

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



14/VI-76

K-663

P1 - 9559

2223/2-76

С.М.Коренченко, Б.Ф.Костин, Г.В.Мицельмахер,
К.Г.Некрасов, В.С.Смирнов

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДА $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + e^+ + e^-$

1976

P1 - 9559

С.М.Коренченко, Б.Ф.Костин, Г.В.Мицельмахер,
К.Г.Некрасов, В.С.Смирнов

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДА $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + e^+ + e^-$

Направлено в ЖЭТФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Summary

The $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ decay experimental investigation has been performed. Five events have been found which are interpreted, mainly, as $\pi^+ \rightarrow e \nu_e \gamma$ decays, but with a probability larger than 50% there must be $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ decay events among them.

The estimation of the γ -ratio of axial-to-vector formfactors in the $\pi^+ \rightarrow e \nu_e \gamma$ decay has been made. The upper limits of the ξ -formfactor in the $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ decay and of the pion electromagnetic radius, r_π , have been also estimated.

The upper limit of the $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ decay probability has been established to be as follows: $W_{\pi^+ \rightarrow e \nu_e e e} / W_{\pi^+ \rightarrow \mu \nu} < 4.8 \times 10^{-9}$ with a 90% confidence level under the assumption of the constant matrix element of the process concerned.

1. Введение

До настоящего времени распад $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ никем не наблюдался. Ранее было найдено^{/1/}, что верхняя граница (R) относительной вероятности распада

$$R = W(\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-) / W(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) \lesssim 3,4 \cdot 10^{-8} \quad /1/$$

на уровне 90% достоверности.

В этой работе сообщаются результаты нового эксперимента по поиску распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$, проводившегося в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Предварительные результаты эксперимента были приведены в работах^{/2/}.

Теоретически распад $\pi \rightarrow e \nu e e$ впервые был рассмотрен в работе^{/3/} в связи с возможным существованием аномального четырехлептонного взаимодействия. Однако оценки, основанные на результатах, полученных в опытах на встречных электрон-позитронных пучках^{/4/}, приводят к крайне малой вероятности распада по этой диаграмме ($R < 2 \cdot 10^{-15}$).

Распад $\pi \rightarrow e \nu e e$ мог бы идти за счет 6-фермионного взаимодействия, предположение о возможном существовании которого было впервые высказано в работе^{/5/}. Соответствующая диаграмма распада изображена на рис. 1. Вероятность распада за счет 6-фермионного взаимодействия рассчитывалась в работе^{/6/}. Константу этого взаи-

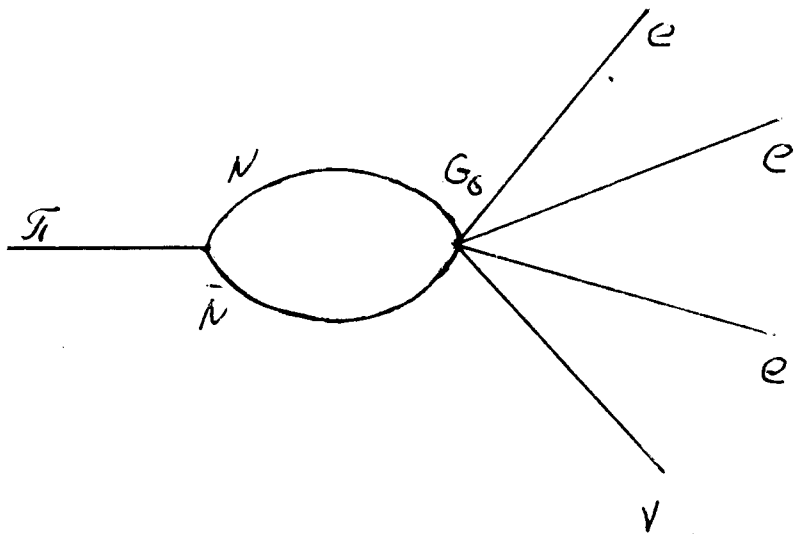


Рис. 1. Диаграмма распада $\pi \rightarrow e\nu e e$ за счет шестифермионного взаимодействия.

модействия, G_6 , оказывается удобным представить в виде:

$$G_6 = \frac{G}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{\lambda^3}, \quad /2/$$

где G - константа обычного четырехфермионного взаимодействия. Параметр λ имеет размерность массы и им принято характеризовать величину константы G_6 . В работе ^{/6/} было найдено, что:

$$R = 1,25 \cdot 10^{-4} \left(\frac{m_\mu}{\lambda}\right)^6, \quad /3/$$

где m_μ - масса мюона.

