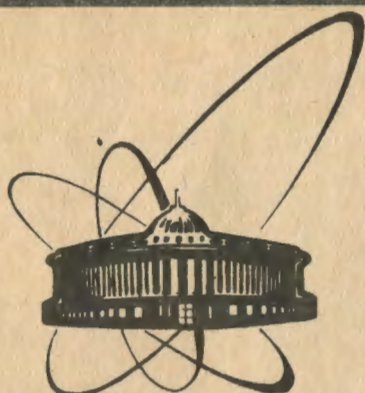


90-464



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

P1-90-464

В. А. Баранов, Ю. Ванко¹, А. А. Глазов,
П. Г. Евтухович², Ф. Е. Зязюля², И. В. Кисель,
А. С. Коренченко, С. М. Коренченко, Б. Ф. Костин,
Н. П. Кравчук, Н. А. Кучинский, А. С. Моисеенко,
Д. А. Мжавия³, К. Г. Некрасов, П. Повинец¹,
Я. Сарка¹, В. С. Смирнов, А. И. Филиппов,
А. П. Фурсов, Н. В. Хомутов, З. Б. Цамалаидзе³,
Н. Н. Чернявский, С. И. Яковлев

ПОИСКИ РАСПАДА $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$

¹Университет им. Я. Коменского, Братислава, ЧСФР

²Институт физики АН БССР, Минск

³Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

1990

1. ВВЕДЕНИЕ

До настоящего времени не наблюдалось ни одного процесса, в котором нарушался бы закон сохранения лептонного числа. В современной стандартной теории с тремя кварк-лептонными семействами лептонные числа, присущие каждому семейству (электронное, мюонное, таулептонное), сохраняются порознь, и принято говорить, что имеет место сохранение лептонного аромата. Соответственно этому запрещены безнейтринные процессы перехода тяжелых лептонов в легкие, такие, как распады $\mu \rightarrow e\gamma$, $\mu \rightarrow eee$ ($\mu \rightarrow 3e$), $\tau \rightarrow e\mu$, $\mu \rightarrow e$ конверсия в ядрах и т.д. В то же время в кварковом секторе процессы переходов между семействами с нарушением аромата имеют место.

Несмотря на то, что стандартная теория прекрасно описывает все известные данные эксперимента, она оставляет у физиков определенное чувство неудовлетворенности, так как не дает ответа на ряд фундаментальных вопросов, таких, как сущность наличия семейств фермионов, число и массы хиггсовых бозонов, массовые иерархии, CP-нарушение.

В попытках решить эти общие проблемы, а также проблему сохранения лептонного аромата предложено множество различных теоретических моделей (горизонтальные симметрии /1-10/, модели техницвета /7,11-14/, суперсимметричные модели /9,16-18/, расширенные модели КЭД /19/, модели с составными фермионами /20-24/, скалярами Хиггса /25/, тяжелыми лептонами /26-31/, частицами Майорана /32,33/ и др., в которых процессы с изменением лептонного аромата могут идти с заметной вероятностью.

Очевидно, что наблюдение процессов, нарушающих закон сохранения лептонного числа свидетельствовало бы о наличии "новой физики", выходящей за рамки стандартной модели.

На синхроциклотроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ в начале 70-х годов были предприняты поиски распадов $\mu \rightarrow e\gamma$ и $\mu \rightarrow 3e$ с помощью цилиндрического искрового магнитного спектрометра /34/. Полученная в то время оценка верхней границы относительной вероятности распада $\mu \rightarrow 3e$ /35/ ($R_{\mu \rightarrow 3e} \leq 1,9 \cdot 10^{-9}$) была в ~ 70 раз ниже сделанных ранее и оставалась наилучшей более 10 лет.

Тогда же была предложена программа исследований редких распадов мюонов и пионов с помощью магнитного 4 π - спектрометра с цилиндрическими пропорциональными камерами АРЕС (Анализатор РЕдких Событий) /36,37/, и некоторое время существовали планы реализации этой программы на пучке мезонной фабрики SIN. Позднее в SIN с помощью установки SINDRUM, аналогичной АРЕСу, была получена наилучшая в настоящее время оценка верхней границы относительной вероятности распада $\mu \rightarrow 3e$ /38/.

