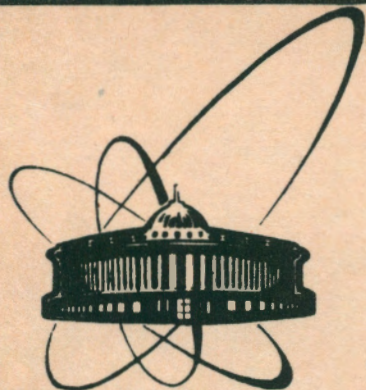


92-131



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-92-131

В.А.Баранов, С.М.Коренченко, Б.Ф.Костин,
Н.П.Кравчук, Н.А.Кучинский, Д.А.Мжавия*,
З.Б.Цамалаидзе*

О РАСПАДЕ $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + e^+ + e^- + \nu_\mu$

*Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

1992

ВВЕДЕНИЕ

За последние годы после начала работы мезонных фабрик, благодаря значительному росту интенсивностей пучков и усовершенствованию регистрирующей аппаратуры, достигнуты большие успехи в изучении редких процессов. Постоянный интерес представляют процессы, обусловленные совместным проявлением слабого и электромагнитного взаимодействий. В настоящей работе рассматривается процесс

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + e^+ + e^- + \nu_\mu, \quad (1)$$

который обусловлен слабым и электромагнитным взаимодействием. Распад (1) не наблюдался на опыте, за исключением одного события, случайно зарегистрированного еще в 1955 г. в фотоэмульсиях [1]. Теоретические оценки процесса (1) даны в [2,3]. В [2] получены полная вероятность распада (1) и отношение вероятности рассматриваемого распада к вероятности основного распада $\pi \rightarrow \mu\nu$:

$$R = W(\pi \rightarrow \mu e e \nu) / W(\pi \rightarrow \mu \nu) = 2,59 \cdot 10^{-6}. \quad (2)$$

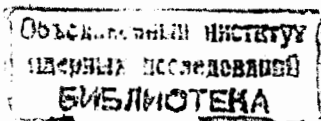
В работе [3] также вычислена полная вероятность распада (1):

$$R = W(\pi \rightarrow \mu e e \nu) / W(\pi \rightarrow \mu \nu) = 0,33 \cdot 10^{-6}. \quad (3)$$

Таким образом, теоретические оценки отличаются в ≈ 8 раз, и поэтому представляет интерес экспериментально измерить вероятность распада (1). В данной работе вычислена полная вероятность процесса (1), получена эффективность регистрации этого распада в установке АРЕС [4,5], построены гистограммы импульсных и угловых распределений для e^+ , e^- , μ^+ .

МОДЕЛИРОВАНИЕ, РЕЗУЛЬТАТЫ, ОБСУЖДЕНИЕ

На первом этапе были сгенерированы события с использованием матричного элемента, который приведен в [6] и выражается следующим образом:



$$M = \frac{e^2 f_\pi G}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\varepsilon_a}{K^2} \left(m_\mu \bar{U}(P) (1 - \gamma_5) \left[\frac{2Q_a + K_a}{2(QK) + K^2} - \frac{2P_{1a} + \hat{K}\gamma_a}{2(P_1 K) + K^2} \right] U(-P_1) + \right. \\ \left. + \frac{i}{M^2} \left\{ -\varepsilon_{\alpha\beta\rho\sigma} K_\rho Q_\sigma a(K^2, Q^2) + (Q_a K_\beta - (QK)\delta_{\alpha\beta}) b(K^2, Q^2) + \right. \right. \\ \left. \left. + (K_a K_\beta - K^2 \delta_{\alpha\beta}) c(K^2, Q^2) + (K^2 Q_a - (QK)k_a) Q_\beta \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left[\frac{2M^2}{Q^2 + M^2} \cdot \frac{1 - F(K^2)}{K^2} + \frac{d(K^2, Q^2)}{K^2} \right] \right\} l_\beta \right), \quad (4)$$