Значение верхней границы вероятности распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$, полученное в ^{/1/}, позволило сделать оценку величины параметра λ ^{/1/} $\lambda > 410 \text{ МэВ}$ лучшую, чем значение, полученное в ^{/7/} на основе результатов нейтринных экспериментов $\lambda > 100 \text{ МэВ}$.

Распад $\pi \rightarrow e\nu e e$ может идти за счет известных взаимодействий, слабого и электромагнитного, как процесс внутренней конверсии в радиационном распаде пиона. Наиболее интересной является часть распада, в которой излучение определяется внутренней структурой пиона, соответственно диаграмме на рис. 2.

Структурно-зависимая часть распада $\pi \rightarrow e\nu e e$ впервые рассматривалась в работе ^{/8/} с точки зрения возможного проявления нарушения T-инвариантности в этом распаде. Оказалось, что эффекты очень малы и необходимо вести измерения на уровне относительных вероятностей $10^{-13} - 10^{-14}$.

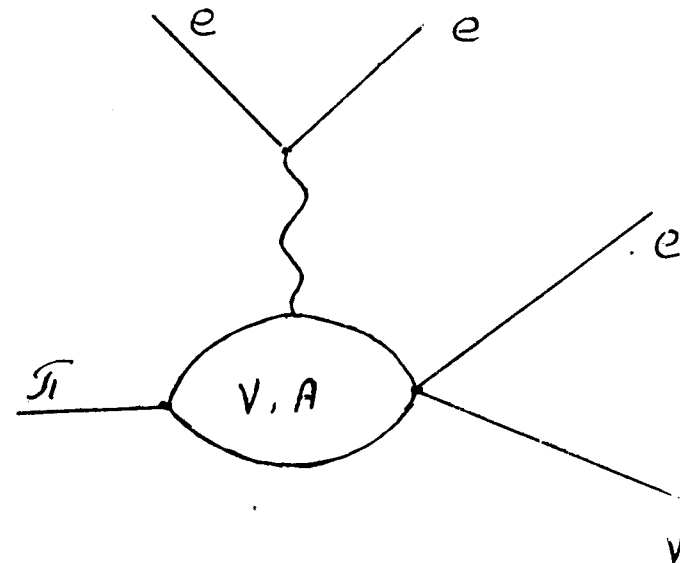


Рис. 2. Диаграмма структурно-зависимой части распада $\pi \rightarrow e\nu e e$.

Изучение структурно-зависимых распадов пиона /так же как и аналогичных распадов каона/, обусловленных совместным проявлением слабого и электромагнитного взаимодействий, интересно потому, что они дают более богатую информацию о структуре адрона, чем изучение чисто слабых или электромагнитных процессов. Эти распады описываются матричным элементом от двух адронных токов, слабого и электромагнитного, между вакуумом и $\pi(K)$ -мезонным состоянием. Таким образом, эти полулептонные распады дают информацию о слабоэлектромагнитной структуре псевдоскалярных мезонов в наиболее чистом виде. Здесь не взаимодействующие сильно лептоны проявляют себя как "идеальные зонды" адронной структуры.

Наиболее полно амплитуда распада $\pi \rightarrow e \nu e e$ рассмотрена в работе /9/. Согласно /9/, наряду с векторным $a(0)$ и аксиально-векторным $b(0)$ формфакторами, которые определяют также и структурно-зависимую часть радиационного распада пиона ($\pi \rightarrow e \nu \gamma$), в структурно-зависимую часть распада $\pi \rightarrow e \nu e e$ дает вклад еще один аксиальный формфактор ξ , связанный с излучением продольно-поляризованных виртуальных фотонов. В /10/ было показано, что гипотеза об изотриплетном характере векторного тока позволяет связать величину $a(0)$ с амплитудой распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, т.е. в конечном счете определить ее из времени жизни π^0 -мезона (τ_{π^0}).

Вероятности распадов $\pi \rightarrow e \nu \gamma$ и $\pi \rightarrow e \nu e e$ оказывается удобным выразить через отношение γ :

$$\gamma = b(0)/a(0). \quad /4/$$

Величина γ определялась в экспериментах, в которых изучался распад $\pi \rightarrow e \nu \gamma$ /11,12/. Было получено два возможных значения для γ : $0,15 \pm 0,4$ или -2 . Сделать однозначный вывод не удалось.

