

## Эксперимент ФАМИЛОН. Постановка задачи, моделирование

В.А. Андреев, С.И. Воробьев, В.А. Гордеев\*, К.И. Грицай<sup>1)</sup>, К.Е. Гусев<sup>2)</sup>,  
С.А. Густов<sup>1)</sup>, В.С. Демидов<sup>2)</sup>, Е.В. Демидова<sup>2)</sup>, В.Н. Дугинов<sup>1)</sup>, А.А. Жданов,  
В.А. Жуков<sup>1)</sup>, Ю.В. Ёлкин, В.Г. Ивочкин, Е.М. Карасёв<sup>3)</sup>, Е.Н. Комаров,  
С.В. Косьяненко, А.Г. Крившич, Т.Н. Мамедов<sup>1)</sup>, И.В. Мирохин<sup>1)</sup>,  
В.Г. Ольшевский<sup>1)</sup>, А.Н. Пономарев<sup>4)</sup>, Г.И. Савельев<sup>2)</sup>, А.Ю. Соколов<sup>2)</sup>,  
А.В. Стойков<sup>1)</sup>, Н.А. Халдеева<sup>2)</sup>, М.Ю. Хлопов<sup>5)</sup>, Ю.П. Шкуренко<sup>2)</sup>,  
Ю.А. Щеглов, Г.В. Щербаков, В.В. Яновский

*Петербургский институт ядерной физики РАН, Гатчина*

*<sup>1)</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна,*

*<sup>2)</sup> ГИЦ РФ Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва*

*<sup>3)</sup> Стерлитамакский Государственный педагогический институт.*

*<sup>4)</sup> РИЦ Курчатовский институт, Москва,*

*<sup>5)</sup> НУЦ “Космион”, Институт прикладной математики, Москва,*

E-mail: [gordeev@mail.pnpi.spb.ru](mailto:gordeev@mail.pnpi.spb.ru)

Теоретическим обоснованием эксперимента является гипотеза существования элементарных частиц – фамилонов  $\alpha$ , ответственных за нарушение горизонтальной симметрии семейств лептонов. Существование таких частиц должно привести к безнейтринным распадам лептонов типа  $\tau \rightarrow \mu\alpha$ ,  $\tau \rightarrow e\alpha$  и  $\mu \rightarrow e\alpha$ . На пучке мюонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ готовится к постановке эксперимента по поиску распада  $\mu^+$ -мезона на позитрон и фамилон. Установка ФАМИЛОН смонтирована на пучке «поверхностных» мюонов ускорителя, выполнены методические измерения. В работе описана постановка эксперимента ФАМИЛОН, приведены результаты моделирования процесса прохождения заряженных частиц в магнитном спектрометре.

## Введение

В 90-х годах в ПИЯФ предложен и реализован метод и создана необходимая аппаратура для исследования редких распадов мюона. Метод основан на регистрации высокоэнергичных электронов от распада мюона широкоапертурным магнитным  $\beta$ -спектрометром. Аппаратура ПИЯФ использовалась в эксперименте ПИЯФ-ОИЯИ выполненном на интенсивном пучке поверхностных мюонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ по исследованию конверсии мюония в антимюоний. Получены новые оценки верхних экспериментальных пределов на вероятность процесса конверсии  $W_{MM}$  и на константу слабого взаимодействия  $G_{MM}$  в этом процессе:  $W_{MM} \leq 4.7 \times 10^{-7}$ .  $G_{MM} \leq 0.14 G_f$  (90% CL). Получено ограничение снизу на массу дважды заряженного хиггсовского бозона  $H^{++}$ , ответственного за процесс конверсии  $M \rightarrow M$ :  $M_{++} \geq 210 \text{ ГэВ}/c^2$  [1]. Эксперимент выполнялся в рамках Государственной научно-технической программы Российской Федерации «Фундаментальная ядерная физика» (проект 1.3.5-07) и при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 95-02-03780-а, 95-02-07498-б).

В 1999 г. в ПИЯФ, ОИЯИ и ИТЭФ принята программа дальнейших исследований редких и экзотических распадов мюонов и пионов с использованием разработанного ранее экспериментального метода. В качестве первоочередной задачи было решено готовить аппаратуру для поиска возможного распада мюона с вылетом скалярной частицы.

