излучение. Принимались во внимание разрешающая способность и эффективность искровых камер. Учитывались радиационные коррекции к матричному элементу распада в первом порядке по теории возмущения, рассчитанные

в работе ^{/15/}. Параметры разыгранных распадов записывались на магнитные ленты и обрабатывались с помощью той же геометрической программы ^{/16/}, что и экспериментальная информация.

После удовлетворения всем требованиям, которые предъявлялись к экспериментальным распадам /см. ниже/, было оставлено 75 000 разыгранных событий.

Хорошее согласие распределений экспериментальных и генерированных событий по $(P_{\nu||}^*)^2$ -квадрату продольной составляющей импульса нейтрино в системе покоя каона /рис. 2/ - указывает на правильно воспроизведенные условия эксперимента.

На рис. 3 приведены полученные с помощью моделирования эффективности регистрации исследуемых распадов.

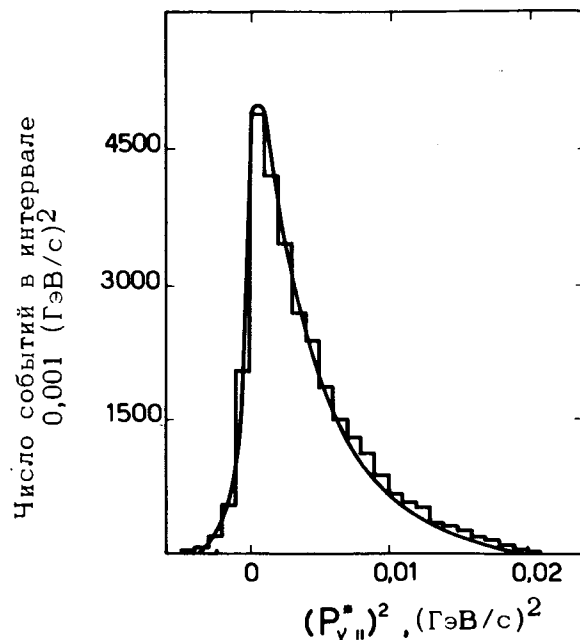


Рис. 2. Распределение событий по величине $(P_{\nu||}^*)^2$: гистограмма - экспериментальные события, сплошная линия - генерированные события.