В данной работе приводятся результаты поиска распада $\mu \rightarrow 3e$ с помощью спектрометра АРЕС на пучке пионов фазотрона ОИЯИ.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Спектрометр АРЕС представляет собой систему коаксиальных цилиндрических пропорциональных камер и сцинтилляционных годоскопов, помещенную в магнитное поле. В центральную область установки могут помещаться различные мишени в соответствии с задачами эксперимента. При необходимости в объем детектора может устанавливаться цилиндрический конвертор гамма-квантов, обеспечивая возможность их детектирования по электрон-позитронным парам конверсии. Общая схема установки показана на рис. 1. Детектирующая часть спектрометра имеет диаметр 106 см и длину 60 см. Геометрия детектирующей части спектрометра приведена на рис. 2.

Комплекс спектрометра АРЕС включает:

- а) 18 цилиндрических пропорциональных камер с общим числом анодных проволочек ~ 15 тыс.;
- б) 3 цилиндрических сцинтилляционных годоскопа (36 счетчиков);
- в) электронику пропорциональных камер;
- г) электронику ФЭУ и электронику быстрого триггера;
- д) систему блоков КАМАК, обеспечивающую вывод информации из установки, амплитудный анализ сигналов с ФЭУ и стрипов пропорциональных камер, временной анализ сигналов с ФЭУ, контроль узлов установки;
- е) систему фильтрации информации;
- ж) ЭВМ;
- з) магнит СП-173;
- и) вспомогательное оборудование: система газообеспечения

пропорциональных камер, кабели, коммуникации, источники питания, системы контроля и т. д.

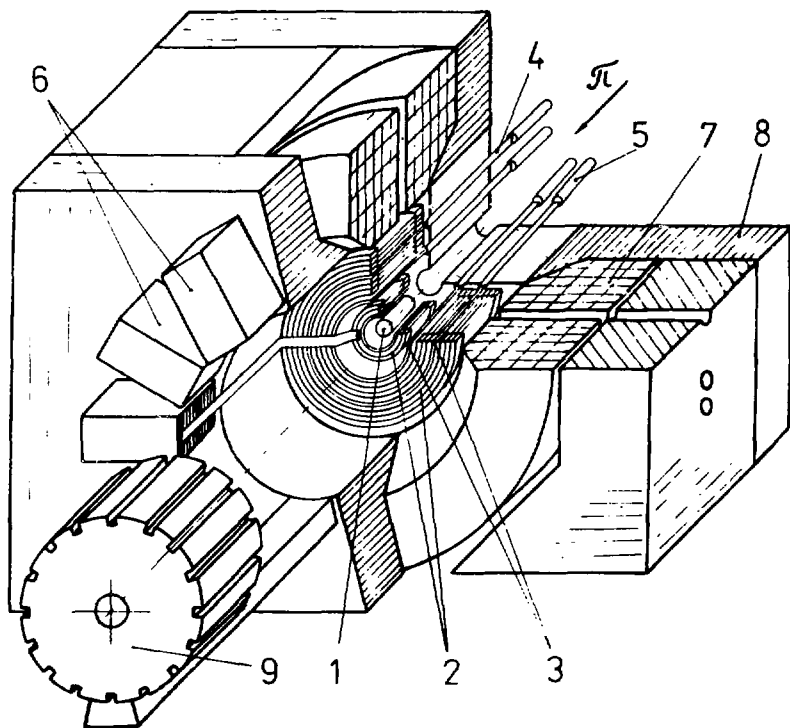


Рис. 1. Общая схема спектрометра АРВС: 1 - мишень, 2 - цилиндрические пропорциональные камеры, 3 - сцинтилляционные фотодетекторы, 4 - световоды, 5 - ФЭУ, 6 - электроника пропорциональных камер, 7 - обмотка магнита, 8 - ярмо магнита, 9 - полюса магнита.

Магнит обеспечивает величину поля до 1,8 Тл в объеме диаметром 109 см и длиной 100 см. Измерения проводились при величине поля 0,315 Тл. Неоднородность поля в объеме детектора не превышала 1%.

