

## АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЕРОЯТНОСТИ КОНВЕРСИИ МЮОНИЙ – АНТИМЮОНИЙ И ФОНОВЫХ ПРОЦЕССОВ НА СЕПАРИРОВАННОМ ПУЧКЕ "ПОВЕРХНОСТНЫХ" МЮОНОВ ФАЗОТРОНА ЛЯП ОИЯИ

*В.А.Гордеев, А.Ю.Киселев, В.М.Абазов\*, Н.П.Алешин, В.А.Баранов\*,  
А.Н.Брагин\*, С.А.Густов\*, Е.Н.Комаров, Н.П.Кравчук\*, Т.Н.Мамедов\*,  
О.В.Миклухо, И.В.Мирохин\*, Ю.Г.Нарышкин, О.В.Савченко\*,  
В.А.Скнарь, В.В.Сулимов, И.И.Ткач, А.П.Фурсов\**

*Петербургский институт ядерной физики им.Б.П.Константинова РАН  
188350 Гатчина, Ленинградская обл. Россия*

*\*Объединенный институт ядерных исследований  
141980 Дубна, Московская обл. Россия*

Поступила в редакцию 3 марта 1994 г.

После переработки 25 марта 1994 г.

Приводится анализ обработки полной статистики, набранной в совместном эксперименте ПИЯФ-ОИЯИ по поиску конверсии мюоний– антимюоний. Всего за две серии физических измерений процесса конверсии через мишень прошло  $3,44 \cdot 10^{11}$  мюонов. Зарегистрировано одно событие, соответствующее условиям для конверсии мюоний-антимюоний. Получена экспериментальная оценка для верхней границы вероятности процесса конверсии, равная  $W_{M\bar{M}} \leq 5,1 \cdot 10^{-7}$  (90% CL). Представлены результаты исследования вероятности фоновых процессов в настоящей постановке эксперимента.

Изучение перехода мюония ( $M = \mu^+ e^-$ ) в антимюоний ( $\bar{M} = \mu^- e^+$ ) представляет интерес в связи с проблемой несохранения лептонного числа. В этом процессе как электронные, так и мюонные лептонные квантовые числа меняются на 2. Возможность существования процессов с  $|\Delta L| = 2$  предсказывается рядом теоретических моделей, рассматривающих разные механизмы несохранения лептонного числа. Наиболее интересной представляется модель, в которой  $U(1)$  лептонная симметрия нарушается существованием конечной майорановской массы нейтрино. Ярким следствием этого явления было бы обнаружение двойного безнейтринного  $\beta$ -распада, поиски которого сейчас интенсивно ведутся. При этом  $SU(2)$  инвариантность требует появления в модели дважды заряженных хиггсовских бозонов, переносящих лептонное число  $\Delta L = 2$ . Это делает возможной конверсию  $M \rightarrow \bar{M}$  при учете взаимодействия в первом порядке. Изучение этого перехода дает, таким образом, информацию о хиггсовском секторе модели, дополняя исследования двойного  $\beta$ -распада.

Для количественной оценки вероятности исследуемого процесса удобно ввести константу перехода  $f = G_{M\bar{M}}/G_F$  [1], где  $G_F$  – фермиевская константа слабого взаимодействия. Различные теоретические модели предсказывают для  $f$  значения, лежащие в диапазоне  $10^{-2} > f > 10^{-6}$  [2].

В 1991 – 1992 гг. на интенсивном пучке сепарированных "поверхностных" мюонов, полученных на фазотроне ЛЯП ОИЯИ с помощью широкоугольной магнитной линзы [3], объединенной группой ПИЯФ-ОИЯИ проведены две серии физических измерений по поиску конверсии мюоний-антимюоний  $M \rightarrow \bar{M}$ . Использовалась новая методика обладающая высокой светосилой регистрации

процесса конверсии и низким уровнем фона, основанная на регистрации высокоэнергичных электронов от распада мюона-антимюония широкоугольным магнитным спектрометром [4]. Особенность используемой в эксперименте методики в том, что она позволяет уменьшить вероятность регистрации фоновых процессов ниже имеющейся экспериментальной оценки для вероятности процесса конверсии —  $W_{\overline{\mu\mu}}$  и существует возможность дальнейшего подавления этих процессов путем обрезания регистрируемого интервала энергии электронов  $\mu - e$ -распада.

