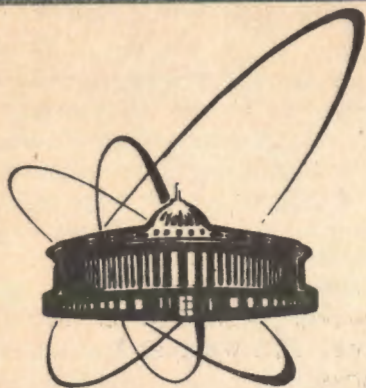


91-564



объединенный
институт
ядерных
исследований
Дубна

P1-91-564

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

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1991

существует давно. Теоретически он впервые был рассмотрен в 1966 г. Л. Окунем, Б. Понтекорво и К. Руббиа [1] как тест на пределы применимости квантовой электродинамики и возможное существование аномального четырехлептонного взаимодействия типа $(\bar{e}e)(\bar{e}e)$. Распад (1) мог бы происходить и при наличии шестифермионного взаимодействия, возможность существования которого обсуждалась в работе [2].

Однако помимо 'экзотических' взаимодействий распад (1) может идти за счет совместного проявления известных взаимодействий — слабого и электромагнитного [3], как процесс внутренней конверсии в радиационном распаде пиона

$$\pi \rightarrow e\nu\gamma. \quad (2)$$

Диаграммы процессов (1) и (2) показаны на рис. 1 и 2. Наиболее инте-

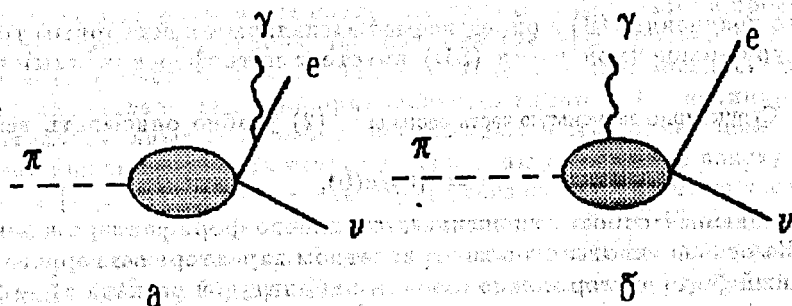


Рис. 1: Диаграммы распада $\pi \rightarrow e\nu\gamma$: а — тормозное излучение, б — структурно-зависимая часть.

ресной здесь является часть распада, которая определяется внутренней структурой пиона (рис. 16 и 26).

Изучение структурно-зависимых распадов пиона (так же как и аналогичных распадов каона), обусловленных совместным проявлением электрослабого взаимодействия, дает более богатую информацию о структуре адронов, чем изучение чисто слабых или электромагнитных процессов. В этих полулептонных распадах не взаимодействующие сильно лептоны проявляют себя как 'идеальные вонды' адронной структуры, позволяя получать информацию в наиболее чистом виде. Неудивительно, что электрослабые распады рассматривались в значительном количестве теоретических работ (см., напр., обзоры [4, 5]).

В соответствии с диаграммами распадов (1) и (2) дифференциальная вероятность их представляет собой сумму вкладов внутреннего тор-

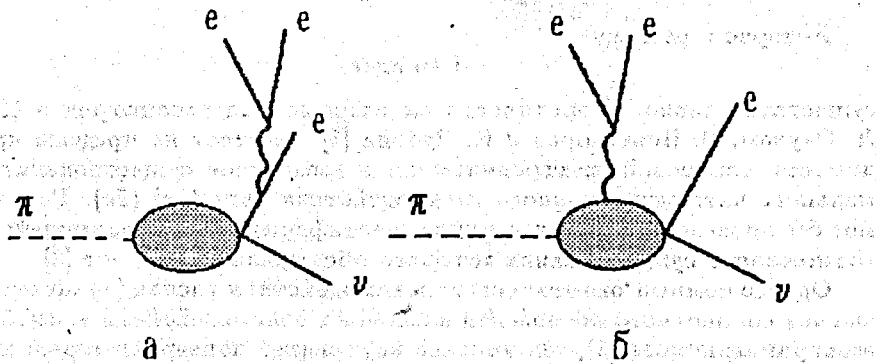


Рис. 2. Диаграммы распада $\pi \rightarrow 3e\nu$: а — часть, связанная с тормозным излучением, б — структурно-зависимая часть.

