

ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ КОНВЕРСИИ МЮОНИЙ — АНТИМЮОНИЙ НА ФАЗОТРОНЕ ЛЯП ОИЯИ

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

На интенсивном пучке поверхностных мюонов, полученных на фазотроне ОИЯИ с помощью широкоугольной 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 высокоэнергетичных электронов от распада мюона антимюония широкоапертурным 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).

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

The First Results of the Muonium to Antimuonium Conversion Experiment at Dubna Phasotron

V.M.Abazov et al.

The muonium to antimuonium conversion experiment was carried out by the PNPI and the JINR groups with use of the intensive surface muons of Dubna phasotron. This muon beam has been achieved by means of a wide-angle magnetic lens. The new method has been used to identify muonium to antimuonium conversion with high probability of $M \rightarrow \bar{M}$ process and lower background. The idea of the method is to detect the high energy electrons from the antimuonium-muon decay by a wide-aperture magnetic spectrometer. The first results of this experiment are described. No events of the $M \rightarrow \bar{M}$ conversion were observed. The upper limit for the branching ratio of the process investigated with respect to normal muon decay is measured to be $W_{M\bar{M}} < 3.9 \cdot 10^{-7}$ (90% confidence level). This result is a factor of 1.7 better than the previous experimental limit. The new value for the coupling constant of the $M \rightarrow \bar{M}$ conversion process is $G_{M\bar{M}} < 0.13 \cdot G_F$ (90% confidence level).

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

* Петербургский институт ядерной физики им.Б.П.Константинова РАН

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, 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

$$\left[M_1 e^{-im_1 t - \Gamma_\mu t/2} + M_2 e^{-im_2 t - \Gamma_\mu t/2} \right],$$

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

Еще в период до создания стандартной модели электрослабых взаимодействий исследовались модели нарушения лептонного числа, в которых процессы с $|\Delta L| = 2$ оказывались более вероятными, нежели с $|\Delta L| = 1$. Многие из них нашли свой аналог в современных калибровочных схемах, а появление в теории хиггсовских бозонов, переносящих лептонные числа $L = 2$ и вызывающих таким образом процессы с $|\Delta L| = 2$ в первом порядке по константе взаимодействия, оказались следствием более общих физических предположений.

При этом хиггсовские бозоны дают вклад в амплитуды других редких распадов, исследовавшихся ранее. Сравнение с верхней границей на вероятности последних даст ограничение на величину исследуемой константы f . Другое ограничение получается благодаря высокой точности измерения аномальных магнитных моментов мюона и электрона. Малая величина расхождения экспериментальных и теоретических данных даст ограничения на возможный вклад хиггсов в аномальные магнитные моменты μ и e .

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 β -распада, поиски которого сейчас интенсивно ведутся. При этом SU(2)-инвариантность требует появления в модели дважды заряженных хиггсовских бозонов, переносящих лептон-

ное 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 β -распада. Отметим, что докалибровочным предшественником модели является предложенное Понтекорво [2] взаимодействие с $\Delta L = 2$.

Этот же механизм должен приводить к конечной вероятности распада $\pi^+ \rightarrow \mu^- e^+ e^+ \bar{\nu}_\mu$. Верхняя граница для этой моды распада дает $f \leq 3 \cdot 10^{-3}$. Отметим, что если лептонная $U(1)$ -симметрия является глобальной, то можно получить более сильное ограничение $f \leq 5 \cdot 10^{-4}$.

Возможны и другие механизмы несохранения лептонного числа. Так, в предложенном Дерманом варианте [3] стандартная модель дополняется спонтанно нарушенной перестановочной симметрией S_3 . Эта модель, воспроизводящая концепцию лептонной четности Вайнберга и Фейнберга [1], требует $f \leq 5 \cdot 10^{-3}$. С другой стороны, если взаимодействия лептонных поколений обладают горизонтальной унитарной симметрией [4], естественно ожидать $f \leq 10^{-6}$.

Таким образом, интересными для исследования представляются значения $10^{-2} \leq f \leq 10^{-6}$.