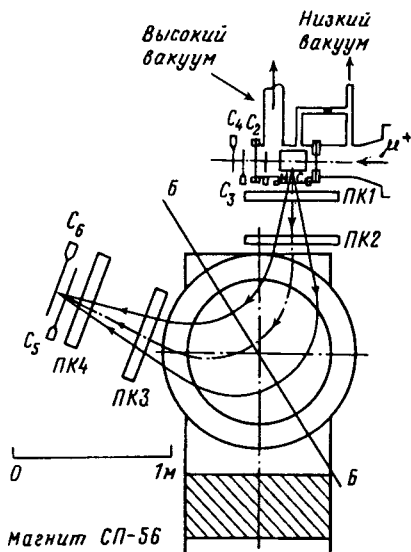


Рис.1. Схема детектирующей части экспериментальной установки по поиску конверсии мюония в антимюоний:  $C_1, C_2$  — размещенные в вакуумно тонкие счетчики ( $\approx 60$  мкм) для регистрации "поверхностных" мюонов;  $C_3, C_4$  — мониторирующие счетчики для регистрации позитронов;  $C_5, C_6$  — счетчики для регистрации полезных событий; ПК1, ПК2, ПК3, ПК4 — пропорциональные камеры

На рис.1 приведена схема детектирующей части установки. Полная схема экспериментальной установки и ее основные параметры, характеристики пучка "поверхностных" мюонов, примеры первичных экспериментальных спектров, получаемых в процессе набора статистики, и предварительный анализ экспериментального материала, основанный на 80%-ной статистике, представлены в работе [5]. Ниже приведены результаты анализа всей статистики эксперимента и моделирования исследуемого процесса, а также экспериментальная оценка вероятности фоновых процессов в реальных условиях эксперимента.

В работе [5] приведены также предварительные результаты анализа для вероятности выхода мюония в область наблюдения взаимодействия в настоящем эксперименте. Эта величина крайне важна для нормировки конечного результата для вероятности исследуемого процесса. Окончательная величина для вероятности выхода мюония из  $\text{SiO}_2$  мишени в рабочую область, где происходило наблюдение процесса конверсии, определялась из совместного анализа проводимых в процессе эксперимента данных  $\mu SR$ -исследований и из анализа временного и пространственного распределений позитронов  $\mu - e$ -распада для различных участков области наблюдения, измеренных экспериментально и вычисленных методом Монте-Карло, и равна  $0,030 \pm 0,001$  [6]. На рис.2 представлены результаты сопоставления расчетных и экспериментальных данных, полученных в одной из серий измерений вероятности выхода мюония в вакуум. Как видно из рис.2d, расчетные и экспериментальные данные согласуются друг с другом.

Как уже указывалось в работе [5], для каждого события измерялись координаты частицы (8 плоскостей), времена прохождения частицы между различными элементами установки, амплитудные распределения с аналоговых выходов сцинтилляционных детекторов и катодных усилителей пропорциональных камер. По измеренному в выбранной системе отсчета положению камер и локальным координатам в плоскости получаются 4 точки  $(X, Y, Z)$ , задающие входную (камеры  $ПК1$  и  $ПК2$ ) и выходную (после отклонения в магните спектрометра, камеры  $ПК3$  и  $ПК4$ ) траектории регистрируемой частицы. Для каждого события определялась "плоскость встречи", параллельная оси симметрии магнита и проходящая через биссектрису угла отклонения регистрируемой частицы в магните спектрометра (плоскость  $ББ$  рис.1).

Процедура определения энергии зарегистрированной частицы была интегральной и состояла в следующем:

1) для выбранной на уровне камеры  $ПК1$  энергии частицы  $E_0$  определяется угол вылета такой, чтобы полученная траектория  $ПК1$  – "плоскость встречи" прошла через точку с измеренными координатами в  $ПК2$  (так как между камерами  $ПК1$  и  $ПК2$  есть остаточное магнитное поле, то это не прямая линия);

2) учитывая средние потери энергии при движении частицы, оценивалась энергия  $E'_0$ , с которой частица должна была бы прийти к  $ПК4$ , и та же процедура проделывалась для пары камер  $ПК4$  и  $ПК3$ .