где M — масса π -мезона, m_μ — масса μ -мезона; q, P, P_1, P_2, P_3 — 4-импульсы π -мезона, нейтрино, μ -мезона, позитрона и электрона соответственно;

$$K = P_2 + P_3; Q = P_1 + P; G = 10^{-5}/M_p^2; e^2/4\pi = 1/137;$$

$$\varepsilon_a = \bar{U}(P_3)\gamma_a U(-P_2); l_\beta = \bar{U}(P)\gamma_\beta(1 + \gamma_5)U(-P_1);$$

f_π определяется вероятностью W_π распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$:

$$W_\pi = (G^2 f_\pi^2 / 8\pi) M m_\mu^2 (1 - m_\mu^2 / M^2)^2;$$

$F(K^2)$ — электромагнитный формфактор реального π -мезона, зависящий только от одного инварианта K^2 и удовлетворяющий условию нормировки ($F(0) = 1$); a, b, c, d — формфакторы.

Детальные расчеты вероятности распада (1), выполненные в [3,6], показали, что вклады, содержащие формфактор d и множитель $1 - F(K^2)$, пренебрежимо малы, поэтому амплитуда распада (1) эффективно характеризуется тремя параметрами: a, b, c . Как и в работах [3,6], для удобства мы тоже введем параметры γ и ξ :

$$\gamma = b/a_0; \xi = c/a_0, \quad (5)$$

где a_0 — амплитуда распада $\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma$. Мы полагаем знак $s = \text{sign}(a, f_\pi) = -1$.

В низшем порядке теории возмущений по слабому и электромагнитному взаимодействию процесс (1) описывается диаграммами рис. 1.

Согласно работе [3], вероятность процесса (1) может быть записана следующим образом:

$$dW = dW_{IB} + dW_{SD} + dW_{IBSD}, \quad (6)$$

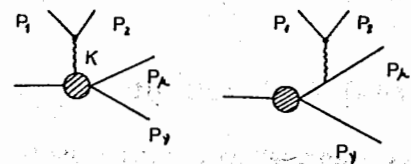


Рис. 1. Диаграммы, описывающие распад (1)

где $dW_{IB}, dW_{SD}, dW_{IBSD}$ представляют собой, соответственно, вклады внутреннего тормозного излучения, структурного излучения и их интерференции. Отношение вероятности структурного излучения интерференции к вероятности обычного распада выражается формулами:

$$R_{SD} = W_{SD}/W(\pi \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu) = SD + \gamma^2 SD_\gamma^2 + \gamma\xi SD_{\gamma\xi} + \xi^2 SD_\xi^2, \quad (7)$$

$$R_{IBSD} = W_{IBSD}/W(\pi \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu) = IBSD + \gamma IBSD_\gamma + \xi IBSD_\xi. \quad (8)$$

Используя матричный элемент (4), мы вычислили эти вклады. Они приведены в таблице. В нашем случае было принято $\xi = 2,56, \gamma = 0,74$. Как видно из таблицы, полная вероятность процесса (1) определяется практически полностью вкладом внутреннего тормозного излучения, и ее можно представить в виде

$$R(\pi^+ \rightarrow \mu^+ e^+ e^- \nu_\mu) = W(\pi^+ \rightarrow \mu^+ e^+ e^- \nu_\mu) / W(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = R_{IB} = 0,33 \cdot 10^{-6}. \quad (9)$$

Таким образом, полученная нами величина R совпадает с результатами работы [3], разница только во вкладах SD и $IBSD$, но это на окончательный результат не влияет.

На втором этапе моделирования мы рассчитали вероятность регистрации распада $\pi \rightarrow \mu e e \nu$, пропуская события, полученные на первом этапе моделирования, через АРЕС. Программа моделирования прохождения частиц через спектрометр создана с использованием системы GEANT3 [7].