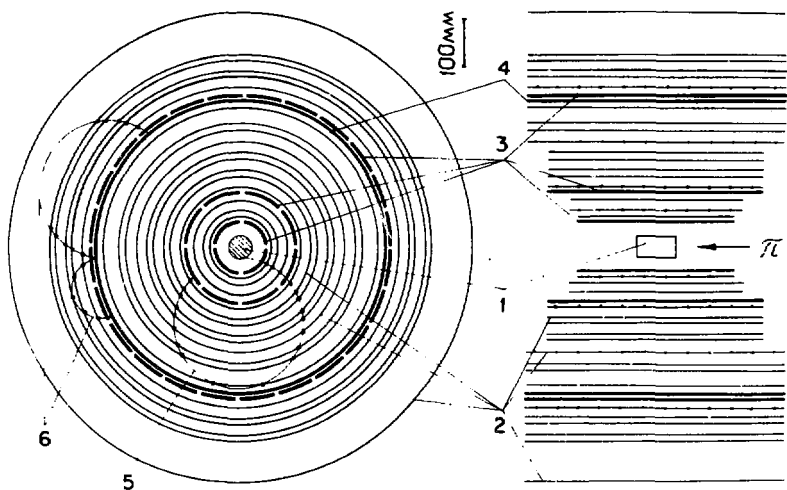


Рис. 2. Геометрия детектирующей части спектрометра: 1 - мишень, 2 - слой сигнальных проволочек пропорциональных камер, 3 - сцинтилляционные годоскопы, 4 - конвертор, 5 - трек позитрона, 6 - треки электрон-позитронной пары.

При поиске распада $\mu \rightarrow 3e$ использовались 12 камер с диаметром слоя анодных проволочек от 12,8 до 63 см и высотой от 36 до 60 см. Сцинтилляционные счетчики изготовлены из пластика на основе полистирола /39/ и скомпонованы в 3 цилиндрических ряда, состоящих из 4, 8 и 24 счетчиков, расположенных на диаметрах 11, 24,5 и 67 см и имеющих длину 36, 50 и 60 см соответственно. Толщина счетчиков - 0,5 см. Световые импульсы поступают на ФЭУ ХР-2020 по световодам длиной 130 см. Разрешающее время счетчиков составило ~ 2 нс (рис. 3).

В спектрометре АРЕС использовано два типа пропорциональных камер: самоподдерживающиеся камеры с диаметром 12,8, 27,4 и 48 см, в которых натяжение анодных проволочек воспринимается тонким лавсановым опорным цилиндром, и камеры, растягиваемые между общими основаниями детектора /40,41/. В самоподдерживающихся камерах

катодные поверхности сделаны из лавсана, на который нанесены винтовые стрипы шириной 7 и 9 мм из алюминия толщиной 6 мкм, служащие для определения координаты вдоль оси камер. В растягиваемых камерах катодная поверхность образуется проволочками из бериллиевой бронзы диаметром 0,1 мм с шагом 2 мм. У всех камер анодные проволочки выполнены из позолоченного вольфрама диаметром 20 мкм и расположены с шагом ~ 2 мм. Пропорциональные камеры обеспечили пространственное разрешение ~ 1 мм.

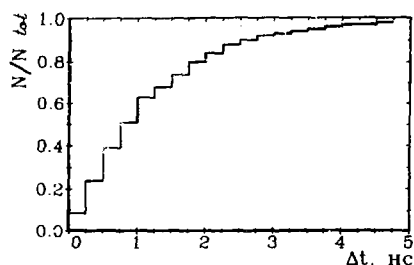


Рис. 3. Распределение разности времени прихода сигналов от разных счетчиков Δt для однотрелевых событий.

Электроника пропорциональных камер расположена на ярме магнита. Информация с проволочек выводится с помощью специальных ленточных кабелей длиной 2,4 м. Каждый кабель содержит по 32 информационных жилы из позолоченных вольфрамовых проволочек диаметром 30 мкм.

Электроника анодных проволочек была выполнена на основе больших гибридных интегральных схем К405ХП1 ^{/42/}. Каждая микросхема включает в себя всю необходимую электронику для двух проволочек. Микросхемы расплаивались на платах ПСИ-32М ^{/43/} размером 20×27 см² по 16 шт. (32 канала). Платы ПСИ-32М, в свою очередь, компоновались в блоки по 33 платы (1056 каналов) в отдельном каркасе размером 60×46×21 см³. На ярме магнита СП-173 расположено 15 таких каркасов (15840 каналов).

Импульсы с катодных стрипов после предварительного усиления подавались на блоки амплитудного анализа КА-00В ^{/44/}.

В системе запуска установки использовалась информация, получаемая со сцинтилляционных годоскопов и анодных проволочек пропорциональных камер. Электроника триггера наряду со стандартными наносекундными блоками, разработанными в ОИЯИ ^{/45/},

включает специальную логику ЛП, основанную на микросхемах быстрой программируемой памяти /46/. Это позволило создать компактную и гибкую систему, управляемую ЭВМ. Для запуска установки требовалось совпадение не менее 2-х сцинтилляционных счетчиков во 2-м ряду, не менее 3-х счетчиков в 3-м ряду, не менее 3-х проволок в камерах 4 и 9 (камеры с катодными стрипами). Кроме того, логика на быстрой памяти была запрограммирована так, чтобы регистрировались только такие события, в которых имеются треки, расположенные в обоих полушарах, окружающих мишень (треки, идущие в противоположные стороны).

