

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



85/2-73.

P1 - 8875

K-663

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

ПОИСКИ РАСПАДА $\mu^+ \rightarrow e^+ + e^+ + e^-$

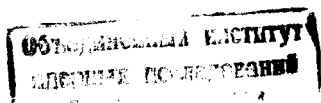
1975

P1 - 8875

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

ПОИСКИ РАСПАДА $\mu^+ \rightarrow e^+ + e^+ + e^-$

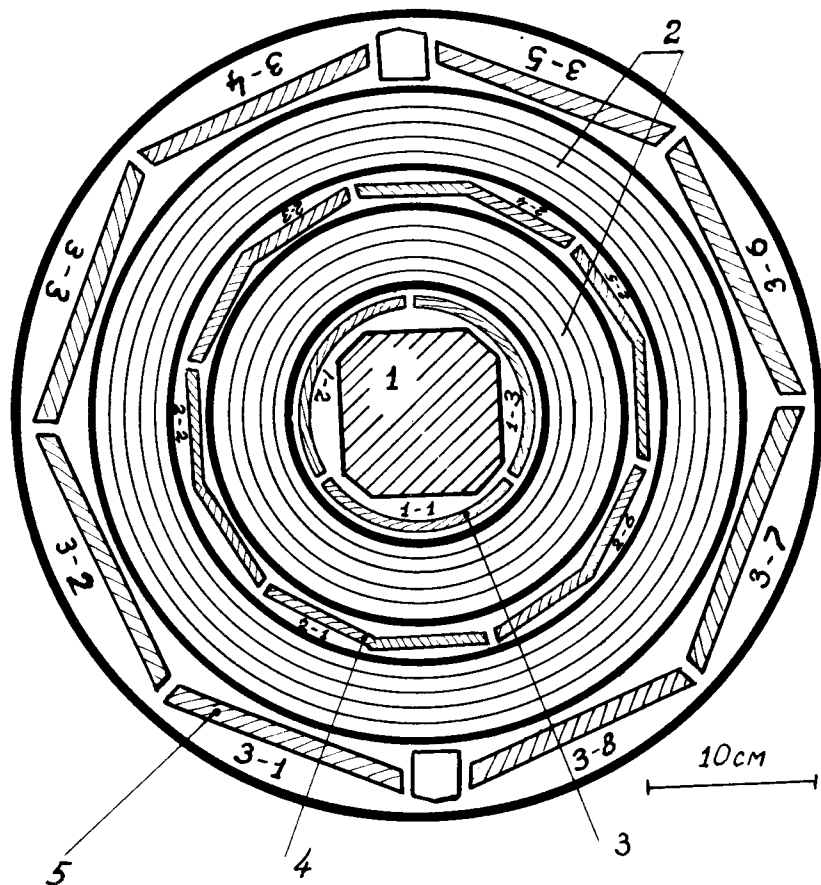
Направлено в ЖЭТФ



Результаты экспериментов на пучках нейтрино^{/1/} показали, что существует два сорта нейтрино - электронное и мюонное. Тем самым было экспериментально установлено существование закона сохранения нового квантового числа - мюонного лептонного заряда. Предположения о существовании такого закона высказывались ранее^{/2,3/} для того, чтобы объяснить отсутствие таких распадов, как $\mu \rightarrow e\gamma$ ^{/4,5/} и $\mu \rightarrow eee$ ^{/6-8/}. Проблема различия физических свойств электрона и мюона, по-видимому, одна из фундаментальных в современной физике элементарных частиц. Экспериментальное определение степени справедливости закона сохранения мюонного заряда представляет в этом свете несомненный интерес. Ниже приводятся результаты эксперимента по поиску распада $\mu^+ \rightarrow e^+ + e^+ + e^-$, существование которого свидетельствовало бы о нарушении этого закона. Ранее были опубликованы предварительные результаты этой работы^{/8/}.

Поиски распада $\mu^+ \rightarrow e^+ + e^+ + e^-$ производились с помощью магнитного спектрометра^{/9/}, состоящего из цилиндрической искровой камеры, помещенной в магнитное поле и запускаемой годоскопической системой из сцинтилляционных счетчиков, расположенных внутри и вокруг камеры /см. рис./. Импульсы от сцинтилляционных счетчиков регистрировались на 5-лучевом осциллографе.