Установка АРЕС (рис. 2.) описана в работах [4,5]. В нашем случае в установке АРЕС не было первого ряда сцинтилляционных счетчиков и мишени. Пионы с импульсом 170 МэВ/с распадались в вакууме в цилиндре, имеющем длину 70 см и диаметр 10 см.

Для уменьшения фоновых эффектов входное и выходное окна выполнены из лавсана толщиной 0,1 мм, а стенки — из кевлара и эпоксидной смолы с суммарной толщиной в распадной зоне 1,2 мм ($\approx 4 \cdot 10^{-3}$ рад.дл.). Распадная зона — 40 см ограничивается условиями триггера. Траектория пучковых частиц π^+ регистрируется двумя парами разнесенных двухкоординатных пропорциональных камер. Вторичные частицы детектировались системой из 12 цилиндрических пропорциональных камер с общим числом

Таблица. Численные значения величин, входящих в равенства (7), (8)

| | |
|------------------|------------------------------|
| IB | $(33,17 \mp 0,08) 10^{-8}$ |
| SD | $(7,61 \mp 0,02) 10^{-13}$ |
| SD_γ^2 | $(9,17 \mp 0,02) 10^{-13}$ |
| $SD_{\gamma\xi}$ | $(5,17 \mp 0,02) 10^{-14}$ |
| SD_ξ^2 | $(3,73 \mp 0,02) 10^{-15}$ |
| $IBSD$ | $(-23,87 \mp 0,07) 10^{-11}$ |
| $IBSD_\gamma$ | $(48,47 \mp 0,09) 10^{-11}$ |
| $IBSD_\xi$ | $(12,11 \mp 0,04) 10^{-12}$ |

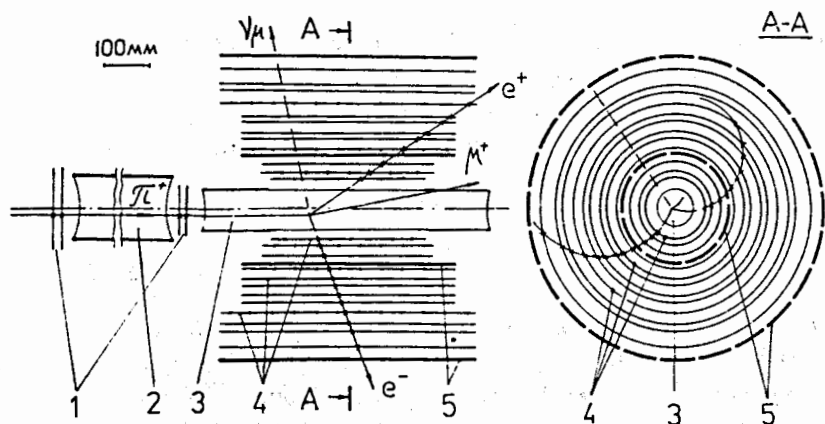


Рис.2. Схема эксперимента по изучению распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ e^+ e^- \nu_\mu$. Крестами на треках частиц отмечено срабатывание детекторов: 1 — двухкоординатные пучковые пропорциональные камеры, 2 — вакуумированный объем, 3 — вакуумированный распадный объем, 4 — цилиндрические пропорциональные камеры (точками отмечены двухкоординатные камеры), 5 — сцинтилляторы