Измерения проводились на пучке пионов с импульсом ~ 170 МэВ/с, которые замедлялись поглотителем и останавливались в мишени диаметром 10 см и длиной 30 см, изготовленной из пенополистирола с плотностью $0,2$ г/см².

Всего было проведено 9 сеансов общей длительностью более 800 часов, из них ~ 500 часов набора статистики. Интенсивность пучка протонов составляла $0,7-1,5$ мкА. Средняя интенсивность остановок пионов с последующим распадом $\pi \rightarrow \mu\nu$ и остановкой мюона в мишени составила $\sim 5,8 \cdot 10^{11}$ с⁻¹. Таким образом, в мишени распалось $N_{\mu} = 1,15 \cdot 10^{12}$ мюонов. Число запусков установки во время эксперимента колебалось в пределах $15-30$ с⁻¹.

Информация со спектрометра выводилась сначала в один из двух быстро переключаемых (~ 1 мкс) буферных накопителей КЛ-006 /47/, а затем из них в ЭВМ СМ-4. В СМ-4 события фильтровались с помощью специального быстрого алгоритма /48/, который проверял, есть ли в событии по крайней мере один отрицательный и два положительных трека, выходящих из мишени и имеющих кривизну в заданных пределах. После фильтрации события поступали в ЭВМ ЕС-1040, с которой СМ-4 была связана в линию по каналу прямого доступа, и записывались на магнитную ленту. Скорость поступления событий в ЕС-1040 составила 1-2 события в секунду. Всего на 184 лентах было записано $\sim 2,5$ млн. событий.

3. ОБРАБОТКА ДАННЫХ И МОДЕЛИРОВАНИЕ

Обработка данных была проведена в несколько этапов на ЭВМ ЕС-1040, ЕС-1060, ЕС-1061, VAX-8350 и персональных ЭВМ.

На первом этапе обработки было проверено соответствие

записанного события тем логическим требованиям, включая и требования быстрого алгоритма, которые были положены в основу триггера. В результате осталось для дальнейшей обработки ~ 800 тыс. событий.

На втором этапе отбора параметры треков в плоскости определялись на основе всей имеющейся информации о координатах в R-φ плоскости, т.е. в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Проверка более точного соответствия обработанных событий требованиям триггера позволила отбросить еще 470 тыс. событий.

Ожидалось, что оставшиеся ~ 330 тыс. событий в основном состоят из фона случайных совпадений. Наиболее вероятными источниками такого фона являются события, когда один позитрон имитирует сразу две частицы - позитрон и электрон, или, когда позитрон рассеивается на электроны вещества мишени (бабá-рассеяние) и такой факт совпадает со случайным появлением еще одного позитрона от распада мюона. Имитация одним позитроном сразу двух частиц происходит в случаях "сквозного прохождения", когда позитрон, возникающий по тем или иным причинам во внешней области детектора (обратное рассеяние, попадание и распад пиона или мюона и т.д.), проходит через мишень (рис. 4а) или в случае "возврата", когда позитрон, вышедший из мишени, имеет такую кривизну, что он возвращается в мишень, пройдя вблизи внешней границы детектора (рис. 4б). На рисунках видно, что входящая ветвь трека интерпретируется как электрон. С целью отбросить "сквозные" прохождения и "возврат" на следующем 3-м этапе отбора проверялось, может ли какое-либо сочетание электрона с одним из позитронов быть интерпретировано в плоскости R-φ как трек одной частицы с учетом рассеяния в мишени или веществе детектора. Число событий такого

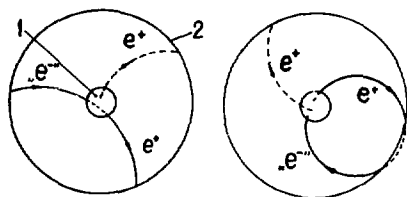


Рис. 4. Схеи имитации 2-х частиц одним позитроном:

а) сквозное прохождение;
б) "возврат".

1 - мишень, 2 - внешняя область детектора.

а)

б)

типа составило 175 тыс. Остальные события (~ 154 тыс.) - это в основном случайные совпадения позитрона с бэбá-рассеянием. Требование, чтобы три частицы имели общую вершину в R-φ плоскости, позволило уменьшить это число до 45 тыс. событий.

