

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОНВЕРСИИ МЮОНИЙ – АНТИМЮОНИЙ НА ФАЗОТРОНЕ ЛЯП ОИЯИ

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

*С.-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 февраля 1993 г.

На интенсивном пучке поверхностных мюонов, полученных на фазотроне ОИЯИ с помощью широкогольной магнитной линзы проведен совместный эксперимент ПИЯФ–ОИЯИ 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 широкоапertureным магнитным спектрометром. Событий, связанных с переходом $M \rightarrow \bar{M}$, не обнаружено. Для вероятности процесса конверсии относительно обычного распада мюона получено ограничение $W_{M\bar{M}} < 3,9 \cdot 10^{-7}$ (90% уровень достоверности), что в 1,7 раза лучше существующей сегодня оценки. Новое значение для константы перехода мюоний–антимюоний $G_{M\bar{M}} < 0,13 \cdot G_F$ (90% CL).

Переход мюония ($M = \mu^+e^-$) в антимюоний ($\bar{M} = \mu^-e^+$) представляет интерес в связи с проблемой несохранения лептонного числа. Переход $M \rightarrow \bar{M}$ требует несохранения лептонных квантовых чисел: $\Delta L_e = -2$, $\Delta L_\mu = 2$. Если предположить существование взаимодействия \mathcal{H} , переводящего M в \bar{M} , то состояниями с определенными массами становятся линейные комбинации состояний M и \bar{M} : $M_{1,2} = (M \pm \bar{M})/2$. При этом, если в момент $t_0 = 0$ система представляет собой чистый мюоний, то к моменту t она переходит в состояние:

$$[M_1 \exp(-m_1 t - \Gamma_\mu t/2) + M_2 \exp(-m_2 t - \Gamma_\mu t/2)],$$

где Γ_μ – вероятность распада, $m_{1,2}$ – массы частиц $M_{1,2}$. Таким образом, в системе происходят осцилляции $M - \bar{M}$ с периодом $T = 2\pi/|\delta|$ ($\delta = 2 < \bar{M}|\mathcal{H}|M>$), а вероятность $W_{M\bar{M}}$ того, что мюоний будет распадаться как антимюоний (вероятность конверсии), ¹ равна $|\delta|^2/2\Gamma_\mu^2$. Если задать \mathcal{H} обычную $V - A$ структуру с константой $G_{M\bar{M}} = G_F f$, то вероятность $W_{M\bar{M}} = 2,5 \cdot 10^{-5} f^2$.

Различные модели и механизмы нарушения лептонного числа, в которых процессы с $|\Delta L| = 2$ оказываются более вероятными, нежели с $|\Delta L| = 1$, определяют область исследований константы f в интервале $10^{-2} < f < 10^{-6}$ ²⁻⁴.

Экспериментальные исследования TRIUMF ^{5,6} и LAMPF ⁷ позволяют для константы $G_{M\bar{M}}$ дать верхнюю оценку ⁶ $G_{M\bar{M}} < 0,29 G_F$ и ⁷ $G_{M\bar{M}} < 0,16 G_F$, что указывает на необходимость дальнейшего экспериментального исследования процесса $M - \bar{M}$ -конверсии. Новые эксперименты требуют применения светосильных установок и низкофоновых методик. Одной из таких методик является регистрация электронов $\mu - e$ -распада на высокоэнергетическом конце мишлевского спектра с помощью широкоапertureного магнитного β -спектрометра.

Возможности этой методики и оценка фоновых процессов приведены в работах 8,9. Особенность предлагаемой методики в том, что вероятность фоновых процессов ниже имеющейся экспериментальной оценки величины $W_{M\bar{M}}$, и существует механизм подавления этих процессов путем обрезания регистрируемого интервала энергий электронов μ – e -распада.