Экспериментальные исследования TRIUMF [5,6] и LAMPF [7] позволяют для константы G_{MM} дать верхнюю оценку: $G_{MM} < 0,29 \cdot G_F$ [6] и $G_{MM} < 0,16 \cdot G_F$ [7], что указывает на необходимость дальнейшего экспериментального исследования процесса $(M \rightarrow \bar{M})$ -конверсии. Новые эксперименты требуют применения светосильных установок и низкофоновых методик. Одной из таких возможностей является регистрация электронов $(\mu - e)$ -распада на высокоэнергетичном конце мишелевского спектра с помощью широкоапертурного 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_{MM} , и существует механизм подавления этих процессов путем обрезания регистрируемого интервала энергий электронов $(\mu - e)$ -распада.

Постановка эксперимента по поиску конверсии мюоний — антимюоний и измерение вероятности этого процесса проведено в течение 1991 и 1992 годов объединенной группой ПИЯФ — ОИЯИ на пучке “поверхностных” мюонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ.

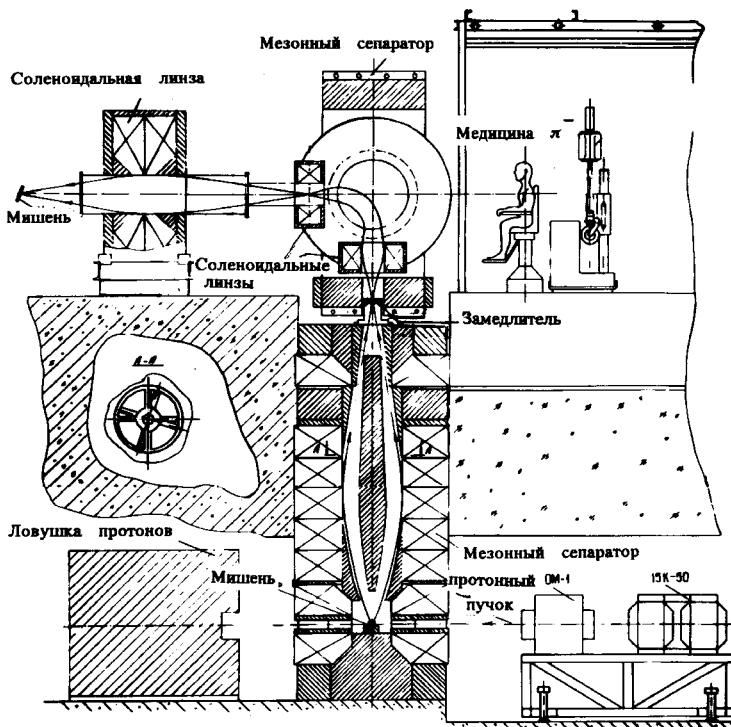


Рис.1. Схема формирования пучка поверхностных мюонов

Для формирования пучка «поверхностных» мюонов использовалась широкоугольная мезонная линза медицинского канала [10] и дополнительная магнитная система, позволяющая получать сепарированные мезонные пучки (рис.1). Основные параметры сепарированного пучка «поверхностных» мюонов: импульс $21,5 \text{ МэВ/с}$; $\Delta P/P \approx 7,7\%$; интенсивность (при токе протонов $2,0 \text{ мкА}$) — $4,8 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$; примесь позитронов в пучке $N_e^+/N_\mu^+ \approx 2$; размер пучка (ширина на полувысоте) — $7 \times 8 \text{ см}^2$; скважность пучка 75% .

Схема экспериментальной установки, показанная на рис.2, состоит из тракта пучка «поверхностных» мюонов (I), мишенного устройства (II), 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 ($M \rightarrow M$)-перехода (область взаимодействия, вид А-А на рис. 2). После прохождения окна вакуумной камеры (100 мкм майла-