Таким образом, для выбранной в начале произвольно энергии частицы  $E_0$  получались два криволинейных участка траектории, для которых проверяется условие "сшивки" в "плоскости встречи". Для каждого из двух полученных отрезков траектории вычислялись две координаты и два угла в точке пересечения с "плоскостью встречи". Если энергия, соответствующая траекториям в "плоскости встречи", отличается больше чем на 0,1 МэВ, пункт 2) повторялся с подкорректированным значением энергии  $E'_0$ . Поскольку координаты в  $ПК1$ — $ПК4$  и пространственное распределение магнитного поля измерены с некоторой погрешностью, а также из-за вклада кулоновского рассеяния ни при каком значении выбранной энергии  $E_0$  нельзя ожидать, что два отрезка траектории пройдут через одну точку в "плоскости встречи". Однако всегда можно так подобрать значение энергии  $E_0^*$ , чтобы касательные к траекториям в диспергирующей плоскости  $(X, Y)$  в точках пересечения с "плоскостью встречи" были параллельны. Эта энергия  $E_0^*$  и считается "истинной" энергией частицы, которая с точностью до потерь в лавсановой пленке окна вакуумной камеры и есть энергия частицы, которую та имела при вылете из мишени. Расхождение в координатах пересечения "плоскости встречи" и в вертикальных углах для двух отрезков траектории во-первых, дают оценку энергетического разрешения спектрометра и, во вторых, служат критерием отбора "истинных" событий (когда все координаты в камерах принадлежат одной и той же физической частице) от фоновых (когда, например, пары камер  $ПК1$ ,  $ПК2$  и  $ПК3$ ,  $ПК4$  регистрировали две различные частицы).

Каждое обработанное событие характеризуется набором напрямую измеренных (как времена и амплитуды) и вычисленных в результате обработки параметров. Часть из этих параметров является физической характеристикой события (такие, как координата и угол вылета из мишени, энергия) и используется в дальнейшем анализе. Другая часть параметров, как непосредственно измеряемых (амплитуды сигналов, времена пролета в комбинации с джитером

камер), так и полученных в результате обработки события ( $\Delta XY$ ,  $\Delta Z$ ,  $\Delta \beta_z$  и другие), не несет по сути дела физической информации, но позволяет сделать вывод о достоверности события и избавиться, таким образом, от случайных, фоновых событий, имитирующих редкие "реальные" запуски спектрометра, настроенного на  $e^-$ , от возможного процесса конверсии. Поскольку  $e^+$  и  $e^-$  ( $E \sim 50$  МэВ) ведут себя во взаимодействии с веществом практически одинаково; для различной ориентации поля в магните распределения этих параметров от "истинных" событий, как  $e^+$ , так и  $e^-$ , должны быть одинаковыми. Набрав достаточную статистику на  $e^+$  и определив параметры этих распределений, можно использовать полученные данные в анализе тех же спектров для  $e^-$ .

На рис.3 показано, как меняется экспериментальный спектр, полученный на полной статистике для электронов, при последовательном наложении на него ограничений на возможные области изменения измеряемых и вычисляемых в процессе обработки параметров события.

Всего за полное время измерения процесса конверсии мюоний- антимюоний на фазотроне ЛЯП ОИЯИ ( $\approx 640$  час набора статистики) через мишень прошло  $3,44 \cdot 10^{11}$  мюонов. Количество позитронов от распада мюона в атоме мюония из области наблюдения взаимодействия, которые регистрирует установка, определяется выражением

$$(N_{e^+})_M = N_{\mu^+} W(\epsilon, \Delta E) W_M,$$

где  $N_{\mu^+}$  - число падающих на мишень мюонов;  $W(\epsilon, \Delta E) = 1,51 \cdot 10^{-3}$  - вероятность регистрации позитронов с энергией в интервале  $\Delta E = 46,5 - 53$  МэВ спектрометром и удовлетворяющих выбранным критериям отбора (определяется моделированием процесса методом Монте-Карло);  $W_M = 0,029$  - нижний предел вероятности обнаружения мюония в вакууме в области наблюдения взаимодействия на один падающий мюон.