Постановка эксперимента по поиску конверсии мюоний – антимюоний и измерение вероятности этого процесса проведены в течение 1991 и 1992 годов объединенной группой ПИЯФ – ОИЯИ на пучке "поверхностных" мюонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ¹⁰. Основные параметры пучка: импульс $P = 21,5 \text{ МэВ/с}$ ($\Delta P/P \approx 7,7\%$); интенсивность (при токе протонов $2,0 \text{ мкА}$) $I_\mu = 4,8 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$; примесь позитронов в пучке $N_{e^+}/N_{\mu^+} \approx 2$; размер пучка (ширина на полувысоте) $7 \times 8 \text{ см}^2$; скважность пучка 75%.

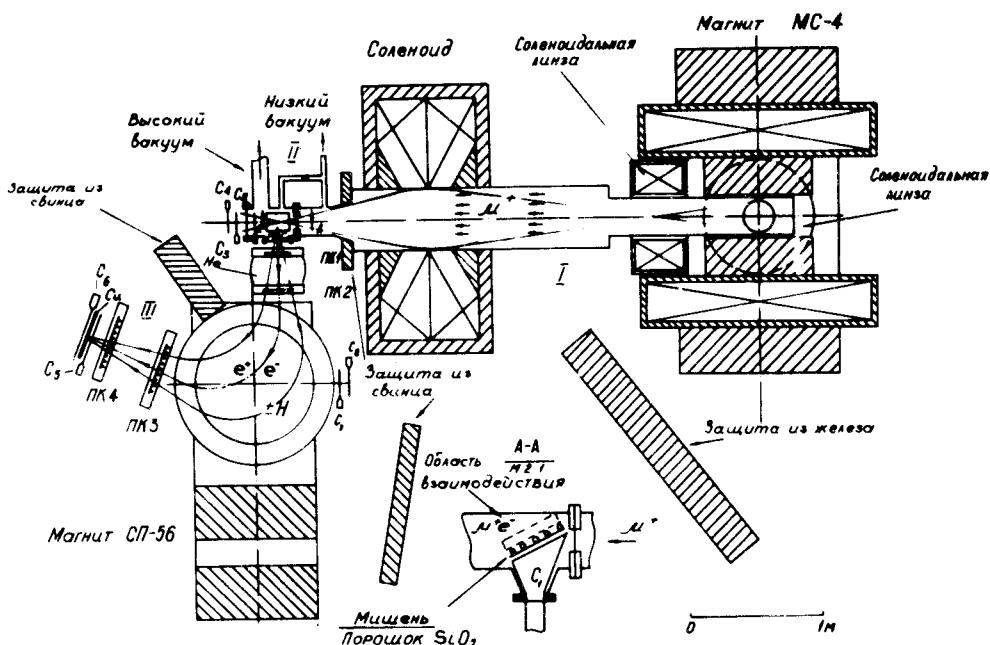


Рис.1. Схема экспериментальной установки по поиску конверсии мюония в антимюоний: C_1 , C_2 – размещенные в вакууме тонкие счетчики ($\approx 60 \text{ мкм}$) для регистрации "поверхностных" мюонов; C_3 , C_4 , C_7 , C_8 – мониторирующие счетчики для регистрации позитронов; C_5 , C_6 – счетчики для регистрации полезных событий; ПК1, ПК2, ПК3, ПК4 – пропорциональные камеры; Си – медный фильтр

Схема экспериментальной установки показана на рис.1 и состоит из тракта пучка "поверхностных" мюонов (I), устройства мишени (II) и магнитного спектрометра (III). Падающий пучок мюонов замедлялся и останавливался в мелкодисперсном порошке SiO_2 с тормозной толщиной 10 мг/см^2 . Здесь (в SiO_2) образовывался мюоний, диффундирующий с тепловыми скоростями в вакуумную область, где и происходило наблюдение $M \rightarrow \bar{M}$ -перехода (область взаимодействия, вид А – А на рис.1). После прохождения окна вакуумной камеры (100 мкм майлара) позитроны или электроны μ – e -распада с энергией в интервале 36 – 53 МэВ наблюдались с помощью четырех пропорциональных