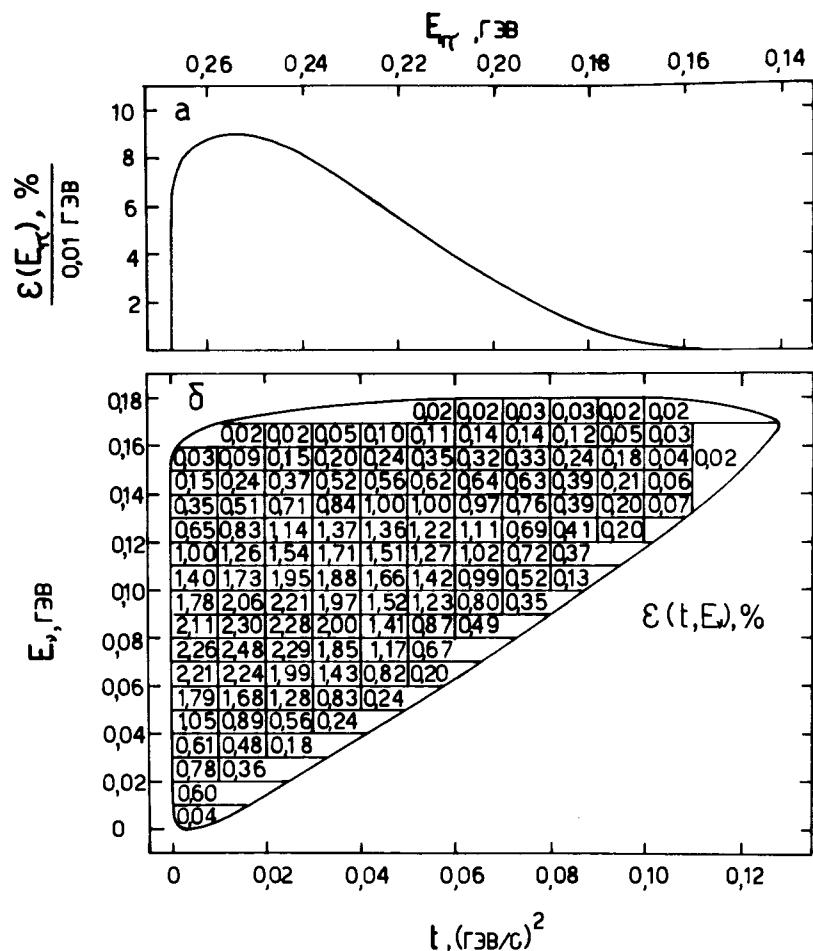


Рис. 3. Вверху: относительная эффективность регистрации K_{e3}^0 распадов в зависимости от энергии пиона в системе покоя каона - $\epsilon(E_\pi)$; внизу: относительная эффективность регистрации K_{e3}^0 распадов в области Далитца - $\epsilon(E_\nu, t)$.

4. Выделение K_{e3}^0 распадов

Первичная информация о распадах обрабатывалась с целью восстановления пары треков, выходящих из одной точки. Параметры восстановленных распадов за-

писывались на вторичные магнитные ленты. Далее для каждого события анализировались амплитуды ДЭ. Если амплитуда ДЭ хотя бы для одной из заряженных частиц лежала в области электронного пика /см. ниже/, то информация об этих событиях переписывалась на специальные ленты. Было переписано около 260 000 событий.

Дальнейшее выделение событий можно разбить на следующие этапы: 1/ отбор по геометрии распада; 2/ отбор по распределениям кинематических параметров; 3/ отбор по критерию идентификации продуктов распада.

При изучении геометрии распада /первый этап отбора/ строились распределения x - и y -координат точек пересечения треков заряженных частиц с семью плоскостями, перпендикулярными оси установки: четыре плоскости запускающих счетчиков, плоскость, проходящая через центр магнита, плоскости детекторов электронов и мюонов. На основе полученных распределений были установлены геометрические критерии отбора. Не рассматривались события, в которых хотя бы один трек находился в пределах установленной граничной области, ширина которой определялась в основном многократным рассеянием. Для мюонного детектора она составила 10 см, а для других плоскостей - 1,5 см от краев детекторов. Исключались также события, связанные с взаимодействием нейтронного пучка на передней и задней стенках распадного объема. В результате первого этапа отбора было оставлено 185 000 распадов.

На втором этапе отбора K_{e3}^0 -распадов проводилось сравнение распределений экспериментальных и моделированных событий по ряду кинематических переменных и выработывались соответствующие критерии отбора.

Импульсный спектр распадающихся каонов $\frac{1}{14}$ с хорошей точностью был восстановлен в интервале $14 \div 16$ ГэВ/с. Поэтому, при отборе K_{e3}^0 распадов были введены ограничения на минимальное и максимальное из двух возможных решений при определении его импульса: $14 \leq P_{\min} \leq 42$ и $14 \leq P_{\max} \leq 54$ ГэВ/с. В соответствии с разрешающей способностью детектора электронов требовалось, чтобы импульсы обеих распадных заряженных частиц лежали в интервале $7 \div 21$ ГэВ/с.

Одним из параметров отбора была величина $M_{\pi\pi}$ - инвариантная масса двух заряженных распадных частиц, в предположении, что они обе были пионами. Требовалось, чтобы $M_{\pi\pi}$ была вне интервала $0,488 \div 0,508 \text{ ГэВ}/c^2$, куда попадают распады $K_{L,S}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. В результате использования этого условия фон, оставшийся от распадов $K_{L,S}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, был меньше $0,1\%$.

Исключались также события с инвариантной массой $M_{\pi\pi}$ вне интервала $0,300 \div 0,570 \text{ ГэВ}/c^2$, в числе которых были распады Λ^0 -гиперона.