Если использовать гипотезу частичного сохранения аксиального тока, алгебру токов и предположение о слабой зависимости формфакторов от переданного импульса, то для формфактора ξ можно получить /9,13/

$$\xi = -s \cdot \frac{1}{3\sqrt{2}} \left| \frac{f_\pi}{a_0} \right| \langle r_\pi^2 \rangle, \quad /5/$$

где $s = \text{sign}(f_\pi a_0)$, f_π - амплитуда распада $\pi \rightarrow e \nu$, a_0 - амплитуда распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, r_π - электромагнитный радиус пиона. Отношение R вероятности распада $\pi \rightarrow e \nu e e$, $\frac{W_{\pi \rightarrow e \nu e e}}{W_{\pi \rightarrow \mu \nu}}$, к полной вероятности распада пиона, имеет вид:

$$R = IB + [SD + \gamma SD_\gamma + \gamma^2 SD_{\gamma^2} + \gamma \xi SD_{\gamma \xi} + \xi SD_\xi + \xi^2 SD_{\xi^2}] \tau^2 + [IBSD + \gamma IBSD_\gamma + \xi IBSD_\xi] s \cdot \tau. \quad /6/$$

Здесь IB - вклад от внутреннего тормозного излучения; SD_ξ , например, означает полный вклад интерференции векторной части амплитуды с той ее частью, которая пропорциональна ξ , и т.д.; $\tau = 0,89 \cdot 10^{-16} / \tau_{\pi^0}$.

Расчеты величин IB , SD и т.д. в различных кинематических областях показывают /9/, что в области энергий позитрона > 15 МэВ относительный вклад члена IB значительно уменьшается. Оказывается также, что влияние формфактора ξ сказывается только в области, где практически нет коррелированных электрон-позитронных пар /значение инвариантных масс e^+e^- пар $> 15-20$ МэВ/. Это последнее обстоятельство позволяет выделить отдельно вклады параметров γ и ξ .

Таким образом, детальное изучение распада $\pi \rightarrow e \nu e e$ позволяет, в принципе:

- а/ определить величину γ ;
- б/ определить величину формфактора ξ ;

в/ зная величину ξ , либо, беря значение электромагнитного радиуса пиона из других экспериментов, проверить справедливость гипотез, положенных в основу при выводе соотношения /5/ /гипотезу частичного сохранения аксиального тока, соотношения алгебры токов/, либо, наоборот, считая соотношения /5/ верным, определить электромагнитный радиус пиона, а также относительный знак амплитуд распада $\pi \rightarrow e \nu$ и $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$.

К сожалению, вероятность процесса в интересной кинематической области мала, и находится на уровне $10^{-9} - 10^{-10}$ по сравнению с вероятностью обычного распада.

Ниже приводятся результаты экспериментов, в которых была предпринята попытка наблюдать распад $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$. Разумеется, детальное изучение этого процесса может быть проведено только на интенсивных пучках "мезонных фабрик".

2. Постановка эксперимента

Поиски распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ производились одновременно с поисками распада $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$ /14/. Использовался магнитный искровой спектрометр /15/, состоящий из 18-зазорной цилиндрической искровой камеры, помещенной в магнитное поле и управляемой годоскопической системой из 19 сцинтилляционных счетчиков, расположенных внутри и вне камеры /рис. 3/. Диаметр камеры - 39 см, высота - 28 см. Импульсы от сцинтилляционных счетчиков регистрировались на 5-лучевом осциллографе.

Спектрометр устанавливался на пучке положительных пионов с энергией 80 МэВ синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Пионы останавливались в мишени из пластического сцинтиллятора размером 22x100x180 мм³. Мишень помещалась внутри камеры под углом к пучку так, чтобы ее проекция на плоскость, перпендикулярную пучку, имела размер 100x100 мм², а количество вещества на пути пучка составляло 3,6 г/см². Быстрая логическая электронная система вырабатывала импульс, управляющий запуском установки, в случае совпадения - в пределах разрешающего времени электроники /~10 нс/ восьми импульсов, возникающих в мишени и в любых двух сцинтилляционных счетчиках 1-го ряда, двух счетчиках 2-го ряда и трех счетчиках 3-го ряда /см. рис. 3/. При этом требовалось также, чтобы совпадение находилось в пределах временных "ворот" длиной 70 нс, запускаемых спустя 5 нс после остановки пиона.