Таким образом, при прохождении через рабочую мишень  $3,44 \cdot 10^{11}$  мюонов установка регистрирует  $1,51 \cdot 10^7$  позитронов от распада мюона атома мюония из области наблюдения взаимодействия, удовлетворяющих налагаемым условиям отбора. Половина из них находится в состоянии со спином  $I = 1$  и не участвует в процессе конверсии. В энергетическом интервале  $46,5 - 53$  МэВ мы видим одно событие при  $E = 48,6$  МэВ (рис.3), которое не устраняется двумя последующими шагами обрезания по энергии и может быть отнесено либо к конверсии мюоний-антимюоний, либо к фоновому процессу. Из полученных в настоящем эксперименте данных можно получить оценку верхнего экспериментального предела вероятности процесса конверсии, которая согласно распределению Пуассона равна

$$W_{M\bar{M}} \leq 3,89 / [(N_{e^+})_M \cdot 0,5] = 5,1 \cdot 10^{-7}, f \leq 0,14 \quad (90\%CL).$$

Из данных приведенных на рис.3i, k, можно также оценить верхний экспериментальный предел вероятности регистрации фоновых процессов в настоящей постановке эксперимента [6]:

$$W_{bg} \leq 2,81 \cdot 10^{-7}, \quad (90\%CL) \quad - \text{ для интервала энергий } 44,5 - 52,8 \text{ МэВ;}$$

$$W_{bg} \leq 2,18 \cdot 10^{-7} \quad (90\%CL) \quad - \text{ для интервала энергий } 45,5 - 52,8 \text{ МэВ.}$$

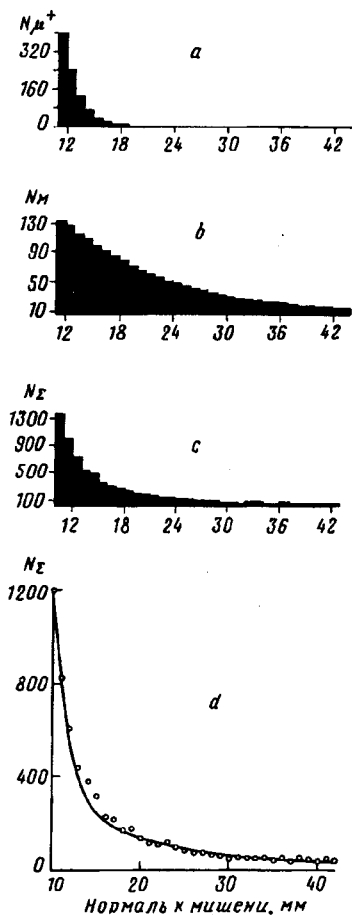


Рис.2

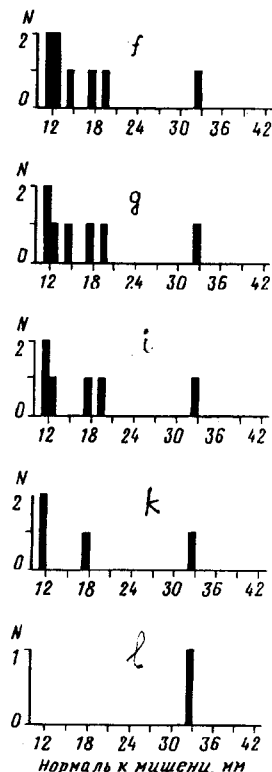
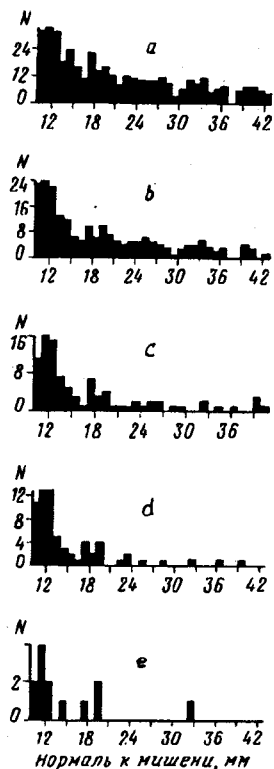