Для всех событий, удовлетворявших вышеперечисленным условиям, сравнивалось их распределение по величине $(P_0')^2$ /17/ с аналогичным распределением для моделированных распадов $K_{L,S}^0 \rightarrow 3\pi$. Из сравнения /рис. 4/ следует, что при принятом ограничении: $(P_0')^2 \leq$

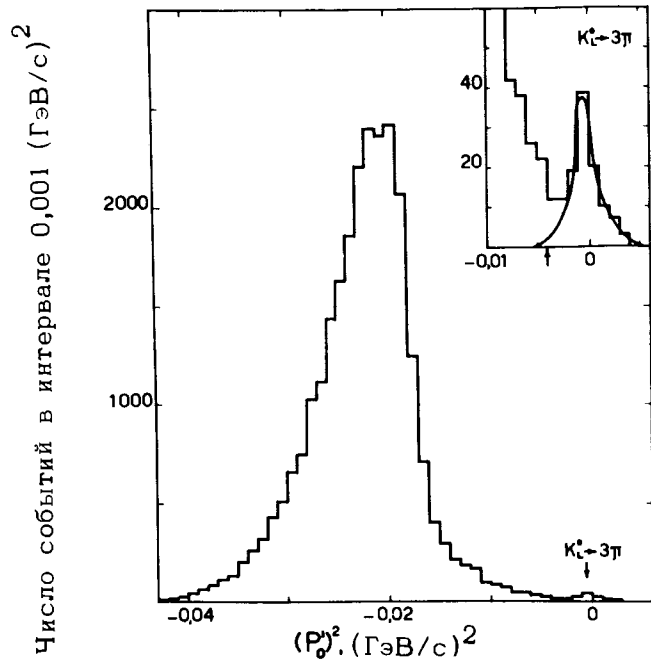


Рис. 4. Распределение событий по величине $(P_0')^2$. В верхнем углу увеличен масштаб распределения в области $K_{L,S}^0 \rightarrow 3\pi$ распадов. Плавной кривой обозначено распределение для моделированных $K_{L,S}^0 \rightarrow 3\pi$ распадов. Стрелкой обозначена граница обрезания при отборе K_{e3}^0 распадов.

$\leq 0,004 \cdot \text{ГэВ}/c$ / величина возможного фона от трехпионной моды распада каона меньше, чем $0,01\%$.

Был введен также ряд ограничений на следующие переменные: $0,04 \leq |P_{\perp}^e| \leq 0,22 \text{ ГэВ}/c$; $0,06 \leq |P_{\perp}^{\pi}| \leq 0,24 \text{ ГэВ}/c$; $0 \leq |P_{\perp}^{\mu}| \leq 0,16 \text{ ГэВ}/c$; $-0,014 \leq (P_{\perp}^e)^2 \leq 0,022 \text{ ГэВ}/c^2$; $0 \leq (P_{\perp}^{\mu})^2 \leq 0,20 \text{ ГэВ}/c^2$; здесь P_{\perp}^e , P_{\perp}^{π} и P_{\perp}^{μ} - поперечные составляющие /относительно направления полета каона/ импульсов электрона, пиона и суммарного для пары соответственно, а величина P_{\perp}^e определяется выражением /18/:

$$(P_{\perp}^e)^2 = C_T^2 - (P_{\perp}^{\mu})^2; C_T = m_K - \sqrt{P_{1T}^2 + m_{\pi}^2} - \sqrt{P_{2T}^2 + m_{\mu}^2},$$

где P_{1T} , P_{2T} - поперечные составляющие импульсов заряженных частиц, а m_{μ} - масса мюона.

Требовалось также, чтобы оба решения для энергий заряженных частиц в системе покоя каона лежали в разрешенной области Далитца.

Для идентификации заряженных продуктов распада /третий этап отбора/ использовалась информация от детекторов. Прежде всего требовалось, чтобы не было сигнала от счетчиков, входящих в состав мюонного детектора, если траектория частицы пересекает его размер, увеличенный с учетом возможного рассеяния мюона в железе /11/.

Для выработки критерия идентификации электрона изучалась зависимость распределения амплитуд ДЭ от импульса регистрируемой частицы. Такие распределения строились для всей области импульсов частиц $7 \div 21 \text{ ГэВ}/c$ с интервалом $1 \text{ ГэВ}/c$. Спектр амплитуд ДЭ имел ярко выраженный электронный пик, обусловленный каскадными процессами в веществе детектора. Для каждого блока были получены калибровочные кривые зависимости положения центра электронного пика от импульса электрона - $A(p)$, которые хорошо совпадали с результатами калибровки детектора непосредственно на пучке моноэнергетических электронов. Каждая из двух заряженных частиц в распаде характеризовалась величиной $\Delta A = A/A(p) - 1$, где A - амплитуда ДЭ того блока, через который прошла частица. Очевидно, что в случае K_{e3}^0 распада большее из двух значений ΔA^{\max} соответствует электрону, а меньшее ΔA^{\min} - пиону.