моного излучения (IB) и определяемой аксиальным и векторным токами структурно-зависимой части (SD) вместе с интерференционными членами.

Структурно-зависимую часть распада (2) удобно описывать величиной

$$\gamma = b(0)/a(0),$$

представляющей собою отношение аксиального формфактора к векторному. На основе гипотезы об изотриплетном характере векторного тока векторный формфактор можно связать с амплитудой распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ [6, 7], т.е. определить из времени жизни π^0 -мезона.

Теоретическая оценка величины γ делалась во многих работах, в которых использовались различные модели. При этом были получены значения γ , которые отличались как знаком, так и величиной. Экспериментальное значение γ измерялось в работах по исследованию распада (2) [8, 9, 10, 11]. Экспериментальные результаты чувствительны к величине $(1 + \gamma)^2$ и поэтому для γ обычно получают два значения.

Исследование распада (1) дает более богатую информацию. Его матричный элемент характеризуется еще одним аксиальным формфактором $c(0)$, связанным с излучением продольно-поляризованных виртуальных фотонов. Величину отношения $\xi = c(0)/a(0)$ на основе гипотезы о частичном сохранении аксиального тока (PCAC) можно связать с электромагнитным радиусом пиона r_π и амплитудами распадов $\pi \rightarrow e\nu$ и $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ [3]:

$$\xi = -s \frac{1}{\sqrt{2}} \left| \frac{f_\pi}{a_0} \right| < r_\pi^2 >, \quad (3)$$

где $s = \text{sign}\{f_\pi a_0\}$, f_π - амплитуда распада $\pi \rightarrow e\nu$, a_0 - амплитуда распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$.

Таким образом, детальное изучение распада (1) позволяет, в принципе: определить величину γ ; определить величину ξ ; зная величину ξ и зная значение электромагнитного радиуса пиона из других экспериментов, проверить справедливость гипотез, положенных в основу при выводе соотношения (3) (гипотезу частичного сохранения аксиального тока, соотношения алгебры токов), либо, наоборот, считая соотношение (3) верным, определить электромагнитный радиус пиона, а также относительный знак амплитуд распада $\pi \rightarrow e\nu$ и $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$.

Экспериментальное исследование распада (1) впервые было предпринято в Дубне на синхротроне ОИЯИ в 70 гг. [12]. Тогда было получено ограничение на верхнюю границу относительной вероятности распада ($R_{\pi \rightarrow e\nu e e} \leq 4.8 \cdot 10^{-9}$).

Впоследствии исследование распада (1) было проведено в PSI и было найдено 98 случаев [13].

Новый экспериментальный материал по распаду (1) был получен одновременно с материалом для поиска распада $\mu \rightarrow 3e$ в работе, проведенной на пучке пионов фазотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ с помощью установки АРЕС [14, 15]. События регистрировались системой из 12 цилиндрических пропорциональных камер и 3 цилиндрических сцинтилляционных годоскопов, помещенных в магнитное поле. Условия проведения эксперимента подробно изложены в работе по поиску распада $\mu \rightarrow 3e$ [16]. Запуск установки осуществлялся при наличии совпадений сигналов от не менее чем 3 сцинтилляторов во 2-м и 3-м годоскопе (в каждом), и от не менее чем 3 групп проволок в камерах с катодными стрипами ($N^{\circ}4$ и $N^{\circ}9$). Кроме того, требовалось, чтобы в событии всегда были частицы, прошедшие в противоположные полусферы, окружающие мишень. В непенополистироловой мишени толщиной $6 \frac{\text{см}}{\text{мг}}$ было остановлено $1.08 \cdot 10^{12}$ пионов и описано на магнитные ленты $\sim 2.5 \cdot 10^6$ трехтрековых событий.