Для объяснения существования в Стандартной Модели поколений фермионов существуют теории с "горизонтальной" симметрией. CP-нарушение, несохранение четности, изменяющие аромат нейтральные токи легко включаются в эти модели и могут быть подавлены лишь большой массой соответствующих калибровочных бозонов. В случае, если "горизонтальная" симметрия есть глобальная симметрия, спонтанное нарушение симметрии ведет к существованию голдстоуновских бозонов [2, 3, 4]. Поиски таких распадов и участвующих в них скалярных частиц являются одним из важнейших направ-

лений современной физики. Для этих частиц имеется теоретическая причина, по которой они либо являются строго безмассовыми (голдстоуновские бозоны), либо имеют малую массу (псевдоголдстоуновские бозоны). Очевидно, что, помимо теоретической выделенности, эти частицы интересны и с экспериментальной точки зрения: они могли бы наблюдаться при невысоких энергиях. В 1985 году А.А.Ансельм, Н.Г.Уральцев (ПИЯФ) и М.Ю.Хлопов (ИПМ, Москва) оценили шкалу нарушения симметрии поколений, исходя из моделей образования структуры Вселенной нестабильными нейтрино, и предсказали скорость распада мюона на электрон и голдстоуновский бозон - фамилон на уровне  $R_\alpha = \Gamma(\mu \rightarrow e \alpha) / \Gamma(\mu \rightarrow e \nu \nu) = 10^{-6}$  [5]. В том же году в ПИЯФ был предложен экспериментальный метод исследования такого процесса [6]. Метод исследований основан на измерении энергетической зависимости коэффициента асимметрии позитронов от распада мюонов в высокоэнергичной части спектра Мишеля.

В последние годы несохранение поколений лептонов в нейтринном секторе широко обсуждается в связи с утверждениями о существовании нейтринных осцилляций в подземных экспериментах с атмосферными нейтрино. Теоретические модели связывают эффекты смешивания массивных нейтрино с возможным существованием безнейтринных распадов заряженных лептонов, таких как распады  $\mu \rightarrow e \gamma$ ,  $\mu \rightarrow 3e$  или  $\mu \rightarrow e$  конверсия в ядрах, на которые имеются жесткие экспериментальные ограничения:  $\text{Br}(\mu \rightarrow e \gamma) < 4.9 \cdot 10^{-11}$ ,  $\text{Br}(\mu \rightarrow 3e) < 1.0 \cdot 10^{-12}$   $\text{Br}(\mu \rightarrow e \text{ конверсии}) < 4.4 \cdot 10^{-12}$  [7]. Теоретические ограничения на вероятность распадов с несохранением лептонных поколений  $\mu \rightarrow e \alpha$  и  $\tau \rightarrow \mu \alpha$  значительно слабее, и поиск этих редких процессов имеет большие преимущества с точки зрения моделей, изучающих возможную природу симметрии поколений и механизмы ее нарушения.

Целью эксперимента является поиск безнейтринных распадов мюона на позитрон и фамилон ( $\mu^+ \rightarrow e^+ \alpha$ ). Эксперимент будет проводиться на пучке «поверхностных» мюонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ на установке ФАМИЛОН.

## Постановка эксперимента

Концепция эксперимента разработана в ПИЯФ [7]. Поиск двухчастичных распадов мюона на позитрон и безмассовую частицу (фамилон) сводится к анализу высокоэнергичной части спектра позитронов от распадов мюона по основному каналу  $\mu \rightarrow e \nu \bar{\nu}$ . Прямое наблюдение монохроматической линии от редкого распада  $\mu \rightarrow e \alpha$  на фоне распада  $\mu \rightarrow e \nu \bar{\nu}$  помимо того, что требует применения магнитного спектрометра с высоким разрешением по энергии, связано и с трудностями абсолютных измерений (фоновые события, рассеяние и др.) и представляется крайне проблематичным. Однако многих трудностей можно избежать, если исследовать распады поляризованных мюонов и анализировать энергетические и угловые распределения позитронов. На [рис. 1](#) показано распределение позитронов по углу между направлением движения позитрона и спином мюона для исследуемого и основного распадов. Если в первом случае имеет место изотропное распределение позитронов, то во втором - резко выраженная асимметрия вылета позитронов относительно направления спина мюона, связанная с несохранением четности. Отсюда следует, что фон от основного распада значительно меньше для позитронов, вылетающих в сторону, противоположную направлению спина мюона, чем для любых других направлений.