Для событий, отобранных по всем перечисленным условиям, строились распределения этих величин /рис. 5/.

Было выбрано три критерия идентификации электрона: 1/ $\Delta A \geq -2\sigma$; 2/ $\Delta A \geq -2,4\sigma$; 3/ $\Delta A \geq -3\sigma$; здесь $\sigma = 0,12$ - стандартное отклонение для распределения, аппроксимирующего электронный пик. В качестве критерия идентификации пиона было принято условие $\Delta A < -4\sigma$. Рассматривались только те события, у которых одна из частиц удовлетворяет критерию электрона, а другая - критерию π -мезона. Более подробно процедура идентификации K_{e3}^0 распадов описана в работе /19/.

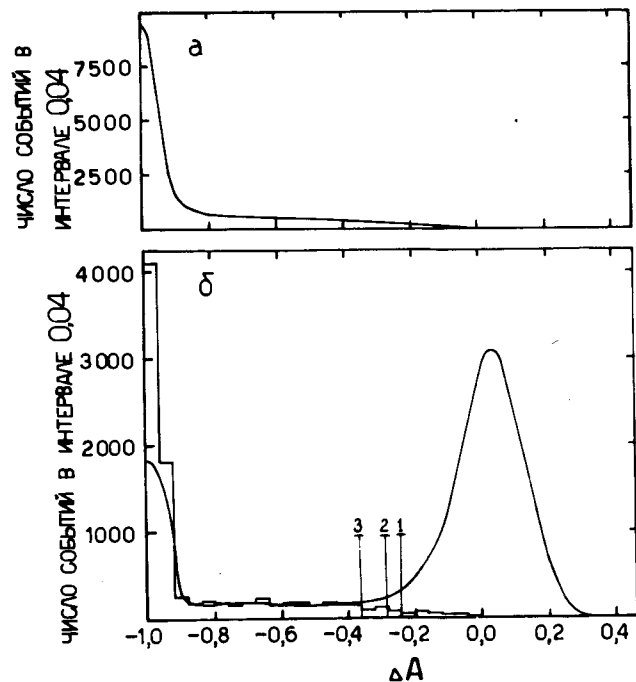


Рис. 5. Распределение амплитуд ДЭ по величинам ΔA^{\min} /вверху/ и ΔA^{\max} /внизу/. Гистограмма - распределение ΔA^{\max} для π -мезонов от K_{e3}^0 распадов. Вертикальными линиями с цифрами указаны соответствующие границы критериев идентификации электрона.

мирующего электронный пик. В качестве критерия идентификации пиона было принято условие $\Delta A < -4\sigma$. Рассматривались только те события, у которых одна из частиц удовлетворяет критерию электрона, а другая - критерию π -мезона. Более подробно процедура идентификации K_{e3}^0 распадов описана в работе /19/.

5. Изучение распределения событий в области Далитца и определение систематических ошибок

Основные характеристики распадов K_{e3}^0 определялись при изучении плотности распределения экспериментальных событий в области Далитца. В нашем случае для каждого события известно направление полета каона и импульсы заряженных продуктов распада. Этой информации недостаточно для однозначного определения импульсов электрона и пиона в системе покоя каона. В каждом событии имеется по два решения для соответствующих величин. Для преодоления этой двусмысленности часто рассматривают только те события, у которых разность решений не превышает точности определения соответствующих параметров. Далее такие события будем называть "диагональными".

При изучении общего вида матричного элемента распада /1/ левой части уравнения сопоставлялись экспериментальные события с критерием 3 идентификации электрона, а коэффициенты в правой части определялись из распадов, генерированных методом Монте-Карло. При этом предполагалась линейная зависимость векторного формфактора /3/. Рассматривались только диагональные события /16000/, которые были распределены в 10 интервалах по t от 0 до 0,10 /ГэВ/с² и в 6 интервалах по E_ν от 0 до 0,18 ГэВ. Методом наименьших квадратов были получены пределы на отношения формфакторов, которые согласовывались с гипотезой преобладания векторного взаимодействия.