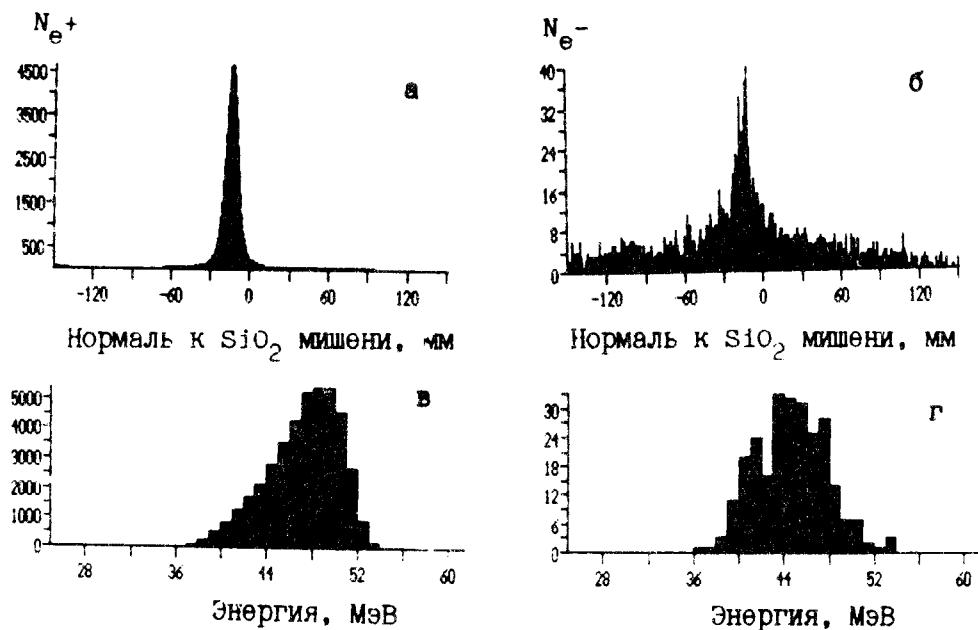


Рис.2. Экспериментальные спектры распределения регистрируемых частиц относительно нормали к поверхности SiO_2 -мишени (вверху) и их энергетическое распределение (внизу) для позитронов (слева, $N_{\mu^+} = 3,9 \cdot 10^7$) и для электронов (справа, $N_{\mu^+} = 8,3 \cdot 10^{10}$). Центр мишени имеет координату 14 мм, 0 – центр окна вакуумной камеры

камер со съемом информации на линиях задержки ¹¹. Сигналы с катодов первых трех камер использовались для формирования быстрого триггера. Широкоапertureный спектрометрический магнит с полем в центре магнита 3,16 КГс отклонял электроны и позитроны от распада мюона в противоположные направления. Сцинтилляционный счетчик C_5 , расположенный за камерой ПК4, формировал временной сигнал регистрируемого события. Фактом регистрации события в спектрометре являлся одновременный приход сигналов от трех катодов пропорциональных камер ПК1-ПК3 и двух сцинтилляционных счетчиков C_5 , C_6 (пятикратные совпадения во временном окне 30 нсек). Для уменьшения кулоновского рассеяния в пространстве между камерами ПК1 и ПК2 использовалось гелиевое наполнение. Основные параметры спектрометра: энергетическое разрешение 1,5%; эффективность регистрации позитронов или электронов $\epsilon = 0,98$; пространственное разрешение точки распада мюона в области взаимодействия ± 3 мм; временное разрешение быстрой электроники ≈ 1 нсек.

Для каждого события измерялись координаты частицы (8 плоскостей) и времена прохождения частицы между различными элементами установки. По измеренным параметрам для каждого события определялось место распада мюона, углы входа и выхода позитрона (электрона) в спектрометр, вычислялась энергия зарегистрированной частицы и строились одномерные либо двумерные распределения по измеренным и вычисленным параметрам для заданных наборов статистики позитронов и электронов. В анализе также использовались амплитудные распределения с аналоговых выходов сцинтилляционных

детекторов и катодных усилителей пропорциональных камер.

На рис.2 показаны первичные экспериментальные спектры при регистрации спектрометром позитронов и электронов. На рис.3а показано детальное распределение первичного спектра электронов вблизи от поверхности SiO_2 мишени.