Рис.3

Рис.2. Результаты сопоставления расчетных и экспериментальных данных для вероятности выхода мюония в вакуум: а – расчетное распределение числа позитронов относительно нормали к поверхности  $\text{SiO}_2$  мишени в области наблюдения конверсии мюоний-антимюоний, от распада мюонов ( $2 -$  координата центра мишени); б – расчетное распределение (аналогичное представленному на рис.а) числа позитронов от распада мюонов атома мюония в вакууме; в – экспериментальное распределение суммарного числа позитронов от распада мюонов остановившихся в мишени, и мюонов атома мюония в вакууме; д – результат сопоставления экспериментального распределения числа позитронов в исследуемой области (точки) и расчетного распределения (сплошная кривая) для значения  $W_M = 0,029$ , используемого в дальнейших расчетах

Рис.3. Характер изменения экспериментального спектра для электронов при последовательном наложении ограничений на области изменения измеряемых и вычисляемых параметров: а – первичный спектр электронов; б – введены ограничения на значения координат в 8 плоскостях пропорциональных камер и геометрических параметров установки; в – введены ограничения на параметры обработки при "сшивки" траекторий в "плоскости встречи"; д – введены ограничения на угловые параметры событий и области распределения событий по мишени; е – введены ограничения на временные и амплитудные параметры событий; ф – л – введены ограничения на области изменения энергии событий (ф –  $42,5 \div 52,8$  МэВ; г –  $43,5 \div 52,8$  МэВ; и –  $44,5 \div 52,8$  МэВ; к –  $45,5 \div 52,8$  МэВ; л –  $46,5 \div 52,8$  МэВ)

Экстраполяция этих данных к энергетическому интервалу 48,5–52,8 МэВ дает для вероятности наблюдения в этом интервале фонового события величину  $W_{bg} \leq 8 \cdot 10^{-8}$  (90%CL).

Факт наблюдения одного события, конечно, не означает обнаружения нового явления, но безусловно подчеркивает важность продолжения этих исследований с целью понижения верхней границы экспериментального предела либо обнаружения многих таких событий, если конверсия мюония в антимюоний действительно происходит.

В настоящее время в ПИЯФ и ОИЯИ происходит подготовка к новой серии физических измерений процесса конверсии мюоний–антимюоний. Планируется довести верхний экспериментальный предел вероятности процесса конверсии до величины  $W_{\overline{MM}} \leq 4 \cdot 10^{-8}$ .

Авторы выражают благодарность академику С.Т.Беляеву, проф. В.П.Мартемьянову, руководителям научно-технической программы России "Фундаментальная ядерная физика" за финансовую поддержку проводимых исследований, проф. Ц.Д.Вылову, проф. В.П.Джелепову, М.Г.Сапожникову, Д.М.Селиверстову за неизменный интерес к работе и всестороннее содействие при ее выполнении, С.В.Медведю за организацию компьютерной связи с измерительным центром ЛЯП ОИЯИ, используемой при обработке экспериментального материала.

- 
1. G.Feinberg and S.Weinberg, *Phys.Rev.*, **123**, 1439 (1961).
  2. E.G.Drukarev and V.A.Gordeev, Preprint LNPI 1588 (1990).
  3. В.М.Абазов и др., Сообщения ОИЯИ P9-93-81 (1993).
  4. E.G.Drukarev, V.A.Gordeev, and A.I.Mikhailov, Preprint LNPI 1317 (1987).
  5. В.А.Гордеев, О.В.Савченко, В.М.Абазов и др. Письма в ЖЭТФ, **57**, 262 (1993).
  6. В.А.Гордеев, Е.Г.Друкарев, А.Ю.Киселев и др. Препринт ПИЯФ 1970 (1994), в печати.