При дальнейшем анализе считалось, что распределение событий в области Далитца описывается уравнением /2/.

В случае наиболее общего, так называемого модельно независимого анализа, определялось 10 значений формфактора f_+ для 10 интервалов по t от 0 до 0,10 /ГэВ/с².

При анализе моделей /3/÷/5/ определялись соответственно параметры λ_+ , λ'_+ и M^* . Требовалось согласие распределений в области Далитца для моделированных распадов, взвешенных по искомым параметрам, с распределением экспериментальных событий. При этом требовалось, чтобы согласовывались распределения в области

обоих решений по E_{π} /“недиагональные” события/. Таким образом исключалось возможное искажение картины распределения событий в области Далитца при выборке только диагональных событий. Для определения искомым параметров исследовались трехмерные матрицы распределений: 6 интервалов по E_{ν} от 0 до 0,18 ГэВ и по 10 интервалов для каждого из двух возможных решений E_{π} от 0,168 до 0,268 ГэВ. Во всех случаях мы пользовались методом наименьших квадратов.

Изучение систематических ошибок при определении указанных выше параметров включало в себя выяснение влияния на окончательные результаты количества фоновых событий и неучтенной в программе моделирования эффективности детектора электронов.

Изучение влияния фона осуществлялось методом вариации критериев идентификации электрона. События, в которых величина ΔA^{\max} расположена левее электронного пика /рис. 5/, являются фоновыми. Меняя границу отбора событий по ΔA , мы изменяем процент фоновых событий среди отобранных K_{e3}^0 . Природа фоновых событий точно не известна. Эти события соответствуют тому случаю, когда оба плеча детектора электронов пересекли адроны. Доля K_{e3}^0 распадов среди них мала /меньше 0,15%/ , так как эффективность детектора мюонов была около 98%¹¹. Доля других распадов K^0 , как указывалось выше, тоже пренебрежимо мала. Большая часть фоновых событий, по-видимому, обусловлена взаимодействием нейтронного пучка с гелием, заполняющим распадный объем.

Для определения количества фоновых событий, присутствующих в отобранных распадах, строились распределения величины ΔA^{\max} для пионов, характеристики которых хорошо известны из K_{e3}^0 распадов /гистограмма на рис. 5/. Нормировка этого распределения осуществлялась по количеству фоновых событий в области $-7\sigma \leq \Delta A < -4\sigma$. В табл. 1 приведено количество фоновых событий, определенных таким способом для каждого из трех критериев выделения электрона.

Количество событий с неправильной идентификацией π и e в K_{e3}^0 -распадах не превышает 0,01% от общего числа распадов.

Таблица 1

Сравнение значений параметров λ_+ , полученных в каждом из сеансов при трех критериях идентификации электронов, с соответствующими значениями, полученными при тех же условиях после процедуры вычитания фона

Сеанс	Критерий эл-на	Число событий	Кол-во фона %	Результаты определения параметра λ_+			
				без вычета фона		с вычетом фона	
				λ_+	$\frac{\chi^2}{\text{ст.св.}}$	λ_+	$\frac{\chi^2}{\text{ст.св.}}$
1	1	25419	1,95±0,18	0,0403±0,0040	1,28	0,0330±0,0040	1,25
	2	25912	2,30±0,20	0,0415±0,0040	1,31	0,0329±0,0040	1,28
	3	26561	3,20±0,24	0,0445±0,0040	1,33	0,0327±0,0040	1,29
2	1	20417	2,15±0,19	0,0353±0,0044	1,18	0,0290±0,0043	1,13
	2	20933	2,60±0,22	0,0375±0,0043	1,21	0,0298±0,0043	1,14
	3	21526	3,60±0,26	0,0405±0,0043	1,23	0,0300±0,0043	1,13

Как следует из табл. 1, значения полученных в каждом случае параметров λ_+ сильно зависят от количества присутствующего фона. Была проведена процедура "вычитания фона". События, у которых величина ΔA^{\max} расположена в интервале $-7\sigma \div -4\sigma$ /рис. 5/, считались фоновыми. Для этих событий, прошедших все вышеперечисленные условия отбора, строились распределения в области Далитца, аналогичные распределению /2/. Затем эти распределения, нормированные в соответствии с количеством фона в каждом случае, вычитались из распределения изучаемых событий в области Далитца. В результате вычитания фона была устранена систематическая зависимость величины параметра λ_+ от критерия идентификации электрона. Это позволяет считать описанную процедуру корректной.