Как показывают предыдущие исследования ^{7,12}, мюоний после образования в порошке SiO_2 за время жизни мюона диффундирует на расстояние до 40 мм от плоскости мишени. На рис.3а показана (отмечена стрелкой) область пространства относительно нормали к мишени (на расстоянии 8–40 мм от центральной плоскости мишени), где происходит поиск событий $M \rightarrow \bar{M}$ -конверсии.

Очевидно, что при регистрации спектрометром позитронов основная часть зарегистрированных частиц связана с реальными позитронами от распада μ^+ , остановившихся в SiO_2 -мишени, и полученные в эксперименте распределения по указанным выше параметрам связаны с физическими частицами, для которых можно точно указать области, в пределах которых эти параметры могут варьироваться. При регистрации электронов, наоборот, основная часть событий связана не с реальными частицами, а с шумами аппаратуры или со случайными запусками при наложении событий и, естественно, имеет случайные распределения по измеряемым в эксперименте параметрам. Совпадающие распределения для всех измеряемых и вычисляемых параметров у электронов и позитронов будут иметь только события, связанные с искомым процессом $M \rightarrow \bar{M}$ -конверсии, и события, связанные с физическим фоном. На рис.3б и 3в показано, как меняется экспериментальный спектр для электронов после наложения ограничений на возможные области изменения параметров событий. Основные критерии отбора получены из анализа экспериментального спектра для позитронов. Рис.2 и 3 относятся к одному из наборов статистики. Спектры для остальных наборов имеют подобный вид.

Всего за полное время измерения процесса конверсии мюоний–антимюоний на фазotronе ЛЯП ОИЯИ (≈ 640 час. набора статистики) через мишень прошло $3,5 \cdot 10^{11}$ мюонов. В настоящей работе обработано $\approx 80\%$ от полной статистики ($N_{\mu^+} = 2,9 \cdot 10^{11}$). Электронов, удовлетворяющих одновременно всем налагаемым критериям отбора в интервале энергий 46,5–53 МэВ, в указанной выше области взаимодействия не обнаружено.

Количество позитронов от распада мюона в атоме мюония из области взаимодействия, которые регистрирует установка, определяется выражением $(N_{e^+})_{Mu} = N_{\mu^+} W(\epsilon, \Delta E) W_{Mu}$, где N_{μ^+} – число падающих на мишень мюонов, $W(\epsilon, \Delta E)$ – вероятность регистрации спектрометром позитронов с энергией в интервале ΔE , удовлетворяющих выбранным критериям отбора, W_{Mu} – вероятность обнаружения мюония в вакууме в области взаимодействия на один падающий мюон.

Вероятность $W(\epsilon, \Delta E)$ определялась моделированием процесса методом Монте-Карло и в условиях настоящего эксперимента для интервала энергий позитрона 46,5–53 МэВ составляла $1,51 \cdot 10^{-3}$. Вероятность W_{Mu} исследовалась методом ¹². Мюоны пучка регистрировались сцинтилляционным счетчиком C_1 с толщиной пластика 60 мк и останавливались в порошке SiO_2 (рис.1, A – A'). Для каждого события регистрировалась точка пространства вакуумной области вблизи мишени, куда продиффундировал мюоний до момента распада мюона, и интервал времени между моментом остановки мюона и моментом