Экспериментально идея одновременного анализа энергетического и углового распределений реализуется следующим образом. Импульс позитрона измеряется прецизионным магнитным спектрометром с разрешением по энергии порядка  $10^{-3}$ , а для анализа корреляции между направлением спина мезона и позитрона используется стандартная  $\mu$ SR-техника [8]. Спектры прецессии спина поляризованного мюона, остановившегося в мишени из вещества с высокой плотностью электронов проводимости (с целью предотвращения деполяризации за счет образования мюония), анализируются как функция энергии позитрона. Если распады  $\mu \rightarrow e \alpha$  существуют, то это приводит к резкому уменьшению коэффициента асимметрии вблизи верхней границы

спектра Мишеля. Следует заметить, что в такой постановке эксперимента систематические неопределенности сводятся к минимуму, так как все  $\mu$ SR-спектры набираются одновременно.

Схема эксперимента представлена на [рис 2](#). Основные элементы установки ФАМИЛОН описаны в работе [9].

Установка расположена на пучке «поверхностных» мюонов с кинетической энергией 4 МэВ, получаемых от распада  $\pi^+$ -мезонов, остановившихся в поверхностном слое мезонообразующей мишени.

В верхней части рисунка представлена система магнитных элементов для  $\mu$ SR—анализа процесса  $\mu \rightarrow e^-$  распада, состоящая из двух пар колец Гельмгольца для создания скрещенных магнитных полей  $B_{\perp}=0\div 500$  Гс и  $B_{\parallel}=0\div 1000$  Гс и трех пар квадратных катушек для компенсации рассеянных магнитных полей в месте расположения мишени.

Спектрометрический магнит имеет диаметр полюсов 80 см и величину зазора между полюсами 24 см. Поле в центре магнита—3 кГс.

Координатно-детектирующую часть магнитного спектрометра составляют сцинтилляционные счетчики С1-С6 и пропорциональные камеры ПК1-ПК4. Счетчики включены в систему быстрого (наносекундного) отбора события требуемой конфигурации, которая обеспечивает формирование триггерного сигнала. Система координат выбирается таким образом, что ось  $X$  направлена по среднему направлению позитронов,  $Z$  направлена вверх, а  $Y$  так, чтобы система координат была правой.

$Y$ - $Z$  плоскости пропорциональных камер имеют шаг 2 мм при зазоре 4 мм и разное число каналов в зависимости от размера. Камеры ПК1 и ПК2 размером 200×200 мм имеют по 192 канала; камеры ПК3 и ПК4 размером 350×350 мм имеют по 352 канала каждая. Для работы камер используется магическая смесь  $\text{Ar}(75\%)+\text{C}_4\text{H}_{10}(24.7\%)+\text{хладон}13\text{В}1(0.3\%)$ , которая готовится в специальной газосмесительной установке, обеспечивающей подготовку до 200 см<sup>3</sup>/мин смеси.

Как показывают приведенные ниже результаты моделирования эксперимента, существующая сегодня аппаратура установки ФАМИЛОН в принципе позволяет определять энергию позитрона от распада мюона с относительной точностью  $2.5 \cdot 10^{-3}$ . Однако точность определения энергии позитрона в описанной выше постановке эксперимента определяется не только энергетическим разрешением магнитного спектрометра, но и неопределенностью потерь энергии позитрона в рабочей мишени, где происходят остановки мюона. В качестве рабочей мишени в эксперименте предполагается использовались Al толщиной от  $250 \text{ мг/см}^2$  до  $150 \text{ мг/см}^2$  (средняя толщина мишени  $200 \text{ мг/см}^2$ ). Если мишень представляет собой одну пластину Al, то для каждого события мы не имеем возможности определить точку остановки мюона в мишени, а следовательно потерю энергии позитрона от распада мюона в мишени, где он образовался. Средняя потеря энергии релятивистского позитрона в веществе равна 2 МэВ при прохождении  $1 \text{ г/см}^2$  вещества. Следовательно, в этом случае неопределенность энергии позитрона 0,4 МэВ и относительная точность определения энергии позитрона на высокоэнергичном конце спектра Мишеля не лучше, чем  $8 \cdot 10^{-3}$ .