Для оценки систематических ошибок, связанных с неравномерной по импульсу электрона эффективностью детектора электронов и его калибровкой, эксперимент проводился в два этапа /сеанса/ с различающейся настройкой детектора. Оба набора информации обрабатывались независимо. Результаты определения параметра λ_+ для обоих сеансов приведены в табл. 1. Заметно влияние параметров настройки детектора на окончательные результаты. В таблице указаны только статистические ошибки и ошибки, связанные с вычитанием фона.

При моделировании K_{e3}^0 распадов не учитывалось упругое рассеяние нейтральных каонов на жидководородном регенераторе. Как показано в работе /21/ фон от рассеянных каонов не превышает 0,4% и практически не влияет на определение параметра λ_+ .

6. Результаты и их обсуждение

1. На рис. 6 и в табл. 2 приведены результаты модельно независимого определения векторного формфактора f_+ , полученные на основании анализа 48 000 событий K_{e3}^0 с последующим вычитанием фоновых событий /около 1000/ и учетом ошибки, связанной с эффективностью детектора электронов.

Таблица 2

Результаты определения значений векторного формфактора для 10 интервалов по t . Общая ошибка включает в себя, кроме статистической, систематическую ошибку, обусловленную неравномерной по импульсу эффективностью детектора электронов

Интервал по t (ГэВ/с) ²	$f_+(t)/f_+(0)$	Статистическая ошибка	Общая ошибка
0-0,01	1,020	0,020	0,030
0,01-0,02	1,016	0,020	0,030
0,02-0,03	1,051	0,015	0,028
0,03-0,04	1,044	0,017	0,029
0,04-0,05	1,086	0,017	0,029
0,05-0,06	1,117	0,018	0,030
0,06-0,07	1,121	0,020	0,030
0,07-0,08	1,085	0,023	0,032
0,08-0,09	1,132	0,032	0,039
0,09-0,10	1,195	0,043	0,049

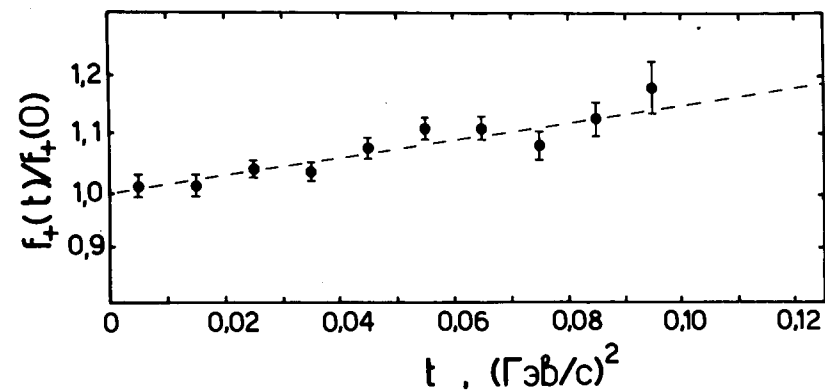


Рис. 6. Зависимость векторного формфактора f_+ от t .

2. Общий для обоих сеансов результат линейного анализа формфактора дал: $\lambda_+ = 0,032 \pm 0,0042 / \chi^2 = 353$ при 285 степенях свободы/, где в ошибку, кроме указанных выше неопределенностей, включена также систематическая ошибка, связанная с расхождением результатов для разных сеансов.

Был определен также аналогичный параметр и для "диагональных" событий /14000 распадов/: $\lambda_+ = 0,034 \pm 0,0076 / \chi^2 = 85$ при 61 ст.св./; здесь указана статистическая ошибка, умноженная на величину

$$\sqrt{\chi^2 / \text{ст.св.}} = 1,18.$$

3. Из-за быстрого падения эффективности установки с ростом t /рис. 3/ значения параметров квадратичного разложения формфактора /4/ согласуются с моделью линейной зависимости $f_+(t)$ /3/: $\lambda_+ = 0,031 \pm 0,0070$, $\lambda'_+ = 0,001 \pm 0,0025 / \chi^2 = 360$ при 284 ст.св./.