На 4-м этапе обработки определялись параметры треков в пространстве и наличие общей вершины в пространстве. В результате 10879 событий были приняты как имеющие общую вершину. Как и ожидалось, более половины из них составили случаи с бэбá-рассеянием. Это видно из рис. 5, где показано распределение этих событий по инвариантной массе E_{inv} электрон-позитронной пары. Число случаев с $E_{inv} < 10$ МэВ составляет 6833. Ожидаемое число случаев с бэбá-рассеянием N_B определялось по формуле

$$N_B = N_{\mu} \cdot J \cdot \tau \cdot \omega_{\sigma} \cdot \omega_{лп} \cdot \epsilon_3 \cdot k_3 \cdot k_4 = 7100,$$

где $N_{\mu} = 1,15 \cdot 10^{12}$ - общее число распадов мюонов;

$J = 5,8 \cdot 10^5$ - интенсивность распадов;

$\tau = 3 \cdot 10^{-4}$ - разрешающее время быстрой логики;

$\omega_{\sigma} = 1,49 \cdot 10^{-4}$ - вероятность того, что какой-нибудь из 2-х, совпадающих по времени позитронов, испытает бэбá-рассеяние, и все три частицы дойдут до счетчиков 3-го ряда;

Значения остальных коэффициентов приведены в таблице.

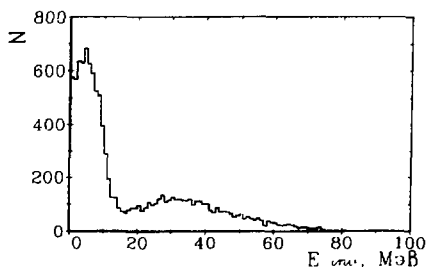


Рис. 5. Распределение событий, оставшихся после 4-го этапа отбора, по инвариантной массе e^+e^- пары, E_{inv} .

Коэффициенты $\omega_{лп}$, k_3 и k_4 определялись путем обработки моделированных событий с соответствующими программами отбора, написанными с использованием системы GEANT /50/. Значение коэффициента k_3 связано с отличием от 1 эффективности камер 1, 4 и 9, которая определялась по статистике срабатываний проволочек на одотрековых событиях в рабочих условиях и составила, соответственно, 0,546, 0,972 и 0,984. В эти значения эффективности,

помимо собственно пропорциональных камер, дали вклад и потери, связанные с работой электроники установки.

Таблица
Значение факторов, влияющих на эффективность
регистрации детектируемых событий

Буквенное обозначение	Фактор, влияющий на эффективность регистрации	Случайные совпадения каба- рассеяния и распада мюона	$\mu \rightarrow 3e2\nu$	$\mu \rightarrow 3e$
R_{15}	Относительная вероятность таких случаев распада $\mu \rightarrow 3e2\nu$, когда каждая из заряженных частиц имеет импульс в плоскости R- ϕ $p > 15 \text{ МэВ/с}$	-	$4,39 \cdot 10^{-8}$	-
ω_3	Вероятность того, что все три частицы попадут в счетчики 3-го ряда	-	0,0359	0,129
ϵ_3	Вероятность того, что все три частицы вызовут срабатывания проволочек в камерах 1, 4 и 9	0,74	0,74	0,74
$\omega_{лп}$	Вероятность того, что конфигурация события удовлетворяет требованиям, записанным в логике на быстрой памяти	0,362	0,370	0,94
k_3	Вероятность того, что событие пройдет 3-й этап отбора	0,122	0,364	0,799
k_4	Вероятность того, что событие пройдет 4-й этап отбора	0,243	0,976	0,976
ϵ_6	Коэффициент, учитывающий отбрасывание событий, имеющих e^+e^- пары с $E_{inv} < 16 \text{ МэВ}$	-	0,29	0,9
ϵ_t	Коэффициент, учитывающий отбор по времени	-	0,985	0,985

Просмотр части оставшегося массива из 3996 событий показал, что в основном все они – это случайные трудно интерпретируемые события, для большинства которых характерно наличие множества сработавших проволочек. Такие события могут вызываться сбоем в работе растяжки пучка ускорителя, случайными электрическими наводками и другими трудно контролируруемыми причинами. Дальнейшая обработка заключалась в том, что были отброшены все события, в которых было более 3-х треков или помимо треков имелось более 12 случайно расположенных сработавших проволочек. Такая процедура не приводит к потере истинных событий. Это видно из рис. 6, где показано распределение числа дополнительных, не лежащих на треке, сработавших проволочек на событиях распада $\mu \rightarrow e\gamma$ (однотрековых событиях) в рабочих условиях.