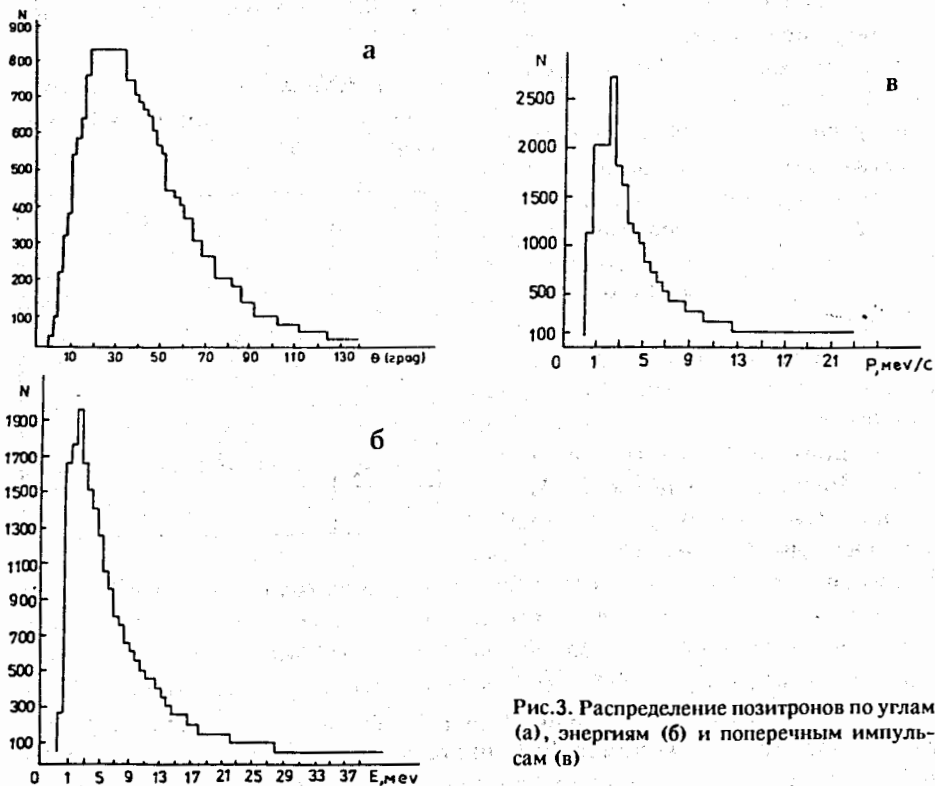


Рис.3. Распределение позитронов по углам (а), энергиям (б) и поперечным импульсам (в)

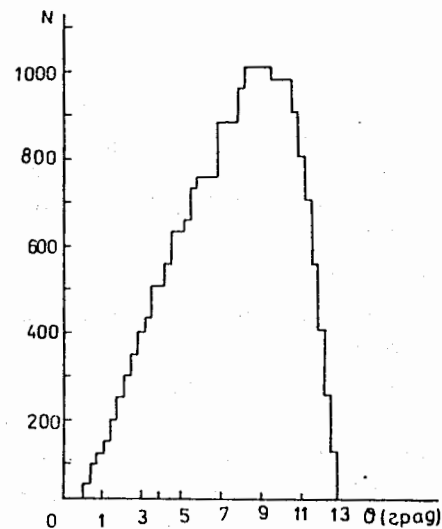
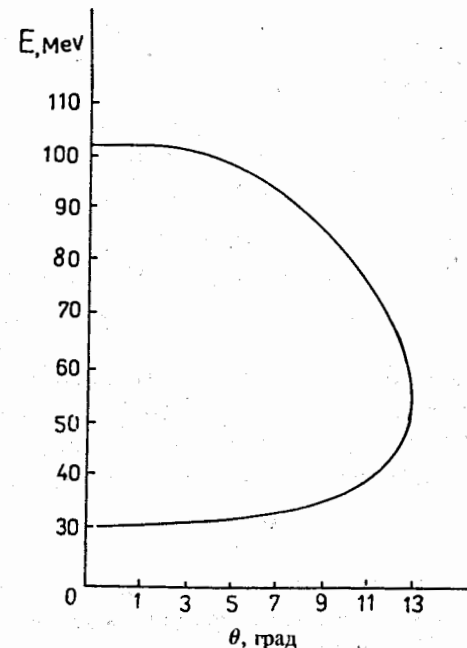


Рис.5. Зависимость угла вылета μ -мезона от кинетической энергии

Рис.4. Распределение позитронов по углам вылета μ -мезона



анодных проволочек ≈ 8 тыс. и двумя цилиндрическими сцинтилляционными годоскопами (32 счетчика).