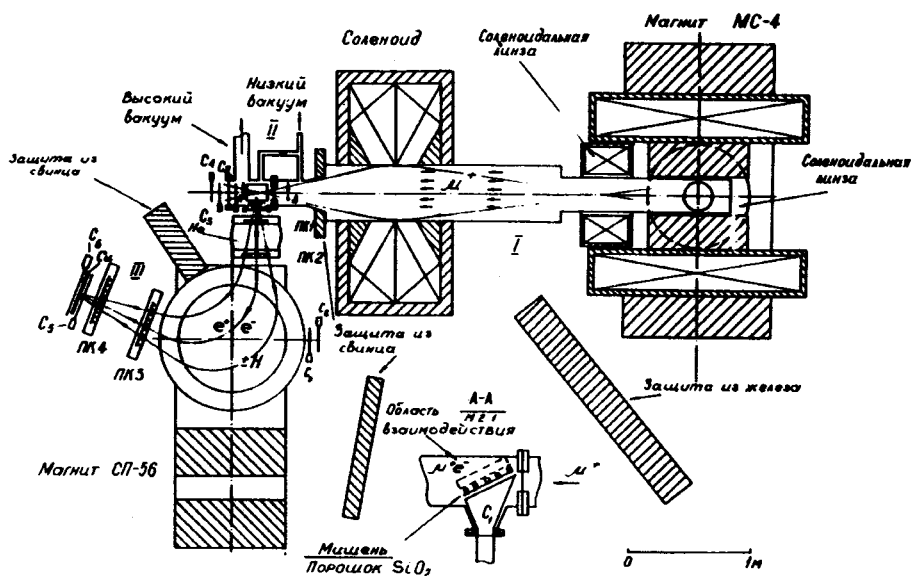


Рис.2. Схема экспериментальной установки по поиску конверсии мюония в антимюоний. C_1, C_2 — размещенные в вакууме тонкие счетчики (≈ 60 мкм) для регистрации «поверхностных» мюонов; C_3, C_4, C_7, C_8 — мониторирующие счетчики для регистрации позитронов; C_5, C_6 — счетчики для регистрации полезных событий; ПК1, ПК2, ПК3, ПК4 — пропорциональные камеры; Cu — медный фильтр

ра) позитроны или электроны ($\mu-e$)-распада с энергией в интервале $36 + 53$ МэВ наблюдались с помощью четырех пропорциональных камер со съемом информации на линиях задержки [11]. Сигналы с катодов первых трех камер использовались для формирования быстрого триггера. Широкоапертурный спектрометрический магнит с полем в центре магнита $3,16$ кГс отклонял электроны и позитроны от распада мюона в противоположные направления. Сцинтилляционный счетчик, 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 нс). 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 $\varepsilon = 0,98$; пространственное разрешение точки распада мюона в области взаимодействия ± 3 мм; временное разрешение быстрой электроники ≈ 1 нс.

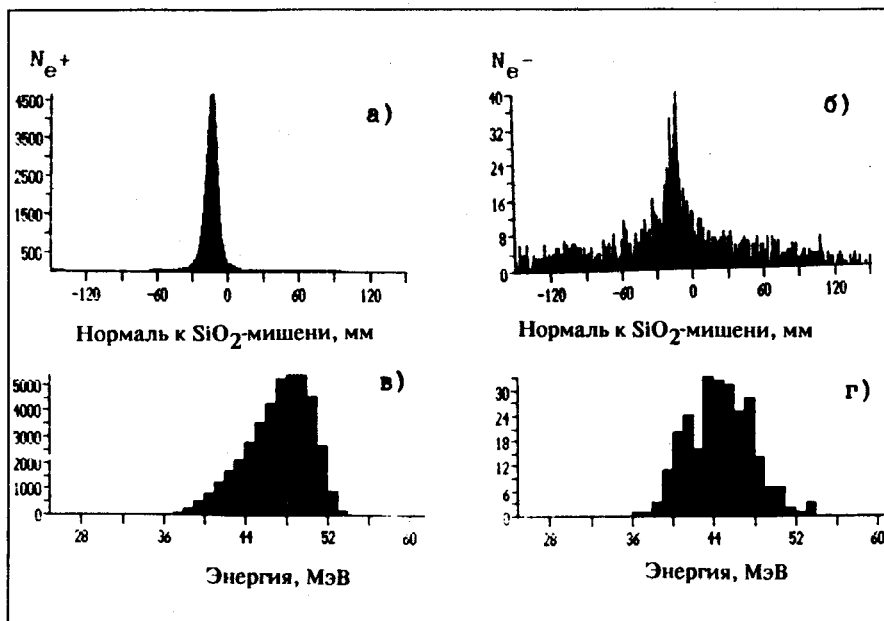


Рис.3. Экспериментальные спектры распределения регистрируемых частиц относительно нормали к поверхности SiO_2 -мишени (вверху) и их энергетическое распределение (внизу) для позитронов (слева, $N_{\mu^+} = 3,9 \cdot 10^7$) и для электронов (справа, $N_{\mu^-} = 8,3 \cdot 10^{10}$). Центр мишени имеет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