Спектрометр располагался на пучке положительных пионов с энергией 80 МэВ. Мюоны получались в результате распада пионов, останавливаемых в мишени, помещенной внутрь камеры. Мишень из пластического сцинтиллятора имела форму параллелепипеда размером 180 x x 100 x 22 мм³ и устанавливалась под углом 37° к направлению пучка так, чтобы ее проекция на плоскость, перпендикулярную к пучку, имела размер 100 x 100 мм².



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.

Быстрая логическая электронная система вырабатывала импульс, управляющий запуском установки, в случае совпадения в пределах разрешающего времени электроники ~ 10 нс/ девяти импульсов, возникающих в мишени и в любых двух сцинтилляционных счетчиках 1-го ряда, трех счетчиках 2-го ряда и трех счетчиках 3-го ряда /см. рис. /.

Всего за 620 часов экспозиции было остановлено $4,1 \cdot 10^{10}$ пионов и получено 588 тыс. пар снимков камеры и осциллографа, в которых могли быть зарегистрированы распады $\mu^+ \rightarrow e^+ + e^+ + e^-$. Около 64% экспозиции было проведено при величине магнитного поля 0,45 Т. Обработка полученного в этой экспозиции материала показала, что фоны невелики. Поэтому с целью увеличения эффективности регистрации процесса $\mu^+ \rightarrow e^+ + e^+ + e^-$ при последующей экспозиции магнитное поле было ослаблено до 0,3 Т, хотя точность определения импульсов частиц при этом падает /в среднем с ~ 12 до $\sim 17\%$ /.

Предварительный отбор событий был проведен по следующим критериям:

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

В результате 2-х просмотров всего материала было отобрано 2064 снимка события для последующей обработки. Координаты треков этих событий измерялись на микроскопах с автоматизированным выводом данных /ПУОСах/. Полученные данные были затем 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 , вероятностью которой меньше 5%, отбрасывались. В результате осталось 307 событий. Затем с помощью того же критерия опреде-

лялось, что наблюдаемая кинематика распада не противоречит гипотезе о том, что это был распад $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$. События с величиной χ^2 , вероятность которой меньше 10%, считались фоновыми. После такой обработки осталось 2 события, которые можно рассматривать дальше как возможных "кандидатов" на случай распада $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$.

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

Очевидно, что основной метод отделения эффекта от фона - это возможно более точное определение кинематики события. Для того, чтобы сохранить точность определения кинематических параметров на достаточно высоком уровне, было решено не рассматривать события такой конфигурации, при которой в мишени теряется более 25% энергии всех частиц / ~ 25 МэВ/. В таких случаях рассеяние, неточность в определении энергии отдельных частиц и места распада приводят к аномально большим ошибкам. В свою очередь это значительно увеличивает вероятность получения малого значения χ^2 , т.е. имитации искомого распада. Введение описанного выше критерия лишь на 7% снижает эффективность регистрации распада $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$. Оказалось, что оба оставшихся "кандидата" по этому критерию должны быть отброшены.

Потеря всеми частицами энергии в мишени составила для одного случая 28 МэВ. При этом точность определения импульсов отдельных частиц по кривизне трека составила 10-15%, а окончательная неточность определения энергии частиц из-за перечисленных выше факторов доходила до $\sim 60\%$.

В другом случае частицы потеряли в мишени 40 МэВ, импульсы по кривизне были определены с точностью 10-20%, а ошибка определения энергии частицы в наилучшем случае составила 80%.

Несмотря на то, что в результате обработки не было найдено ни одного события распада $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$, необходимо обсудить вероятные источники фона. Такими могли бы быть:

- 1/ распад $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + e^+ + e^-$;
- 2/ распад $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \gamma$ с последующей кон-

версией гамма-кванта в мишени вблизи точки распада;

3/ случайные совпадения вылета в противоположных направлениях двух позитронов от распадов мюонов, причем оба позитрона имеют энергию, близкую к максимальной, и один из них рассеялся на электроны вещества мишени, передав ему достаточно большую энергию / $\geq 10-15$ МэВ/;

4/ случайное совпадение 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.