Камеры 1, 2, 4 и 9 являются стриповыми камерами, регистрирующими азимутальную и осевую (Z) координаты, что мы и используем для выбора триггера. Моделирование было проведено при магнитном поле 500 Гс.

Полученные пространственные и энергетические распределения для e^+ , e^- , μ^+ изображены на рис. 3—5. Из рис. 3, на котором показано распределение позитронов и электронов по углам вылета, энергии и поперечным импульсам, видно, что средний угол, энергия и поперечный импульс позитрона и электрона равны 45° , 8 МэВ и 4 МэВ/с соответственно. Максимумы в распределениях электронов и позитронов по углу, энергии и поперечному импульсу равны при 30° , 5 МэВ и 3 МэВ/с соответственно. Как видно из рис. 4, максимум в распределении μ^+ -мезонов по углу находится при $\theta = 9^\circ$. Из рис. 5 видно, что кинетическая энергия μ -мезона меняется в области от 30 до 100 МэВ. Максимальный угол вылета μ -мезона составляет 13° , т.е. μ^+ -мезоны вылетают вперед и не детектируются цилиндрическими камерами и годоскопом. Спектрометр АРЕС может использоваться для регистрации позитрона и электрона от распада π^+ на лету. Проволочки в камере 4

и камере 9 скомпонованы в 48 групп. Для запуска установки требуются разные варианты срабатывания этих групп.

Вероятность того, что e^+ и e^- дойдут до 4-й камеры, составляет $E(4,4) = 0,012$, что одна из этих частиц дойдет и до 9-й камеры - $E(4,9) = 0,0092$, что обе частицы дойдут до 9-й камеры - $E(9,9) = 0,0053$. Во всех этих вычислениях не учитывались сцинтилляционные счетчики. Мы вычислили вероятности и при наличии сцинтилляционных счетчиков, и они равны $E_{\text{сц}}(4,4) = 0,0053$, $E_{\text{сц}}(4,9) = 0,0044$, $E_{\text{сц}}(9,9) = 0,0023$. При вычислении эффективности учитывалась вероятность распада π^+ -мезона. Ожидаемое число случаев детектирования процесса (1) определяется по формуле

$$N_{\pi \rightarrow \mu e \nu} = IRE(9,9)t = 430-450 \text{ случаев,}$$

где $I = 5 \cdot 10^5 / \text{с}$ — интенсивность пионов, $R = 3,3 \cdot 10^{-7}$ — полученная нами оценка отношения вероятностей, $E(9,9) = 0,0053$ — вероятность того, что обе частицы доходят до 9-й камеры, $t = 5 \cdot 10^3 \text{ с}$ — время экспозиции.

Когда присутствует первый ряд сцинтилляционных счетчиков, имеем

$$N_{\pi \rightarrow \mu e \nu} = IRE_{\text{сц}}(9,9)t = 180-100 \text{ случаев.}$$

Данные оценки не учитывают потери, связанные с эффективностью установки и восстановления треков частиц.

Из всего сказанного выше следует, что есть реальная возможность изучать распад $\pi^+ \rightarrow \mu^+ e^+ e^- \nu_\mu$ на установке АРЕС.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fry W., Schneps J., Asnow G. - Phys. Rev., 1955, v.99, p.1055.
2. Пикин С.А., Харкац Ю.Н. - ЯФ, 1965, 1, с.291.
3. Бардин Д.Ю. и др. - ЯФ, 1971, 14, с.427.
4. Varanov V.A. et al. - Nucl. Instr. Meth., 1986, B17, p.438.
5. Varanov V.A. et al. - J. Phys. G., 1991, 17, p.57.
6. Бардин Д.Ю., Иванов Е.А. - ЭЧАЯ, 1976, т.7, вып.3, с.726.
7. Brun R. et al. - GEANT3 Code Version 3.14, Users Guide. CERN DD/EE/84-1, Geneva, 1984.

Рукопись поступила в издательский отдел

25 марта 1992 года.