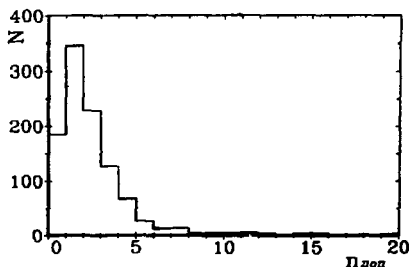


Рис. 6. Распределение однотрековых событий по числу дополнительно сработавших проволочек, $N_{\text{доп}}$.

Оставшиеся события фильтровались по χ^2 критерию на соответствие гипотезам распада $\mu \rightarrow 3e$ и $\mu \rightarrow 3e2\nu$. Событие считалось одновременным в том случае, если имелось по крайней мере три сцинтиляционных счетчика на разных треках, разности прихода сигналов с которых не превышали 3 нс. Требовалось также, чтобы событие не сопровождалось в интервале 6 нс прохождением частицы из пучка.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Распределение событий по энергии и импульсу, оставшихся в результате обработки, показано на рис. 7. Аналогичное распределение для моделированных событий $\mu \rightarrow 3e$ показано на рис. 8. Контуром обозначена область, в которой попадет 90% событий $\mu \rightarrow 3e$ и которая принята, как область детектирования этого распада.

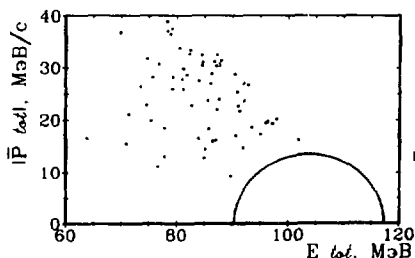


Рис. 7. Распределение событий, удовлетворяющих кинематике распада $\mu \rightarrow \text{Ze}2\nu$, по суммарной энергии, E_{tot} , и импульсу, $|\vec{P}_{tot}|$.

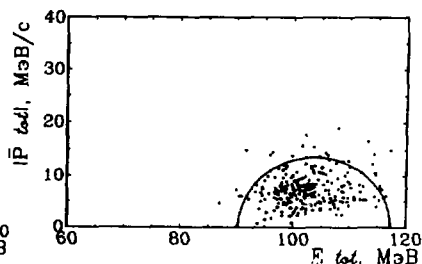


Рис. 8. Распределение моделированных методом Монте-Карло событий $\mu \rightarrow \text{Ze}$ по суммарной энергии, E_{tot} , и импульсу, $|\vec{P}_{tot}|$. Контуром обозначена область, в которую попадают 90% моделированных событий.

Из рис. 7 следует, что ни одно зарегистрированное событие не может быть интерпретировано как распад $\mu \rightarrow \text{Ze}$.

Процессами, которые могут детектироваться при поиске распадов $\mu \rightarrow \text{Ze}$, являются распады $\mu \rightarrow \text{Ze}2\nu$ или $\mu \rightarrow e\nu\nu$ с последующей конверсией гамма-кванта в мишени и в 1-м ряду сцинтилляторов. Случаи распадов $\mu \rightarrow e\nu\nu$ эффективно подавляются при отбрасывании событий с e^+e^- -парой. Таким образом, случаи, представленные на рис. 7, это распады $\mu \rightarrow \text{Ze}2\nu$ и фон случайных совпадений.

Вероятность разрешенного распада $\mu \rightarrow \text{Ze}2\nu$ в настоящее время хорошо известна $^{3B/}$ ($R_{\mu \rightarrow \text{Ze}2\nu} = 3,3 \cdot 10^{-5}$) и находится в согласии с теоретической оценкой $^{4A/}$ ($R_{\mu \rightarrow \text{Ze}2\nu} = 3,54 \cdot 10^{-5}$). При расчете ожидаемого числа зарегистрированных в данном эксперименте распадов $\mu \rightarrow \text{Ze}2\nu$ использовался матричный элемент, приведенный в работе $^{4A/}$. Количество распадов определялось по формуле:

$$N_{\mu \rightarrow \text{Ze}2\nu} = N_{\mu} \cdot R_{15} \cdot \epsilon_3 \cdot \omega_3 \cdot \omega_{\text{лп}} \cdot k_3 \cdot k_4 \cdot \epsilon_t \cdot \epsilon_{\sigma} = 50$$

Значения коэффициентов приведены в таблице.