Критерии первичного отбора событий были тождественны как для поиска распадов $\mu \rightarrow 3e$, так и для изучения распада $\pi \rightarrow e\nu e e$. Этот отбор был проведен в несколько этапов. Отбрасывались события, которые считались фоновыми по следующим признакам:

- 1) несоответствие события логическим требованиям, положенным в основу триггера;
- 2) наличие 'сквозного' прохождения или 'возврата' частицы;
- 3) баба-рассеяние позитрона на веществе мишени;
- 4) отсутствие общей вершины у треков;
- 5) наличие большого количества (больше 12) случайно сработавших проволок.

События, отбрасываемые по признакам 2 и 3, представляют собой случайные по времени совпадения двух распадов мюона, при которых один из позитронов или испытывает баба - рассеяние, или имитирует сразу две частицы разного знака. Имитация одним позитроном двух частиц происходит в том случае, когда он возникает во внешней области детектора и проходит через мишень (рис. 3а — 'сквозное прохождение'), или когда позитрон, вышедший из мишени, имеет такую кривизну, что он возвращается в мишень ('возврат' — рис. 3б).

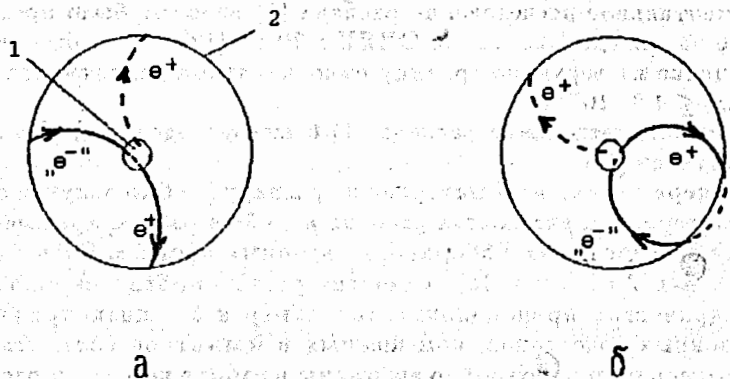


Рис. 3. Схема имитации 2 частиц одним позитроном: а — сквозное прохождение, б — возврат, 1 — мишень, 2 — внешняя область детектора.

Считалось, что имеет место фоновое событие с баба - рассеянием, если в событии имелись электрон и позитрон, которые могли быть интерпретированы как пара с инвариантной массой $E_{inv} < 16$ МэВ. При этом также подавлялись события распада $\pi \rightarrow e\nu\gamma$ с последующей конверсией γ - кванта на электрон - позитронную пару.

В оставшихся событиях могли содержаться как распады $\pi \rightarrow e\nu e e$, так и распады $\mu \rightarrow 3e$ и $\mu \rightarrow 3e2\nu$.

Естественными критериями для отбора кандидатов на события (1) были: наличие предшествующей распаду остановки пиона в мишени; масса распавшейся частицы; одновременность прохождения все трех заряженных частиц.

Были отобраны события, которые произошли в интервале времени от 175 нс до 75 нс после прохождения пиона через сцинтилляционный счетчик пучка. Диапазон принимаемых масс распавшейся частицы в предположении, что это был распад (1), составлял 140 ± 30 МэВ. Требовалось, чтобы в событии имелось по крайней мере три таких сцинтилляционных счетчика, через которые прошли разные треки, и в которых время возникновения сигнала отличалось не более чем на 6 нс.

Принятые энергетические и временные интервалы были шире тех, которые определяются разрешением установки. Сделано это было с целью определения фона от случайных событий.

В результате осталось 107 событий. Анализ показал, что среди них есть значительное число случаев, которые могут быть интерпретированы как сквозные прохождения. Это объясняется тем, что вначале при предварительном массовом отборе были приняты более мягкие критерии. В дальнейшем было отброшено 71 событие, в которых угол наклона в вершине для какой-либо из комбинаций электрона с позитронами был меньше 24.5° .

В соответствии с временным разрешением, даваемым установкой (см. рис. 4), считалось, что треки в событии возникли одновременно, если по крайней мере в 3 сцинтилляторах, через которые прошли разные треки, времена появления сигналов отличались не более чем на 3 нс.