Для каждого события измерялись координаты частицы (8 плоскостей), времена прохождения частицы между различными элементами установки. По измеренным параметрам для каждого события определялось место распада мюона, углы входа и выхода позитрона (электрона) из спектрометра, 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. 3 показаны первичные экспериментальные спектры при регистрации спектрометром позитронов и электронов. На рис.4а приведено детальное распределение первичного спектра электронов вблизи поверхности SiO_2 -мишени.

Как показывают предыдущие исследования [7,12], мюоний после образования SiO_2 в порошке за время жизни мюона диффундирует на расстояние до 40 мм от плоскости мишени. На рис.4а показана (отмече-

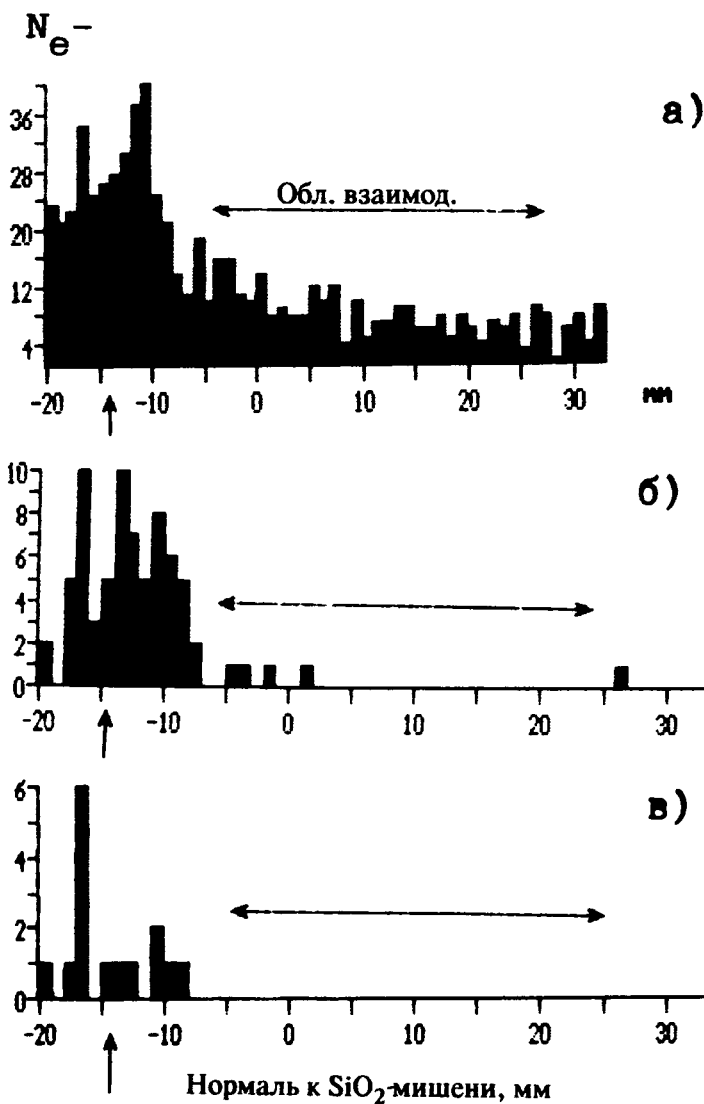


Рис.4. Детальное распределение спектра электронов, приведенного на рис.36, вблизи поверхности SiO_2 -мишени: а) первичный спектр; б) спектр электронов при наложении ограничений на возможные области изменения измеряемых и вычисляемых параметров для всей ширины энергетического спектра; в) то же в энергетическом интервале 46,5+53 МэВ

на стрелке) 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^+ , остановившимися в SiO_2 -мишени, а полученные в эксперименте распределения по указанным выше параметрам — 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 ($M \rightarrow M$)-конверсии, и события, связанные с физическим фоном. На рис.4б и 4в 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. Рисунок 4б соответствует всему энергетическому спектру электронов, пропускаемому магнитным спектрометром, рис.4в — для высокоэнергетического конца спектра электронов в интервале 46,5+53 МэВ. Рисунки 3 и 4 относятся к одному из наборов статистики. Спектры для остальных наборов имеют подобный вид.