Общее число распадов, зарегистрированных в эксперименте при регистрации во временных интервалах 3 нс и 6 нс, составило 65 и 86,

соответственно. Это позволяет сделать вывод, что количество распадов $\mu \rightarrow 3e2\nu$ составляет ~ 44 в согласии с расчетной оценкой при значении фона ~ 21 на интервал 3 нс.

Оценка верхней границы относительной вероятности распада $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$ на уровне достоверности 90% получается из выражения

$$R_{\mu \rightarrow 3e} = \Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-) / \Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+\nu) \leq \ln 10 / \epsilon_{\mu \rightarrow 3e} \cdot N_{\mu} = 3,6 \cdot 10^{-11}$$

Здесь $\epsilon_{\mu \rightarrow 3e} = \omega_{\mu \rightarrow 3e} \cdot K_3 \cdot K_4 \cdot \epsilon_3 \cdot \epsilon_t \cdot \epsilon_{\epsilon} \cdot \epsilon_{гр} \cdot \omega_{лп} = 0,056$,

где $\epsilon_{гр} = 0,9$ - доля случаев распада $\mu \rightarrow 3e$, попадающая в принятый интервал энергий и импульсов, а остальные коэффициенты приведены в таблице. Эффективность регистрации распада $\mu \rightarrow 3e$ рассчитывалась в предположении, что матричный элемент распада является константой.

Полученное значение $R_{\mu \rightarrow 3e}$ в ~ 50 раз улучшает оценку, сделанную ранее в Дубне ^{/35/}. Поиски распада $\mu \rightarrow 3e$ недавно проводились на мезонных фабриках SIN и LAMPF ^{/38,15/}. Лучшее ограничение $R_{\mu \rightarrow 3e}$ ($\sim 10^{-12}$) получено в SIN ^{/38/}, где условия для проведения таких исследований несравненно лучше, чем в Дубне. В Лос-Аламосе на установке Crystal Box было получено ограничение $R_{\mu \rightarrow 3e} \leq 3,5 \cdot 10^{-11}$ ^{/15/}, т.е. примерно на том же уровне, что и в данном эксперименте.

Как уже говорилось во введении, редкие распады мюона имеют место в ряде теоретических моделей. Поэтому вероятности соответствующих распадов позволят получить ограничения на параметры модели. Полученное значение $R_{\mu \rightarrow 3e}$ дает оценку нижнего предела массы калибровочного бозона в горизонтальной модели ^{/5/} $M \sim 25$ ТэВ. Для массы калибровочного бозона в модели техницвета ^{/13/} получается нижняя граница $M \sim 40$ ТэВ. В модели составных фермионов ^{/20,21/} для параметра композитности получается нижняя граница ~ 250 ТэВ и соответствующая верхняя граница размера мюона $\sim 10^{-19}$ см.

Конечно, эти оценки имеют качественный иллюстративный характер. То, что они уступают лучшим ^{/38/} только в 2-2,5 раза, обусловлено тем, что зависимость от характерной массы M имеет вид $R \sim M^{-4}$.

Авторы выражают благодарность В.П. Джелепову и Б.М. Понтекорову за внимание и помощь в работе, В.Т. Зинову, Б.Кюну, В.И. Комарову, Г.Б. Косареву, С.В. Медведю, Г.В. Мицельмахеру, Й. Полаху, А.Н. Синаеву за плодотворное сотрудничество.