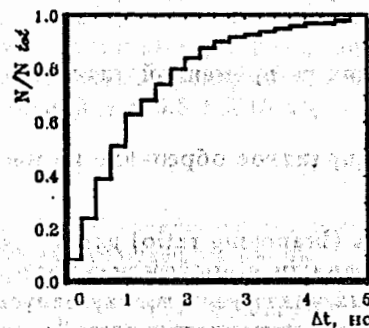


Рис. 4. Интегральное распределение разности времени прихода от разных счетчиков, Δt , для истинных одновременных срабатываний.

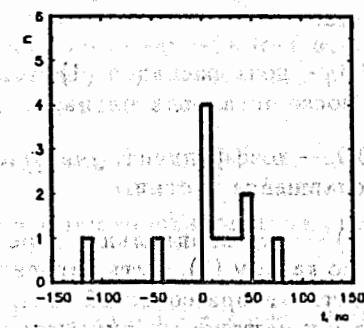


Рис. 5. Распределение одновременных событий с массой 140 ± 16 МэВ относительно времени прихода пиона.

Таких одновременных событий с задержкой между счетчиками от 0 до 3 нс оказалось 27. Число случайных событий в интервале времени 3 - 6 нс составило 9. Из 27 одновременных событий 12 по массе распавшейся частицы 140 ± 16 МэВ удовлетворяют гипотезе о том, что это был пион.

Распределение этих 12 событий по времени показано на рис. 5. Из этого числа 9 событий попадают во временной интервал 45 нс после распада пиона. Из распределения событий по времени можно также сделать заключение о том, что ожидаемый фон случайных совпадений в принятом интервале 45 нс составляет ~ 1 событие.

Из 9 случайных событий в тот же интервал 45 нс попадает 1 событие. Это также позволяет сделать заключение, что ожидаемое число случайных событий в найденных 9 случаях распада $\pi \rightarrow e\nu e e$ составляет ~ 1 событие.

Ожидаемое число событий распада (1) рассчитывалось по формуле:

$$n = N_{\text{ост}} \cdot \epsilon_k \cdot K_t \cdot K_b \cdot K_E \cdot B(\gamma, \xi), \quad (4)$$

где

$N_{\text{ост}} = (1.08 \pm 0.08) \cdot 10^{12}$ — число остановленных π^+ ,

$\epsilon_k = 0.74$ — вероятность того, что на каждом из трех треков события работают все три опорные (из 12) пропорциональные камеры,

$K_t = 0.98$ — коэффициент, учитывающий требование одновременности треков,

$K_b = 0.8$ — доля распадов (1), попадающих во временной интервал 45 нс после остановки пиона,

$K_E = 0.9$ — коэффициент, учитывающий принятое обрезание по массе распавшейся частицы.

$B(\gamma, \xi)$ — это парциальная вероятность (branching ratio) для π^+ распасться по каналу (1), быть зарегистрированным и пройти всю последовательность отбора событий. Эта величина учитывает логику запуска, конструкцию установки, кинематику распада, потери программ поиска треков и обработки, а также потери, связанные с введением ограничений на E_{inv} электрон-позитронных пар и угол наклона для сквозных прохождений. Учтена была потеря и из-за того, что on-line программа поиска треков теряла трек, а тем самым и событие, если поперечный импульс его был более 55 МэВ.

Как и теоретическая вероятность распада, $B(\gamma, \xi)$ есть полином второй степени по вещественным формфакторам γ и ξ . Его шесть коэффициентов мы определили, рассчитав его в семи точках пространства (γ, ξ) .

Для определения $B(\gamma, \xi)$ события (1) моделировались методом Монте-Карло и проходили всю упомянутую выше последовательность детектирования и обработки. При расчетах использовался матричный элемент из работы [3].

В результате для ожидаемого числа событий получилось:

$$n = 1.17 + 1.80(\gamma \cdot \cos \phi + \xi \cdot \sin \phi + 0.16)^2 + 0.29(\gamma \cdot \sin \phi - \xi \cdot \cos \phi + 0.45)^2, \quad (5)$$

где $\phi = 0.8389$ — угол поворота к главным осям эллипса равных вероятностей. При этом было принято значение векторного формфактора $a(0) = 0.026$, $\text{sign}(f_{\pi a}) = -1$.