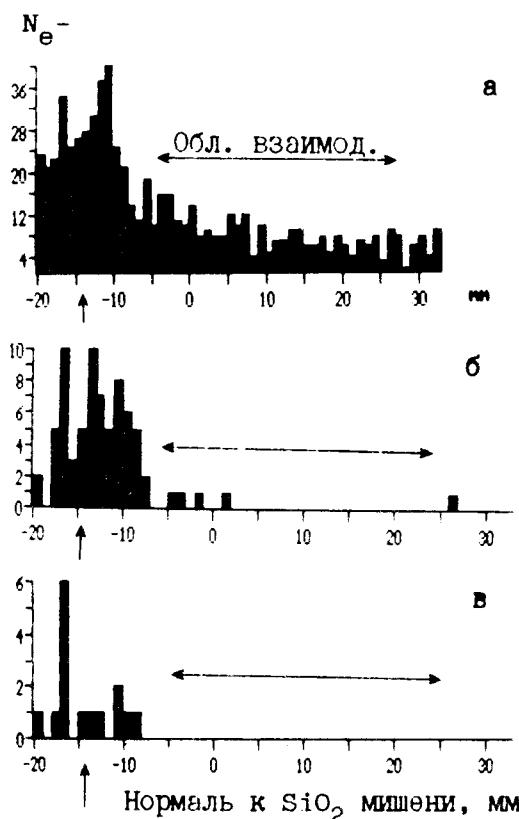


Рис.3. Детальное распределение спектра электронов, приведенного на рис.2б, вблизи от поверхности SiO_2 -мишени: а – первичный спектр; б – спектр электронов при наложении ограничений на возможные области изменения измеряемых и вычисляемых параметров для всей ширины энергетического спектра; в – то же в энергетическом интервале 46,5 – 53 МэВ

регистрации позитрона в спектрометре. Выход мюония в вакуум определялся из анализа временного распределения позитронов $\mu - e$ -распада для различных участков вакуумной области. Для вероятности выхода мюония в область взаимодействия, указанную на рис.3, на один падающий мюон получена величина, равная $0,030 \pm 0,003$, что находится в согласии с данными работ ^{7,12}. С целью повышения достоверности приводимого результата при вычислении вероятности процесса $M \rightarrow \bar{M}$ -конверсии использовалось нижнее значение величины W_{Mu} , равное 0,027.

Таким образом, при прохождении через рабочую мишень $2,9 \cdot 10^{11}$ мюонов установка регистрирует $1,18 \cdot 10^7$ позитронов от распада мюона атома мюония, находящегося в области взаимодействия и удовлетворяющего налагаемым условиям отбора. Половина из них находится в состоянии со спином $I = 1$ и не участвует в процессе конверсии (подавление связано с наличием в области мишени рассеянных магнитных полей ¹)

Искомую вероятность процесса конверсии мюоний – антимюоний (при 90%-ном уровне достоверности), согласно распределению Пуассона, находим из соотношения $W_{MM} < \ln 10 / [(N_{e+})_{Mu} \cdot 0,5] = 3,9 \cdot 10^{-7}$, что соответствует значению для константы перехода мюоний–антимюоний $G_{M\bar{M}} < 0,13 \cdot G_F$ (90%CL).

Полученное в настоящих исследованиях новое значение для вероятности процесса конверсии в 1,7 раз лучше существующей сегодня оценки (LAMPF, 1991 г.: $W_{MM} < 6,5 \cdot 10^{-7}$, 90% CL).

Авторы выражают благодарность акад. 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, Н.Г.Шакуну, П.Т.Шишлянникову – за организацию устойчивой работы фазотрона в течение длительных сеансов физических измерений, С.В.Медведю – за организацию компьютерной связи с измерительным центром ЛЯП ОИЯИ.

-
1. G.Feinberg, S.Weinberg, Phys. Rev. **123**, 1439 (1961).
 2. B.Pontecorvo, Phys. Lett. B **26**, 630 (1968).
 3. E.Derman, Phys. Rev. D **19**, 317 (1979).
 4. P.Herczeg, R.N.Mohapatra, Phys. Rev. Lett. **69**, 2475 (1992).
 5. T.M.Huber et al., Phys. Rev. Lett., **61**, 2189 (1988).
 6. T.M.Huber et al., Phys. Rev. D **41**, 2709 (1990).
 7. B.E.Matthias et al., Phys. Rev. Lett. **66**, 2716 (1991).
 8. E.G.Drukarev, V.A.Gordeev, A.I.Mikhailov, Preprint LNPI 1317 (1987).
 9. E.G.Drukarev, V.A.Gordeev, Preprint LNPI 1588 (1990).
 10. В.М.Абазов и др., Сообщения ОИЯИ 9-90-289 (1990).
 11. С.Л.Белостоцкий и др., Препринт ЛИЯФ, 1298, 26 (1986).
 12. A.C.Janissen et al., Phys. Rev. A **42**, 161 (1990).