Подробное описание методики эксперимента, экспериментального исследования параметров установки, способа отбора полезных событий, эффективности используемых критериев отбора, экспериментального исследования, моделирования и оценки фоновых процессов будет изложено в отдельной работе.

За все время измерения процесса конверсии мюоний — антимюоний на фазотроне ЛЯП ОИЯИ (≈ 640 часов набора статистики) через мишень прошло $3,5 \cdot 10^{11}$ мюонов. В настоящее время обработано $\approx 80\%$ 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 позитронов с энергией в интервале ΔE спектрометром, 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 $46,5 \pm 53$ МэВ составляла $1,51 \cdot 10^{-3}$. Вероятность W_{Mu} исследовалась методом [12]. Мюоны пучка регистрировались сцинтилляционным счетчиком C_1 с толщиной пластика $60 \mu\text{м}$ и останавливались в порошке SiO_2 (рис.2, А-А). 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 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, указанной на рис.4, 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 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, которые удовлетворяют 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% 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 $G_{MM} < 0,13 \cdot G_F$ (90% CL).

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

Авторы выражают благодарность профессору Ц.Д.Вылову, профессору 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 длительных сеансах физических измерений, С.В.Медведю, А.Г.Долбилову, В.П.Вольных за организацию компьютерной связи с измерительным центром ЛЯП ОИЯИ, Н.Я.Архиповой, Н.Ф.Бондарю,

Б.В.Бочину, В.В.Вихрову, С.С.Волкову, Р.С.Гальпериной, Г.А.Ганже, Ю.С.Григорьеву, В.А.Жукову, Н.И.Журавлеву, В.Г.Зинову, И.И.Клочкову, Д.В.Козьякину, С.И.Колентаровой, С.М.Коренченко, Л.Г.Кудину, Н.А.Кучинскому, В.В.Нелюбину, В.Н.Никулину, И.А.Панько, О.Е.Прокофьеву, Л.О.Сергееву, И.И.Ткачу, А.И.Филиппову, Е.П.Череватенко, И.А.Ютландову за помощь при подготовке эксперимента, С.Л.Белостоцкому, В.А.Никольскому, В.И.Комарову, Э.А.Кураеву за полезные обсуждения.

Литература

1. Feinberg G., Weinberg S. — *Phys. Rev.*, 1961, 123, p.1439.
2. Pontecorvo B. — *Phys. Lett.*, 1968, 26B, p.630.
3. Derman E. — *Phys. Rev.*, 1979, 19B, p.317.
4. Cahn P., Harari H. — *Nucl. Phys.*, 1980, 176B, p.135.
Kane G.L., Thun R. — *Phys. Rev. Lett.*, 1980, 94B, p.512.
Jones D.R.T. et al. — *Nucl. Phys.*, 1982, 198B, p.45.
5. Huber T.M. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, 1988, 61, p.2189.
6. Huber T.M. et al. — *Phys. Rev.*, 1990, 41D, p.2709.
7. Matthias B.E. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 66, p.2716.
8. Drukarev E.G., Gordeev V.A., Mikhailov A.I. — Preprint LNPI, 1987, 1317.
9. Drukarev E.G., Gordeev V.A. — Preprint LNPI, 1990, 1588.
10. Абазов В.И. и др. — Сообщения ОИЯИ, 1990, 9-90-289.
11. Белостоцкий С.Л. и др. — Препринт ЛИЯФ, 1986, 1298.
12. Janissen A.C. et al. — *Phys. Rev.*, 1990, 42A, p.161.

Рукопись поступила 3 февраля 1993 года.