Определенное нами значение параметра λ_+ находится в согласии с результатом /7/, где зарегистрировано самое большое число распадов K_{e3}^0 , но отличается от результатов других экспериментов /9,20/. Как следует из настоящей работы, главной причиной расхождения, например, с работой /20/, является отсутствие в последней достаточно тщательного анализа и учета фоновых событий. Не исключено, что это обстоятельство может частично объяснить и расхождение результатов других экспериментов.

4. Сравнение значения параметра λ_+ , полученного в данном эксперименте, с наиболее точным значением $\lambda_+ = 0,030 \pm 0,003$ из эксперимента по изучению $K_{\mu 3}^0$ распадов /22/ / $1,6 \cdot 10^6$ событий/, подтверждает гипотезу μ - e -универсальности.

5. В результате исследования наиболее общего вида матричного элемента K_{e3}^0 распада /1/ установлены ограничения на отношения формфакторов: $|f_S / f_+| < 0,07$ и $|f_T / f_+| < 0,34 / \chi^2 = 66$ при 55 ст.св./ . Вытекающие отсюда ограничения на скалярный f_S и тензорный f_T формфакторы подтверждают гипотезу векторного взаимодействия.

6. Определенное в случае полюсной зависимости /5/ значение параметра M^* близко к массе K^* -мезона:

$M^* = 0,835 \pm 0,040 \text{ ГэВ} / c^2 / \chi^2 = 353$ при 287 ст.св./, что указывает на согласие эксперимента с моделью K^* -доминантности в $K\pi$ -состоянии.

Литература

1. L.-M.Chounet, M.R.Gaillard. CERN 70-14 /1970/.
2. L.-M.Chounet et al. Phys.Rep., 4C, No. 5 /1972/.
3. M.K.Gaillard. CERN, Ref. TH-1693 /1973/.
4. C.Rubbia. Leptonic K -Decays. In Proc. of the Topical Conference on Weak Interaction, CERN, 69-7 /1969/.
5. C.D.Buchanan et al. Phys.Rev., 11D, 457 /1975/.
6. H.J.Steiner et al. Phys.Lett., 36B, 521 /1971/.
7. Review of Particle Properties. Phys.Lett., 50B, 57 /1974/.
8. V.Bisi et al. Phys.Lett., 36B, 533 /1971/.
9. R.Blumenthal et al. Phys.Rev.Lett., 34, 164 /1975/.
10. С.Г.Басиладзе и др. ОИЯИ, P1-6361, Дубна, 1970.
11. К.-Ф.Альбрехт и др. ОИЯИ, P1-7305, Дубна, 1973.
12. В.К.Бирулев, А.С.Вовенко и др. ОИЯИ, P1-7307, Дубна, 1973.
13. К.-Ф.Альбрехт, М.Ф.Лухачев и др. ОИЯИ, P1-7549, Дубна, 1973.
14. Г.Вестергомби и др. ОИЯИ, P1-7739, Дубна, 1974; ЯФ, 20, 371 /1974/.
15. E.S.Ginsburg. Phys.Rev., 171, 1675 /1968/.
16. Г.Вестергомби и др. ОИЯИ, P10-7284, Дубна, 1973.
17. D.Ynera, I.S.Mitra et al. Phys.Rev., 135B, 1276 /1964/.
18. G.W.Brandenburg et al. Phys.Rev., 8D, 1978 /1973/.
19. Б.Н.Гуськов, В.Д.Кекелидзе и др. Препринт ОИЯИ, P1-9321, Дубна, 1975.
20. В.К.Бирулев и др. Высокие энергии и элементарные частицы, ОИЯИ, Д1, 2-8405, 241, Дубна, 1974.
21. К.-F.Albrecht et al. KFKI-73-46 /1973/; ЯФ, 19, 1247 /1974/.
22. G.Donaldson et al. Phys.Rev., 9D, 2939 /1974/.
23. V.K.Birulev et al. JINR, E1-6851, Dubna, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 февраля 1976 года.