Оценки вкладов от распадов $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + e^+ + e^-$ и $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \gamma$, сделанные с учетом пространственного и энергетического разрешений спектрометра, показали, что они пренебрежимо малы.

С целью выяснения правильности сделанных предположений относительно источников фона, 307 событий, в которых треки могли быть связаны в одной точке мишени, проверялись на наличие электрон-позитронной пары с инвариантной массой < 20 МэВ или, с помощью критерия χ^2 , на наличие сквозного прохождения. Оказалось, что у $\sim 90\%$ событий имеется пара или сквозное прохождения. Остальные события могут быть интерпретированы как случаи распада $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + e^+ + e^-$ с большим углом между направлениями вылета частиц.

Следует заметить, что у обоих "кандидатов" имеется электрон-позитронная пара с малой инвариантной массой. Очевидно, что при необходимости можно было бы ввести критерии отбрасывания событий со сквозным прохождением или электрон-позитронной парой. Применение таких критериев подавляет все четыре обсуждаемых типа фонов. Потери в эффективности регистрации распада $\mu^+ \rightarrow e^+ + e^+ + e^-$ при этом составляют $\sim 30\%$, если матричный элемент процесса - константа. В то же время экспозицию можно было бы увеличить по крайней мере в 10 раз, прежде чем обсуждаемые фоны достигли бы величины порядка единицы.

Разумеется, если процесс $\mu^+ \rightarrow e^+ + e^+ + e^-$ происходит в результате внутренней конверсии гамма-кванта

в распаде $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$, применение указанных выше критериев отбора приводит к значительно бóльшим потерям в эффективности регистрации. Однако в этом случае, вообще говоря, предпочтительнее изучать распад $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$.

Эффективность регистрации распада $\mu^+ \rightarrow e^+ + e^+ + e^-$ 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, потери, связанные с критерием отбрасывания случаев, в которых суммарная потеря энергии частицами больше 25 МэВ. Величина эффективности оказалась равной 5,5% для поля 0,45 Т и 7,8% - для поля 0,3 Т.

Затем в эти значения были внесены поправки на эффективность сцинтилляционных счетчиков, ливневую эффективность искровой камеры, эффективность просмотра снимков, потери, связанные с мертвым временем фотокамер и введением доверительных интервалов по χ^2 .

В результате окончательная эффективность регистрации событий при поле 0,45 Т получилась равной $2,3 \pm 0,4 \cdot 10^{-2}$ и при поле 0,3 Т - $4,3 \pm 0,8 \cdot 10^{-2}$. Количество распадов мюонов при поле 0,45 Т составило $2,64 \cdot 10^{10}$, и при поле 0,3 Т - $1,46 \cdot 10^{10}$.

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

$$W(\mu^+ \rightarrow e^+ + e^+ + e^-) / W(\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu) \leq 1,9 \cdot 10^{-9}$$

на уровне 90%-ной достоверности.

По существующим моделям закона сохранения лептонного числа распад $\mu^+ \rightarrow e^+ + e^+ + e^-$ полностью запрещен. Были, однако, высказаны предположения, что лептонное число может быть одним из первых претендентов на несохраняющееся квантовое число Π . Закон сохранения лептонного числа нарушается также в модели, предложенной в работе ^{/12/}. В работе ^{/13/} рассмотрены калибровочные модели слабого взаимодействия, в которых возможны переходы $\mu \rightarrow e$.

В настоящее время не существует общепринятой и свободной от теоретических трудностей модели взаимодействия, нарушающего закон сохранения лептонного числа.

Если предположить, что несохранение мюонного заряда связано с тем, что в слабом взаимодействии участвуют "смешанные" состояния электронного и мюонного нейтрино, то в лагранжиан слабого взаимодействия вместо ν_e войдет комбинация $\nu_e + F/G \cdot \nu_\mu$. В этом случае из полученной границы вероятности распада $\mu^+ \rightarrow e^+ + e^+ + e^-$ можно, воспользовавшись формулой для вероятности этого распада, выведенной в работе ^{/14/}, найти, что

$$F/G < 10^{-2}.$$

при параметре обрезания $\lambda = 100$ ГэВ. Такая же по порядку величины оценка получается и из экспериментов по поискам распада $\mu \rightarrow e + \gamma$ ^{/4,5/}.