Всего за 620 час экспозиции было остановлено $4,1 \cdot 10^{10}$ пионов и получено 588 тыс. пар снимков камеры и осциллографа, в которых могли быть зарегистрированы распады $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$. Около 64% экспозиции

было проведено при величине магнитного поля 0,45 Т. Обработка полученного в этой экспозиции материала показала, что фон невелик. Поэтому с целью увеличения эффективности регистрации процесса $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ при последующей экспозиции магнитное поле было ослаблено до 0,3 Т.

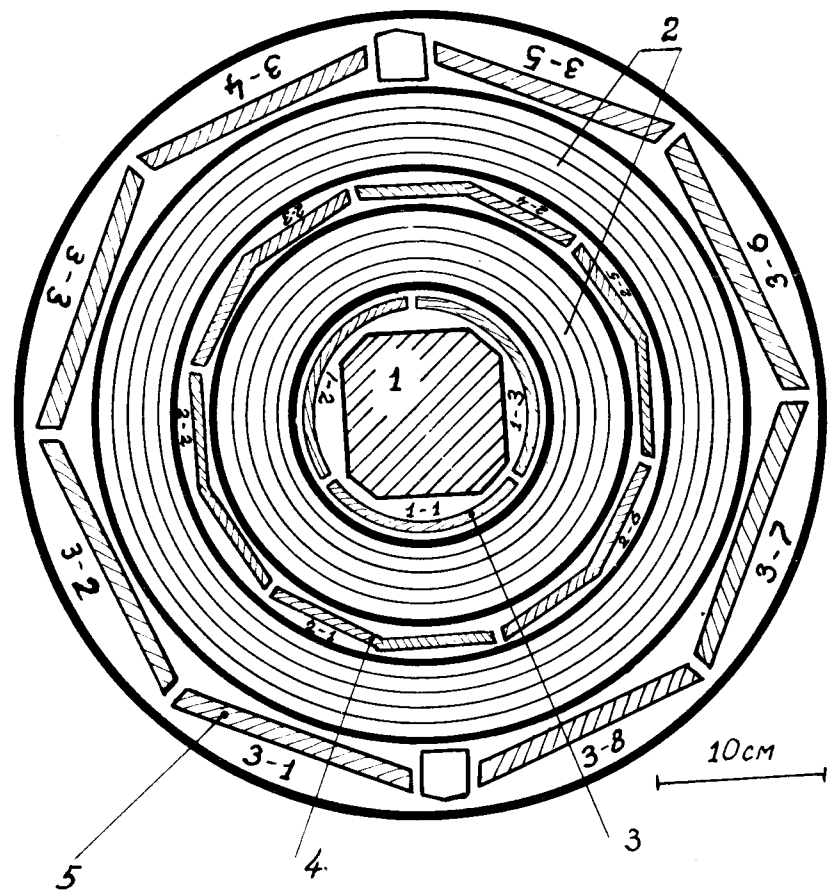


Рис. 3. Разрез спектрометра в плоскости, перпендикулярной направлению пучка пионов. 1 - мишень, 2 - зазоры искровой камеры, 3 - три сцинтиллятора 1-го ряда, 4 - шесть сцинтилляторов 2-го ряда, 5 - восемь сцинтилляторов 3-го ряда.

3. Отбор и обработка событий

Предварительный отбор событий был проведен по следующим критериям:

- 1/ имеется два трека позитронов и один трек электрона;
- 2/ все треки доходят до третьего ряда сцинтилляционных счетчиков и проходят через разные счетчики этого ряда;
- 3/ на каждом треке - не менее пяти искр;
- 4/ на осциллограмме события имеются импульсы от тех сцинтилляционных счетчиков, через которые прошли частицы.