ЛИТЕРАТУРА

1. Болков Г.Г. и др. - ЯФ, 1983, т.37, с.658.
2. Болков Г.Г. и др. - ЯФ, 1984, т.39, с.899.
3. Shanker O. - Nucl. Phys., 1981, v.B185, p.382.
4. Sahn R.N., Nagari H. - Nucl. Phys., 1980, v.B176, p.135.
5. Kane G.L., Thun R. - Phys. Lett., 1980, v.94B, p.512.
6. Shanker O. - Phys. Rev., 1981, v.D23, p.1555.
7. Dimopoulos S., Ellis J. - Nucl. Phys., 1981, v.B182, p.505.
8. Jones D.R.T. e.a. - Nucl. Phys., 1982, v.B198, p.45.
9. Shanker O. - Nucl. Phys., 1982, v.B206, p.253.
10. Bozzumati F., Musiero A. - Phys. Rev. Lett., 1987, v.57, p.961.
11. Eichten E.J., Lane K.D. - Phys. Lett., 1980, v.90B, p.125.
12. Dimopoulos S. e.a. - Nucl. Phys., 1980, v.B176, p.449.
13. Eichten E. e.a. - Phys. Rev., 1986, v.D34, p.1547.
14. Masiero A. e.a. - Phys. Lett., 1982, v.115B, p.229.
15. Bolton R.D. e.a. - Phys. Rev., 1983, v.D38, p.2077.
16. Ellis J., Nanopoulos D.V. - Phys. Lett., 1982, v.110B, p.44.
17. Inami T., Lim C.S. - Nucl. Phys., 1982, v.B207, p.533.
18. Nanopoulos D.V., Savoy-Navarro A. - Phys. Rep., 1984, v.105, p.1.
19. Кадышевский В.Г. - ЭЧАЯ, 1980, т.11, вып 1, с.5.
20. Peskin M. - In: Proc. Int. Symp. on "Lepton-Proton Interaction at High Energies". ed. W.Pfeil, Univ. Bonn, 1981.
21. Terazawa M. e.a. - Phys. Lett., 1982, v.112B, p.387.
22. Tomozawa Y. - Phys. Rev., 1982, v.D25, p.1448.
23. Eichten E.J. e.a. - Phys. Rev. Lett., 1983, v.50, p.811.
24. Lyons L. - Prog. in Part. and Nucl. Phys., 1983, v.10, p.227.
25. Bjorken J., Weinberg S. - Phys. Rev. Lett., 1977, v.38, p.622.
26. Пешков С.Т. - ЯФ, 1977, т.25, с.641.
27. Altazelli G. e.a. - Nucl. Phys., 1977, v.125, p.285.
28. Cheng T.P., Li L.F. - Phys. Rev. Lett., 1977, v.38, p.381.
29. Wilchek F., Zee A. - Phys. Rev. Lett., 1977, v.38, p.531.
30. Marchiano W.C., Sanda A.O. - Phys. Rev. Lett., 1977, v.38, p.1512.

31. Bilenky S.M., Pontecorovo B. - Phys. Rep., 1978, v.41, p.225.; Bilenky S.M., Petcov S.T., Pontecorovo B. JINR Rep. E2-10374, Dubna, 1977.
32. Riazuddin, Marshak R.E., Mohapatra R.N. - Phys.Rev., 1981, v.D24, p.1310.
33. Mohapatra R.N., Senjanovic G. - Phys. Rev., 1982, v.D23, p.1965.
34. Коренченко С.М. и др. Сообщение ОИЯИ P13-5170, Дубна, 1970.
35. Коренченко С.М. и др. - ЖЭТФ, 1976, т.70.
36. Коренченко С.М., Мицельмахер Г.В., Некрасов К.Г. Сообщение ОИЯИ P13-9542, Дубна, 1976; Коренченко С.М. Авторское свид. № 502350, бюлл. ОИПОТЗ № 5, 1976.
37. Baranov V.A. e.a. - Nucl Instr. and Meth., 1986, v.B17, p.438.
38. Bellgardt U. e.a. - Nucl. Phys, 1988, v.B299, p.1; Bertl W. e.a. - Nucl. Phys, 1985, v.B260, p.1.
39. Баранов В.А. и др. - ПТЭ, 1987, № 6, с.40.
40. Кравчук Н.П., Полах Й., Филиппов. А.И. - Сообщение ОИЯИ P13-11862, Дубна, 1978.
41. Filippov A.I. e.a. - Nucl. Instr. and Meth., 1986, v.B17, p.441.
42. Афанасьев Ю.А. и др. - ПТЭ, 1978, № 5, с.112.
43. Коренченко С.М., Кучинский Н.А. Препринт ОИЯИ, P13-11561, Дубна, 1978; В сб.: III Международное совещание по пропорциональным и дрейфовым камерам, D13-11807. Дубна: ОИЯИ, 1978, с.278.
44. Антюхов В.А. и др. Сообщение ОИЯИ 10-12912, Дубна, 1979, с.6.
45. Борейко В.Ф. и др. Сообщение ОИЯИ P10-85-661, Дубна, 1985.
46. Баранов В.А. и др. - В сб.: Труды XIII Международного симпозиума по ядерной электронике, D13-85-359. Дубна: ОИЯИ, 1985, с.28.
47. Антюхов В.А. и др. Сообщение ОИЯИ 10-80-650, Дубна, 1980, с.18.
48. Евтухович П.Г. и др. Сообщение ОИЯИ P10-85-383, Дубна, 1985.
49. Бардин Д.Ю., Истатков Ц.Г., Мицельмахер Г.В. - ЯФ, 1972, т.15, с.284.
50. Brun R. e.a. GEANT-3 code version 3.13, Users guide. CERN DD/EE/84-1, Geneva, 1984.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 октября 1990 года.