В работах ^{/15,16/} проведен феноменологический анализ амплитуды радиационного перехода мюона в электрон. Из вероятности распада $\mu^+ \rightarrow e^+ + e^+ + e^-$ можно получить ограничение на величину формфактора $[\xi(m_\mu^2)]^2$, соответствующего в этой модели излучению продольно поляризованных фотонов:

$$[\xi(m_\mu^2)]^2 < 5 \cdot 10^{-21}.$$

Этот результат уступает лишь данным, следующим из опытов по поиску процесса $\mu^- Z \rightarrow e^- Z$ ^{/17/}.

Большой интерес в последнее время вызывает проблема нейтральных токов. Если в связи с этим предположить, что существует аномальное четырехфермионное взаимодействие типа $(\bar{e}e)(\bar{\mu}e)$, нарушающее закон сохранения мюонного заряда, то распад $\mu \rightarrow eee$ будет процессом первого порядка по константе F_H такого взаимодействия.

Для величины константы F_H на основании результата данной работы получается оценка:

$$F_H < 4,4 \cdot 10^{-5}.$$

Авторы выражают благодарность В.П.Джелепову, Л.И.Лалидусу, Б.М.Понтекорво за помощь и внимание к работе, В.А.Енчевич за просмотр огромного количества снимков, Н.А.Кучинскому, И.Ю.Левенберг,

С.А.Панчуку за помощь в обработке полученного материала, Г.К.Кочешкову, Е.Н.Ульянову, И.М.Широкову за участие в подготовке аппаратуры и в проведении эксперимента.

Литература

1. G. Danby, J. Gaillard, R. Goulianos, M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz and J. Steinberger. *Phys. Rev. Lett.*, 9, 36, 1962.
2. Я.Б.Зельдович. ДАН СССР, 86, 505, 1952.
3. E. J. Konopinski, H. M. Mahmoud. *Phys. Rev.*, 92, 1045, 1953.
4. S. Parker, H. L. Anderson, C. Rey. *Phys. Rev.*, 133, B768, 1964.
5. С.М.Коренченко, Б.Ф.Костин, Г.В.Мицельмахер, К.Г.Некрасов, В.С.Смирнов. ОИЯИ, P1-5251, Дубна, 1970. ЯФ, 13, 341, 1971.
6. А.И.Бабаев, М.Я.Балац, В.С.Кафтанов, Л.Г.Ландсберг, В.А.Любимов, Ю.В.Обухов. ЖЭТФ, 43, 1984, 1962.
7. S. Frankel, W. Frati, J. Halpern, L. Holloway, W. Wales, O. Chamberlain. *Phys. Rev.*, 130, 351, 1963.
8. С.М.Коренченко, Б.Ф.Костин, Г.В.Мицельмахер, К.Г.Некрасов, В.С.Смирнов. ОИЯИ, P1-5542, Дубна, 1970. ЯФ, 13, 1265, 1971.
9. С.М.Коренченко, А.Г.Морозов, К.Г.Некрасов, Ю.В.Роднов. Сообщение ОИЯИ, P13-5170, Дубна, 1970.
10. Д.Ю.Бардин, Ц.Г.Истатков, Г.В.Мицельмахер. ОИЯИ, P2-5904, Дубна, 1970. ЯФ, 15, 284, 1972.
11. Б.М.Понтекорво. ЖЭТФ, 53, 1717, 1967.
12. H. Primakoff, S. P. Rosen. *Phys. Rev.*, 5, D1784, 1972; *Phys. Rev.*, 6, E2064, 1972.
13. Н.Н.Николаев, М.Ж.Шматиков. ЯФ, 19, 360, 1974.
14. J. Nilsson. *Nuovo Cim.*, 21, 135, 1961.
15. S. Weinberg, G. Feinberg. *Phys. Rev. Lett.*, 3, 111, 244, 1959.
16. M. Bander, G. Feinberg. *Phys. Rev.*, 119, 1427, 1960.
17. D. Bryman, M. Blecher, K. Gotow, R. Powers. *Phys. Rev. Lett.*, 28, 1469, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 мая 1975 года.