Снимки, полученные при поле 4,5 Т, были просмотрены один раз, а часть снимков - дважды. Весь материал, полученный при поле 0,3 Т, был просмотрен дважды, а часть снимков - три раза. В результате было отобрано 794 снимка события для последующей обработки. Координаты треков этих событий измерялись на микроскопах с автоматизированным выводом данных /ПУОСах/ ¹⁶. Полученные результаты затем были обработаны на ЭВМ. С помощью критерия χ^2 устанавливалось, могут ли все три трека выходить из одной точки, расположенной в мишени. События с величиной χ^2 , вероятность которой меньше 5%, отбрасывались. В результате осталось 68 событий. Затем с помощью того же критерия определялось, что наблюдаемая кинематика распада не противоречит гипотезе о том, что это был распад $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + e^+ + e^-$. События с величиной χ^2 , вероятность которой меньше 5%, считались фоновыми. После такой обработки осталось 12 событий, которые могли рассматриваться дальше как возможные кандидаты на случай распада $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + e^+ + e^-$.

4. Фоновые процессы

При поиске редких распадов наряду с интенсивностью пучков и эффективностью аппаратуры определяющее значение имеет наличие фонов и возможность отделить их от искомого процесса.

Источниками фона при поиске распада $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + e^+ + e^-$ могут быть следующие процессы:

- 1/ перезарядка π^+ -мезона на ядрах мишени в π^0 -мезон с последующим распадом π^0 -мезона, при котором регистрируются три заряженные частицы;
- 2/ распад $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \gamma$ с последующей конверсией γ -кванта в мишени на электрон-позитронную пару;
- 3/ распад $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \gamma$ с последующей конверсией γ -кванта в мишени;
- 4/ распад $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + e^+ + e^-$;
- 5/ случайные совпадения вылета двух позитронов в результате распада мюонов, причем один из них рассеивается на электроны вещества мишени, передавая ему достаточно большую энергию $> 10-15$ МэВ/;
- 6/ случайные совпадения между вылетом позитрона от распада мюона и сквозным прохождением заряженной частицы из области, лежащей вне камеры, через всю камеру и мишень, так как такая частица имитирует позитрон и электрон.

Процесс 1, имеющий вообще малую вероятность, полностью подавляется требованием, чтобы регистрируемый распад не совпадал с моментом остановки пиона.

С целью подавления вклада процесса 6 отобранные события с помощью критерия χ^2 проверялись на наличие сквозного прохождения.

Для получения более ясного представления о фоновых условиях все события, полученные в общей экспозиции /и по запуску $\mu^+ \rightarrow e^+ + e^- + e^-$, и по запуску $\pi^+ \rightarrow e^+ + e^- + e^-$ /, обрабатывались по одной программе независимо от того, какой запуск имел место. Это дало возможность более точно учесть характер фона для распада $\pi^+ \rightarrow e^+ + e^- + e^-$. В частности, как оказалось, события со сквозным прохождением, по крайней мере в 98% случаев, вызываются прохождением позитрона из внешней области камеры. Это установлено по разнице энергий частицы с разных сторон мишени. События со сквозным прохождением отбрасывались в том случае, если был позитрон или если нельзя было достоверно установить знак частицы.

Из 12 оставшихся кандидатов 7 событий оказались фоном со сквозным прохождением.

Процессы 2-5 характерны тем, что они должны содержать электрон-позитронную пару с малой инвариантной массой. С целью оценить возможный вклад таких процессов, для всех зарегистрированных событий определялось значение инвариантной массы для обеих возможных комбинаций двух позитронов с электроном.

Оказалось, что все оставшиеся 5 событий имеют e^+e^- -пару с инвариантной массой $< 20 \text{ МэВ}$. Это, однако, не означает, что все их надо считать фоновыми. То обстоятельство, что трехлучевые события, найденные при поисках распада $\mu \rightarrow eee$, обрабатывались и по программе, выделяющей события с кинематикой процесса $\pi \rightarrow e\nu ee$, позволяет оценить вклад связанных с распадами мюонов процессов 3-5. Среди событий, связанных с распадами мюонов, было найдено 21 событие, которые имеют кинематику, имитирующую распад $\pi \rightarrow e\nu ee$. Процессы 3-5 для того, чтобы имитировать распад $\pi \rightarrow e\nu ee$, должны удовлетворять дополнительному условию, а именно: находиться в интервале временных "ворот". Кроме того, поскольку в "воротах" должен быть только один импульс, имитацию может дать либо событие, когда импульс от распада $\pi \rightarrow \mu\nu$ накладывается на импульс остановки пиона и не виден, либо когда имеет место случайное совпадение в пределах "ворот" распада пиона и процесса 3-5.