Очевидный путь устранения указанной выше неопределенности является использование активной мишени на основе набора тонких металлических фольг работающих в режиме плоскопараллельного лавинного счетчика [10]. Прототип активной мишени для эксперимента ФАМИЛОН разработан и изготовлен в ПИЯФ [11]. Исследования проведенные на пучке «поверхностных» мюонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ показывают большую эффективность регистрации факта прохождения мюона через газовый промежуток лавинного детектора (99% для газового промежутка 1 мм и газовой среды CO<sub>2</sub> при атмосферном давлении) и высокую селективность отбора мюонов от электронов по амплитуде сигнала с детектора.

Электроника установки ФАМИЛОН ([рис. 3](#)) выполнена в стандарте КАМАК и имеет программное управление через персональный компьютер типа Pentium-II. Используемые интерфейсные средства - контроллеры типа А2, приводы ветви и прямое сопряжение интерфейса компьютера с контроллером К6 обеспечивают возможность работы с удаленными до 100 м крейтами. При этом время выполнения одной операции составляет 30 мкс, что в условиях нашего эксперимента не ограничивает скорости набора статистики, т.к. максимальная интенсивность полезных событий составляет  $100 \text{ с}^{-1}$ .

Электроника считывания пропорциональных камер выполнена в виде модулей, каждый из которых содержит 32 канала чтения состояний камеры. Особенностью системы приема и запоминания информации является то, что она после каждого цикла регистрации работает непрерывно до прихода триггерного сигнала. Сигнал с каждой проволочки поступает в ОЗУ емкостью 16 разрядов. Адрес ячейки ОЗУ изменяется с частотой 25 МГц. Таким образом, в каждый момент времени в системе запоминания содержится информация о 16-ти состояниях каждой проволочки, отделенных друг от друга интервалом в 40 нс, так что время памяти ОЗУ составляет 640 нс. Триггерный сигнал останавливает циклическую запись, электроника обеспечивает считывание информации с проволочек пропорциональных камер в ЭВМ, после чего циклическая запись в ячейки ОЗУ возобновляется до прихода следующего триггера.

Программное обеспечение ON-LINE реализовано в системе WINDOWS с соблюдением технологии объектно-ориентированного программирования.

Оно выполняет следующие функции:

- тестирование подсистем установки и системы в целом;
- управление накоплением информации в экспериментах;
- управление on-line обработкой в экспериментах;
- отбор по параметрам и отображение экспериментальной информации и результатов on-line – обработки;
- отбор по параметрам и просмотр измеряемой информации off-line;
- отображение треков и результатов обработки on-line и off-line.

Результатирующее быстродействие аппаратуры и программного обеспечения составляет 300-1000 событий в секунду и зависит от числа сработавших проволочек.

Основными задачами OFF-LINE программ является восстановление энергии позитрона по данным пропорциональных камер и формирование выходного массива данных в формате NTUPLE для проведения статистической и физической обработки.

Компьютерное обеспечение эксперимента ФАМИЛОН представляет собой распределенную по институтам-участникам эксперимента совокупность ЭВМ, связанных сетью ИНТЕРНЕТ, с концентрацией информации в ПИЯФ. Отдельные компьютеры в институтах должны иметь одинаковые наборы специализированных программ обработки экспериментальной информации.

Аппаратура в целом смонтирована на пучке мюонов, проверка ее работоспособности производилась в отладочном сеансе на ускорителе. По результатам сеанса [12] и компьютерного моделирования в рамках пакета GEANT-3.21 сформулировано техническое задание на доукомплектование установки дополнительными устройствами, которые обеспечат более высокую точность измерения энергий позитронов.