Число зарегистрированных нами событий не противоречит тем значениям γ и ξ , которые были получены в экспериментах [9, 10, 11, 13]. Так, при $\gamma = 0.4$ и $\xi = 2.1$ ожидаемое число распадов (1) составляет 8.4, а при $\gamma = 0.4$ и $\xi = 2.4$ — 10 случаев. Так же как и в [11, 13], положительное значение для γ более вероятно.

Ожидаемое число распадов за счет внутреннего тормозного излучения, рассчитанное на основе работы [3], составляет в нашей статистике ~ 1 . Как известно, в таком случае вероятности наблюдать 0 или 1 одинаковы и в сумме составляют 73.6%. Это значит, что полученная нами статистика практически не несет информации о вкладе тормозного излучения, хотя оно определяет, в основном, полную вероятность распада (1). Таким образом, среди найденных распадов основную часть, примерно 7 событий, составляют распады, обусловленные наличием структуры пиона. Значениями γ и ξ определяется не только вероятность этой структурно-зависимой части распада, но и эффективность ее регистрации. Для значений $\gamma = 0.5 \pm 0.15$ и $\xi = 2.3 \pm 0.25$ она составила

$$\epsilon_{SD} = (1.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-2}. \quad (6)$$

Отсюда получаем оценку парциальной вероятности распада (1) за счет наличия структуры пиона

$$R_{SD} = \frac{\Gamma(\pi \rightarrow e\nu e_{SD})}{\Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu)} = \frac{N_{SD}}{N_{\text{ост}} \cdot \epsilon_{SD}} \approx (4.6 \pm 1.6 \pm 0.7) \cdot 10^{-10}, \quad (7)$$

где $N_{SD} = 7$ — число распадов (1), обусловленных наличием структуры пиона. Вторая ошибка — это ошибка за счет неопределенности эффективности регистрации.

Следует заметить, что теоретическая оценка полной вероятности распада (1) $R_{\pi \rightarrow e\nu e} = (3.36 \pm 0.08) \cdot 10^{-9}$, сделанная в [13] на основе работы [17], отличается от расчетной теоретической оценки, полученной нами на основе работы [3]: $R_{\pi \rightarrow e\nu e} = (9.10 \pm 0.02) \cdot 10^{-9}$ при значениях $\gamma = 0.5 \pm 0.25$ и $\xi = 2.3 \pm 0.3$.

Авторы выражают благодарность Б. Ф. Костину за плодотворное сотрудничество.

Литература

- [1] Л. Охунь, Б. Понтекорво, К. Рубиа, ЯФ, 4, (1966) 1202.
- [2] S. L. Glashow, Nucl. Phys. 22, (1961) 579.

- [3] Д. Ю. Бардин и др., ЯФ, 14, (1971) 427.
- [4] Д. Ю. Бардин, Е. А. Иванов, ЭЧАЯ, т. 7, вып. 3, (1976) 726.
- [5] D. A. Bryman e. a., Phys. Rep. 88, (1982) 151.
- [6] V. G. Vaks, B. L. Ioffe, Nuovo Cim. 10, (1958) 342.
- [7] Д. Ю. Бардин и др., ЯФ, 16, (1972) 557.
- [8] P. Depommier e. a., Phys. Lett. 7, (1963) 285.
- [9] A. Stetz e. a., Nucl. Phys. B138, (1978) 285.
- [10] L. E. Piilonen e.a., Phys. Rev. Lett. 57, (1986) 1402.
- [11] A. Bay e. a., Phys. Lett. B174, (1986) 445.
- [12] С. М. Коренченко и др., ЖЭТФ 71, (1976) 69.
- [13] S. Egli e. a., Phys. Lett. B222 (1989) 533.
- [14] С. М. Коренченко, Г. В. Мицельмахер, К. Г. Некрасов, Сообщение ОИЯИ Р13-9542, Дубна, 1976; С. М. Коренченко, автор. свидетельство N² 502350, бюлл. ОИПОТЗ N² 5, 1976.
- [15] V. A. Baranov e. a., Nucl. Instr. and Meth., B17, (1986) 438.
- [16] В. А. Баранов и др., ЯФ 53, (1991) 1302.
- [17] A. Kersch and F. Scheck, Nucl. Phys. B263 (1986) 475.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 декабря 1991 года.