Время t_0 , в течение которого импульс $\pi \rightarrow \mu$ -распада может быть не идентифицирован, естественно зависит от амплитуды импульсов остановки и распада. Оценка, сделанная на основании имеющихся осциллограмм, дает величину $\sim 8-12 \text{ нс}$. Средняя интенсивность остановок и, следовательно, число "ворот" в секунду, B , составляло при экспозиции $\sim 2 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$. Отсюда коэффициент подавления фона типа 3-5 составляет не более:

$$K = t_0 / \tau_\pi (t / \tau_\mu + t \cdot B \cdot \delta) \approx 1,5 \cdot 10^{-2}, \quad /7/$$

где τ_π - время жизни пиона, t - длина "ворот", $\delta \approx 3$ - фактор скважности пучка.

Согласно /7/, получается оценка фона типа 3-5:

$$n_{3-5} \sim 0,5 \text{ события} \quad /8/$$

Таким образом, практически все 5 оставшихся кандидатов можно считать событиями, связанными с распадами $\pi \rightarrow e\nu ee$ и $\pi \rightarrow e\nu \nu$.

5. Верхняя граница вероятности распада

$$\pi^+ \rightarrow e^+ + e^+ + e^- + \nu_e$$

/взаимодействия, не дающие коррелированных пар/

Выше уже было сказано, что все 5 оставшихся кандидатов имеют e^+e^- -пару, характерную для распадов, включающих электромагнитные процессы. Отсюда следует заключение, что ни одно событие не может быть интерпретировано как распад $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$, происходящий за счет взаимодействий, не дающих коррелированных e^+e^- -пар /6-фермионное, аномальное 4-лептонное/*.

Эффективность регистрации распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ рассчитывалась методом Монте-Карло в предположении, что матричный элемент распада является константой. При этом учитывалась геометрия спектрометра, ионизационные потери в мишени, логика запуска установки, величина магнитного поля.

Эффективность, полученная при моделировании, направлялась затем на коэффициент

$$\epsilon = \epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \cdot \epsilon_3 \cdot \epsilon_4 \cdot \epsilon_5 \cdot \epsilon_6, \quad /9/$$

где $\epsilon_1 = 0,84$ - поправка на эффективность сцинтилляционных счетчиков, $\epsilon_2 = (0,95-0,99)$ - поправка на потери, связанные с мертвым временем фотокамер, $\epsilon_3 = 0,76$ учитывает введение временных "ворот", $\epsilon_4 = 0,9$ - введение доверительных интервалов по χ^2 , $\epsilon_5 = 0,71$ - поправки, связанные с отбрасыванием сквозных прохождений и пар, ϵ_6 - поправка, учитывающая эффективность просмотра и ливневую эффективность камеры.

* Не имеет коррелированных пар также та часть структурно-зависимого распада, которая чувствительна к фактору ξ /см. раздел 6 наст. работы/.

Обычно эффективность просмотра определяется по результатам двух или более просмотров полученного материала. Если эффективность обоих просмотров одинакова и не зависит от конкретного вида события, то результирующая эффективность определяется просто. В нашем случае, как оказалось, эффективность просмотра зависела от числа искр на треке, то есть от ливневой эффективности камеры. Чтобы учесть это обстоятельство, отобранные события были расклассифицированы по признаку количества искр на треке с минимальным их числом / "минимальном" треке/. Оказалось, что только события, у которых на "минимальном" треке не менее 8 искр, отбираются с эффективностью, близкой к 100%. Согласно же критериям отбора выбирались события, у которых было 5 или более искр на треке. Оценка эффективности отбора событий в этих условиях была сделана с помощью моделирования. Прежде всего на основе имеющихся экспериментальных событий было установлено, что все зазоры камеры имеют примерно одинаковую эффективность, а распределение искр в промежутках подчиняется биномиальному закону. На основе биномиального распределения разыгрывалось распределение искр в трехтрековых событиях при различной эффективности отдельного промежутка ϵ_1 . Из разыгранных событий отбирались те, у которых на "минимальном" треке было не менее 8 искр. По этой выборке определялась "видимая" эффективность отдельного промежутка ϵ_B . Очевидно, что $\epsilon_1 < \epsilon_B$.

Найденная зависимость ϵ_1 от ϵ_B позволила на основе экспериментальной информации, отбираемой с эффективностью ~ 100% / события с числом искр на минимальном треке не менее 8/, определить с хорошей точностью истинное значение ϵ_1 . Из этих же данных было найдено общее количество трехтрековых событий / с любым числом искр на треках / и отсюда эффективность отбора ϵ_6 . Значение ϵ_6 оказалось равным для поля 4,5 Т - 0,6 и для поля 3,0 Т - 0,76. Разница в значениях ϵ_6 объясняется разным числом просмотров полученного материала.