## **Моделирование установки ФАМИЛОН**

Как было отмечено выше, методически задача поиска безнейтринных распадов мюонов сводится к измерению энергетической зависимости асимметрии углового распределения позитронов от распада мюона вблизи верхней границы спектра Мишеля ( $E_m=52.83$  МэВ). Специфика эксперимента заключается в том, что требуется измерить импульсы мягких позитронов с помощью магнитного спектрометра, что накладывает определенные ограничения на конфигурацию установки.

Целью моделирования является оценка влияния вещества на пути позитронов (воздуха, проволочек, сцинтилляторов и пр.) на точность измерения их



импульсов и оптимизация расположения детекторов в установке для достижения максимальной энергетической точности и эффективности регистрации позитронов. В качестве базовых исходных данных в программу вводились размеры магнита, карта магнитного поля, конструкция блоков пропорциональных камер, относительное расположение магнита и мишени.

Погрешность измерения импульса  $p$  позитрона определяется, в основном, погрешностью в измерении его направления до магнита и за ним по координатам сработавших проволочек пропорциональных камер и зависит от величины шага  $h$ , с которым расположены сигнальные проволочки в координатных плоскостях, и от расстояния  $X_n$  между плоскостями камер. В качестве относительной погрешности примем величину  $\sigma_p/p$ , где  $\sigma_p$  – среднее квадратичное отклонение. Зависимость погрешности в измерении направления позитронов с импульсом 52.8 МэВ в вакууме от расстояния  $X_n$  при  $h=2$  мм показана убывающей пунктирной кривой на [рис. 4](#). В реальных условиях эксперимента основным фактором, приводящим к увеличению погрешности, является многократное рассеяние позитронов в веществе установки. Зависимость среднего угла многократного рассеяния позитрона от его пробега в воздухе показана на рисунке звездочками, соединенными возрастающей кривой. Суммарная погрешность как среднее геометрическое этих двух составляющих представлена сплошной кривой, которая имеет широкий минимум в районе 10-18 см. По-видимому, для достижения максимальной точности в измерении импульса позитронов расстояния между блоками пропорциональных камер до магнита и за ним должны быть порядка 20 см в случае, если между камерами воздух.

Для оценки предельной точности в измерении импульса позитрона было выполнено моделирование регистрации в камерах монохроматических позитронов с импульсами 52.8 МэВ (максимум в спектре Мишеля) и 51.8 (на 1 МэВ меньше) при условии, что на пути позитронов нет вещества. Разность координат  $Y$  точек пересечения позитронами указанных импульсов плоскости камеры ПК4 составила 37 мм. Отсюда получим коэффициент пересчета от

точности измерения координаты к точности измерения импульса, он составляет 0.027 МэВ/мм.

Чтобы оценить влияние вещества в установке на точность измерения импульса, моделировалась регистрация монохроматических позитронов с максимальной энергией в спектре Мишеля для различных вариантов конфигурации установки. На [рис. 5](#) показаны распределения позитронов по координате  $Y$  в плоскости ПК4 для трех случаев: а) учитываются только конструкционные материалы, из которых изготовлены пропорциональные камеры, а вся установка находится в вакууме (сплошная линия), б) вакуум только внутри магнита (точки), в) вся установка работает в воздухе (пунктир). Видно, что основной вклад в разброс координат вносит воздух.

Аналогичные расчеты были выполнены еще для двух случаев: если все промежутки между камерами заполнены гелием и если внутри магнита расположен вакуумный кожух, а остальное пространство установки заполнено гелием.

Анализируя результаты моделирования, можно получить оценки точности измерения импульсов позитронов в различных конфигурациях установки. При этом за меру точности в измерении импульса принимались среднеквадратичные отклонения в распределениях по координатам  $y$  точки пересечения позитроном плоскости камеры ПК4 ([рис. 3](#)), измеряющей горизонтальную координату. Приведем наиболее важные результаты.

Предельная точность, которая может быть достигнута при измерении координат с дискретностью  $h=2$  мм в гипотетическом идеальном случае, когда на пути позитронов нет вещества,  $\sigma_p=0.025$  МэВ или для максимума спектра Мишеля  $\sigma_p/p \approx 5 \cdot 10^{-4}$ .