Величина коэффициента ϵ была принята равной 0,23 для поля 4,5 Т и 0,31 - для поля 3,0 Т. Полная эффективность регистрации при поле 4,5 Т составила $0,8 \pm 0,2 \cdot 10^{-2}$,

при поле 3,0 Т - $1,8 \pm 0,4 \cdot 10^{-2}$. Количество распадов пионов при поле 4,5 Т составило $2,64 \cdot 10^{10}$ и при поле 3,0 Т - $1,46 \cdot 10^{10}$.

Используя распределение Пуассона, получаем верхнюю границу вероятности распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ по отношению к основному распаду пиона

$$W_{\pi \rightarrow e \nu_e e e} / W_{\pi \rightarrow \mu \nu} \leq 4,8 \cdot 10^{-9} \quad /10/$$

на уровне 90%-ной достоверности.

Полученное значение верхней границы вероятности распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ позволяет дать следующее ограничение на константу б-фермионного взаимодействия:

$$\lambda > 575 \text{ МэВ}. \quad /11/$$

В работе /17/ сделана оценка величины λ , исходя из экспериментальных границ на полные сечения взаимодействия космических нейтрино высоких энергий. При этом предполагалось, что рост полного сечения такой же, как и для точечных частиц. Ограничение на λ в этом случае составляет

$$\lambda > 1,25 \text{ ГэВ}. \quad /12/$$

Таким образом, оценка /10/ уступает лишь результатам оценок из данных по космическим нейтрино.

6. Распад $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ /слабозлектромагнитные взаимодействия/

Оценки показали, что среднее значение ожидаемого фона составляет ~ 0,5 события. Таким образом, с вероятностью 90% 4 или 5 событий являются случаями распада $\pi^+ \rightarrow e \nu_e e e$ или $\pi^+ \rightarrow e \nu_e \gamma$ с последующей конверсией γ -кванта.

Чтобы определить вклады этих распадов в найденные события, методом Монте-Карло как для $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$, так и для $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \gamma$ были рассчитаны дифференциальные вероятности регистрации в зависимости от косинуса

угла между отдельным позитроном и направлением вылета e^+e^- -пары. Рассчитывались по отдельности не зависящий от γ вклад и вклады, зависящие от γ и от γ^2 . При расчетах учитывалась геометрия установки, логика запуска и все другие условия эксперимента, влияющие на эффективность регистрации. Найденные зависимости показали, что отношение вкладов $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ и $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \gamma$ составляет величину $\sim 1/6$ и слабо зависит от величины γ . Это означает, что найденные события в основном - распады $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \gamma$.

Расчеты показали также, что детектирование обоих распадов происходит в основном в области, чувствительной к структурно-зависимой части. Эта область характерна тем, что угол между позитроном и направлением вылета пары превышает 90° . Все 5 случаев оказались принадлежащими именно к этой области. Поскольку вероятности обоих распадов зависят от величины γ , на основе сделанных расчетов и экспериментальных данных можно сделать оценку величины γ .

Учитывая значение ожидаемого фона $\sim 0,5$ события/, принимая $\tau_{\pi^0} = 0,84 \cdot 10^{-16}$ с и используя распределение Пуассона, получаем в пределах 90%-ной достоверности

$$\gamma = -2,15 \begin{matrix} +1,65 \\ -1,0 \end{matrix} \quad \text{или} \quad \gamma = 1,0 \begin{matrix} +1,05 \\ -1,5 \end{matrix} \quad /13/$$

Эти значения находятся в хорошем согласии с результатами более точных измерений, сделанных при изучении распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \gamma$ /11,12/. Следует заметить, что распад $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \gamma$ в нашем эксперименте регистрировался в более широком интервале углов и энергий, чем в работах /11,12/.