Максимально достижимая точность с пропорциональными камерами данной конструкции (с определенным количеством вещества на пути позитронов) при условии, что вся установка помещена в вакуум, составляет  $\sigma_p/p \approx 2.5 \cdot 10^{-3}$ .

Если воздух откачать только внутри магнита, то погрешность в измерении импульса возрастет до  $\sigma_p/p \approx 5 \cdot 10^{-3}$ .

Если всю измерительную часть установки заполнить гелием, то точность улучшится до  $\sigma_p/p \approx 3 \cdot 10^{-3}$ .

В случае, когда вся установка находится в воздухе,  $\sigma_p/p \approx 9 \cdot 10^{-3}$ .

По-видимому, оптимальным является вариант, когда из вакуумного кожуха откачивается воздух, а остальное пространство заполняется гелием. В этом случае  $\sigma_p/p \approx 2.6 \cdot 10^{-3}$ . На [рис. 6](#) показаны траектории 50 позитронов с энергией 52.8 МэВ для такой конфигурации.

Отметим, что реальная точность измерения импульсов будет несколько выше, т.к. приведенные оценки сделаны по координатам только одной камеры, а при восстановлении импульсов учитываются координаты, по крайней мере, в двух камерах.

Дальнейшее увеличение точности измерения импульсов возможно лишь при таком усовершенствовании конструкции координатных детекторов, которое приведет к уменьшению количества вещества на пути позитронов.

Важным параметром эксперимента является эффективность регистрации позитронов в зависимости от их энергий и углов вылета. Она также вычислялась методом Монте-Карло для оптимальной конфигурации установки. Предполагалось, что позитроны вылетают из мишени изотропно в угле до  $8^\circ$ , а спектр позитронов описывается функцией Мишеля. Рассматривалась часть спектра в интервале 35-52.8 МэВ. Эффективность как функция двух переменных - импульса позитрона и угла вылета из мишени - определялась как отношение двумерных гистограмм – одна построена для позитронов, зарегистрированных в камерах ПК2- ПК4, другая - для позитронов, вылетающих из мишени. На [рис. 7](#) показаны зависимости эффективности от импульса позитрона для различных углов вылета ( $0^\circ$  (сплошная линия),  $2^\circ$  (пунктир),  $4^\circ$  (точки),  $6^\circ$  (штрих-пунктир) и  $8^\circ$  (сплошная линия)). Из рисунка видно, что эффективность регистрации позитронов с импульсами от 45 МэВ до максимального значения не опускается ниже 0.5 вплоть до  $6^\circ$ .

Важным параметром эксперимента является эффективность регистрации позитронов в зависимости от их энергий и углов вылета. Она также вычисля-

лась методом Монте-Карло для оптимальной конфигурации установки. Предполагалось, что позитроны вылетают из мишени изотропно в угле до  $8^\circ$ , а спектр позитронов описывается функцией Мишеля. Рассматривалась часть спектра в интервале 35-52.8 МэВ. Эффективность как функция двух переменных - импульса позитрона и угла вылета из мишени - определялась как отношение двумерных гистограмм – одна построена для позитронов, зарегистрированных в камерах ПК2- ПК4, другая - для позитронов, вылетающих из мишени. На [рис. 7](#) показаны зависимости эффективности от импульса позитрона для различных углов вылета ( $0^\circ$  (сплошная линия),  $2^\circ$  (пунктир),  $4^\circ$  (точки),  $6^\circ$  (штрих-пунктир) и  $8^\circ$  (сплошная линия)). Из рисунка видно, что эффективность регистрации позитронов с импульсами от 45 МэВ до максимального значения не опускается ниже 0.5 вплоть до  $6^\circ$ .

## Заключение

Ближайшая задача физических исследований на установке ФАМИЛОН (2003-2004 гг.) - на существующей аппаратуре получить первую прямую экспериментальную оценку на вероятность безнейтринного распада мюона на уровне  $R_\alpha = \Gamma(\mu \rightarrow e \alpha) / \Gamma(\mu \rightarrow e \nu \nu) < 10^{-5}$  ( $\approx 600$  часов набора статистики на пучке «поверхностных» мюонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ).