Для того чтобы получить ограничение на величину аксиального формфактора ξ , его вклад в процесс $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$, учитывающий условия эксперимента /логика запуска, магнитное поле и т.д./, рассчитывался методом Монте-Карло. Согласно расчетам, зависимость числа событий, не имеющих коррелированных пар, от величин γ и ξ / $\tau_{\pi^0} = 0,84 \cdot 10^{-16}$ с/, имеет вид:

$$N = (1470 + 2,8 \cdot \gamma - 5,1 \cdot \xi - 29,8 \cdot \gamma \xi + 22,3 \cdot \gamma^2 + 23,3 \cdot \xi^2) \cdot 10^{-3} /14/$$

Используя /13/, получаем отсюда

$$|\xi| < 7,0. \quad /15/$$

Найденное ограничение на ξ позволяет с помощью /5/ установить с 90%-ной достоверностью:

$$r_{\pi} < 1,08 \text{ Фм}. \quad /16/$$

Результат /16/ находится в согласии с известными экспериментальными значениями величины электромагнитного радиуса пиона /18/. Это обстоятельство свидетельствует о том, что зависимость /5/ не противоречит известным экспериментальным данным.

Существование распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ не доказано в нашем эксперименте. Тем не менее, если считать справедливым предположение о существовании распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ за счет слабых и электромагнитных взаимодействий, то среди зарегистрированных событий с вероятностью 55% должны иметься случаи распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$.

Результаты данной работы показывают также, что для надежной регистрации распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$, помимо использования более интенсивных пучков, необходимо применение более тонких мишеней или детектирование распадов на лету, чтобы уменьшить фон от распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \gamma$.

Авторы благодарят В.П.Джелепова, Л.И.Лapidуса, Б.М.Понтекорво за помощь и внимание к работе, Д.Ю.Бардина, С.М.Биленького - за ценные дискуссии, В.А.Енчевич - за просмотр огромного количества снимков, Н.А.Кучинского, Ю.И.Левенберг, С.А.Панчука, Н.Л.Савельеву - за помощь в обработке полученного материала, Г.К.Кочешкова, Е.Н.Ульянова, И.М.Широкова - за участие в подготовке аппаратуры и в проведении эксперимента.

Литература

1. С.М.Коренченко, Б.Ф.Костин, Г.В.Мицельмахер, К.Г.Некрасов, В.С.Смирнов. ЯФ, 13, 339 /1971/.

2. С.М.Коренченко, Б.Ф.Костин, Г.В.Мицельмахер, К.Г.Некрасов, В.С.Смирнов. ОИЯИ, Р1-6760, Дубна, 1972; ОИЯИ, Р1-9231, Дубна, 1975.
3. Л.Окунь, Б.Понтекорво, К.Руббиа. ЯФ, 4, 1202 /1966/.
4. B.L.Beron et al. Phys.Rev.Lett., 33, 11, 663 (1974).
5. S.L.Glashow. Nucl.Phys., 22, 579 (1961).
6. А.Ванжа, А.Исаев, Л.Лapidус. ЯФ, 12, 595 /1970/.
7. T.Ericson, S.L.Glashow. Phys.Rev, 133B, 130(1964).
8. W.Flagg. Phys.Rev., 178, 2387 (1969).
9. Д.Ю.Бардин, С.М.Биленький, Г.М.Мицельмахер, Н.М.Шумейко. ЯФ, 14, 427 /1971/.
10. V.G.Vaks, B.L.Ioffe. Nuovo Cim., 10, 342 (1958).
11. P.Depommier, I.Heintze, C.Rubbia, V.Soergel. Phys. Lett., 7, 285 (1963).
12. A.Stetz, I.Carrol et al. Phys.Rev.Lett., 33, 1455 (1974).
13. T.Das, V.S.Mathur, S.Okubo. Phys.Rev.Lett., 19, 859 (1967).
14. С.М.Коренченко, Б.Ф.Костин, Г.В.Мицельмахер, К.Г.Некрасов, В.С.Смирнов. ОИЯИ, Р1-8875, Дубна, 1975; ЖЭТФ/ 70, 3 /1976/.
15. С.М.Коренченко, А.Г.Морозов, К.Г.Некрасов, Ю.В.Роднов. ОИЯИ, Р13-5170, Дубна, 1970.
16. В.А.Алмазов, И.Г.Голутвин, В.Д.Инкин, Ю.А.Каржавин, В.Д.Неустроев, В.Д.Степанов. ОИЯИ, 1352, Дубна, 1963.
17. С.С.Герштейн, В.Н.Фоломешкин. ЯФ, 15, 534 /1972/.
18. G.T.Adylov et al. Phys.Lett., 51B, 356 (1974).

Рукопись поступила в издательский отдел
24 февраля 1976 года.