Дальнейшее развитие эксперимента связано с созданием магнитного спектрометра с энергетическим разрешением  $\approx 10^{-4}$  и временным разрешением 0.25 нс. Возможный проект такого спектрометра рассмотрен в работе [12]. Основными детектирующими элементами предлагаемой установки является активная мишень на основе плоскопараллельных лавинных детекторов для регистрации точки останова мюона и времяпроекционная камера в магнитном поле для измерения кривизны трека позитрона. В принципе, такая аппаратура позволила бы исследовать процесс  $\mu \rightarrow e \alpha$  на уровне  $R_\alpha < 3 \cdot 10^{-8}$ .

Эксперимент ФАМИЛОН выполняется в рамках целевой научно-технической программы России " Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники гражданского назначения", подпрограмма " Фундаментальная Ядерная Физика", проект " Физика редких процессов"; программы РАН "Нейтринная физика", проекта РФФИ (грант 99-02-17943- а) и программы поддержки ведущих научных школ России (проект 99-02-18540 а).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. А. Гордеев, Е. Г. Друкарев, А. Ю. Киселев, Е. Н. Комаров, О. В. Миклухо, А. И. Михайлов, ЯФ **60**, 1291 (1997).
2. F. Welczek, Phys.Rev.Lett. **49**, 1549 (1982).
3. А. А. Ансельм, Н. Г. Уральцев, ЖЭТФ **84**, 1961 (1983).
4. G. Gelmini, S. Nussinov, T. Yanagida, Nucl.Phys. **B219**, 31 (1983).
5. А. А. Ансельм., Н. Г. Уральцев, М. Ю. Хлопов, ЯФ, **41**, 1678 (1985).
6. В. А. Гордеев, Препринт № 1077, ЛИЯФ (Ленинград, 1985).
7. K. Hagiwara et al. (Particle Data Group), Phys.Rev. **D66** (2002).
8. В. А. Гордеев, Докторская диссертация, Ленинград (1990).
9. В. А. Гордеев, В. А. Андреев, В. Г. Гребинник и др. Препринт 2380, ПИЯФ ( Гатчина, 2000).
10. А. I. Chtchetkovsky, А. А. Kotov, А. V. Kravtsov, L. A. Vaishnene, Е. А. Vznuzdaev, Preprint 2335, PNPI (Gatchina, 1999).
11. В. Г. Ивочкин, С. И. Воробьев, С.В. Косьяненко, Препринт 2507, ПИЯФ ( Гатчина, 2003).
12. В.А. Гордеев, В.А. Андреев, В.Г. Гребинник и др. *Научная сессия МИФИ-2002. Сборник научных трудов.* ( М.: МИФИ, 2002), С.17.

Подписи к рисункам.

[Рис. 1.](#) Угловое распределение позитронов относительно направления спина мюона для распадов  $\mu \rightarrow e \nu \bar{\nu}$  и  $\mu \rightarrow e \alpha$

[Рис. 2](#) Схема установки ФАМИЛОН.

[Рис. 3.](#) Блок-схема электроники установки ФАМИЛОН

[Рис. 4.](#) Зависимость погрешности в измерении направления позитронов с энергией  $E_m 52.8$  МэВ от расстояния  $X$  между плоскостями регистрации. Штриховой линией показана точность измерения в вакууме, штрих-пунктирной – погрешность, обусловленная многократным рассеянием сплошная линия – погрешность в реальных условиях эксперимента.

[Рис. 5.](#) Распределения позитронов по координате  $Y$  в камере ПК4 для трех случаев: три камеры (ПК2,3 и 4) расположены в вакууме (сплошная линия), вакуум только внутри магнита (точки) и камеры находятся в воздухе (пунктир).

[Рис. 6.](#) Результаты моделирования траекторий позитронов с энергией 52.8 МэВ в установке ФАМИЛОН.

[Рис. 7.](#) Зависимость эффективности регистрации позитронов от их импульсов для пяти значений углов вылета ( $0^\circ$  (сплошная линия),  $2^\circ$  (пунктир),  $4^\circ$  (точки),  $6^\circ$  (штрих-пунктир) и  $8^\circ$  (сплошная линия)).