



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-96-504

УДК 539.12...13

М-568

МЖАВИЯ

Давид Александрович

ПОИСКИ И ИССЛЕДОВАНИЯ
РЕДКИХ ПРОЦЕССОВ
С УЧАСТИЕМ ПИОНОВ И МЮОНОВ
НА УСТАНОВКАХ АРЕС, \overline{MM} , SINDRUM II
И РИВЕТА

Специальность: 01.04.16 — физика ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 1996

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем
Объединенного института ядерных исследований

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор
доктор физико-математических наук, профессор
доктор физико-математических наук, профессор

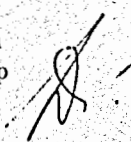
В.П. Болотов
В.И. Рыкалин
И.А. Савин

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Институт общей и ядерной физики РНЦ
"Курчатовский Институт"(г. Москва)

Защита диссертации состоится " _____ " _____ 1997 года в
_____ часов на заседании Специализированного совета Д-047.01.03 при
Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследо-
ваний, г. Дубна Московской области. С диссертацией можно ознакомиться
в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан " _____ " _____ 1996 г.

Ученый секретарь Специализированного совета
доктор физико-математических наук, профессор

 Ю.А. Батусов

1 Общая характеристика работы

Актуальность проблемы.

Тенденции к унификации описания всех типов фундаментальных взаимодействий в природе на сегодняшний день наиболее успешно реализовались в модели Глешоу-Вайнберга-Салама. В её рамках единым образом описываются слабые и электромагнитные взаимодействия на основе спонтанно нарушенной $SU(2)_L \times U(1)$ симметрии.

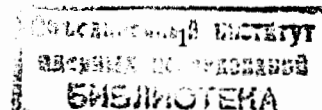
Несмотря на значительный успех Стандартной модели, схема её построения не предусматривает ответа на многие фундаментальные вопросы. Хиггсовский бозон, обеспечивающий спонтанное нарушение симметрии, является фундаментальной частицей, масса которой является дополнительным свободным параметром теории. Существует произвол и в строении трёх семейств, в частности, отношении масс и углов смешивания между частицами из разных поколений. Помимо этого, остается открытым вопрос нарушений CP-четности.

Желание ответить на эти вопросы и стремление к дальнейшей унификации (объединение сильных и гравитационных взаимодействий) привело к самым разнообразным теоретическим обобщениям Стандартной модели: „великого объединения”, техницвет, составные кварки и лептоны, суперсимметрия, струнные и суперструнные теории. Общей чертой этих теорий является введение нового класса физических объектов- универсальных полей, весьма слабо взаимодействующих с реальными элементарными частицами и обладающих характерной энергией 10^{15} Гэв.

Проведение экспериментов со столь большими энергиями на сегодняшний день недоступно. Однако, в рамках этих теорий существует ряд эффектов, обнаружение которых возможно уже и при низких энергиях, например, распад протона, аномальная разность масс $K - \bar{K}$, безнейтринный двойной бета-распад или распады частиц с нарушением лептонного аромата.

Изучение редких и запрещенных распадов мюонов и пионов относится именно к таким тонким эффектам. Особое место среди них занимают поиски запрещенных в стандартной модели электрослабых взаимодействий законом сохранения мюонного числа процессов, таких как: $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$, $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$, μ -е конверсия, $\mu^+ e^- \rightarrow \mu^- e^+$ ($M \rightarrow \bar{M}$), $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma \gamma$, $\pi^+ \rightarrow \mu^- e^+ e^+ \nu_\mu$, а также полулептонные распады $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$, $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \gamma$, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ e^+ e^- \nu_\mu$. Изучение переходов между лептонами из разных поколений позволяет получить сведения, выходящие за рамки стандартной модели и свидетельствующие о наличии „новой физики”, иными словами, оказывается возможным установить пределы применимости Стандартной модели в области низких энергий.

Наблюдать отклонение от Стандартной модели также возможно изучая редкий процесс $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ (бета-распад пиона). Относительная ве-



роятность этого распада составляет $\sim 10^{-8}$ и в пределах точности измерений ($\sim 4\%$) находится в согласии с расчетами на основе современной Стандартной модели электрослабых взаимодействий. Бета-распад пиона аналогичен сверхразрешенному чистому Ферми-переходу в ядерных бета-распадах ($0^+ - 0^+$), однако является уникальным, потому что в нем участвуют только легкие адроны. Поэтому теоретическая вероятность распада рассчитывается с большей точностью, так как в ней отсутствуют поправки на нуклонные взаимодействия. В результате, измерив с высокой точностью вероятность бета-распада пиона, можно проверить такие фундаментальные положения как гипотеза сохранения векторного тока и унитарность матрицы смешивания кварков (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa). Проверка унитарности матрицы смешивания является прямой проверкой пределов применимости Стандартной модели.

Другой, не менее важной задачей, является изучение адронной структуры мезонов, параметров, которые её определяют, тех процессов в которых информация об этих параметрах содержится в наиболее чистом виде. Изучение распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ дает возможность определить форм-факторы пиона, измерить парциальные вероятности распада, проверить фундаментальные константы и т.д.

Развитие физики элементарных частиц во многом определяется существующими экспериментальными возможностями. Для проведения широкой программы исследований в области физики элементарных частиц и ядерной физики на интенсивных мюонных и π -мезонных пучках были предложены, спроектированы и созданы установки АРЕС (Анализатор РЕдких Событий), $M\bar{M}$, SINDRUM II, PIVETA. Эти детекторы позволяют эффективно регистрировать редкие процессы на уровне относительной вероятности $10^{-12} - 10^{-13}$ и ниже. Установки такого рода позволяют изучать кинематику процессов в большом телесном угле в условиях высоких нагрузок (до 10^7сек^{-1} остановок частиц в мишени). Эти возможности появились в результате использования в детектирующих системах таких новых эффективных методик, как цилиндрические многопроволочные пропорциональные камеры (ЦМПК), сцинтилляционные годоскопы, быстрая калориметрия на основе кристаллов чистых CsI.

Цель работы.

- Создание универсальных установок (АРЕС, $M\bar{M}$, SINDRUM II, PIVETA), предназначенных для поиска и изучения редких процессов распада мюонов и пионов, а также взаимодействия мюонов и пионов с веществом.
- Разработка методики изготовления сцинтилляционных счетчиков цилиндрического годоскопа спектрометра АРЕС и исследование их ха-

рактеристик. Создание универсальных алгоритмов и программ для моделирования и обработки экспериментальных данных на установках, имеющих цилиндрическую геометрию. Проведение на спектрометре АРЕС экспериментов по поиску запрещенных распадов $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$, $\pi^+ \rightarrow \mu^- e^+ e^+ \nu_\mu$ и изучению редкого процесса $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$, моделирование и обработка экспериментальных данных.

- Создание из кристаллов чистого CsI электромагнитного калориметра для установки $M\bar{M}$ и детальное исследование сцинтилляционных свойств и рабочих характеристик кристаллов чистого CsI больших размеров. Проведение экспериментального измерения вероятности перехода мюония в антимюоний ($M \rightarrow \bar{M}$).
- Создание годоскопической системы сцинтилляционных счетчиков для установки SINDRUM II. Проведение эксперимента по поиску безнейтринной $\mu - e$ конверсии и получение верхней границы вероятности.
- Создание электромагнитного сферического калориметра (240 модулей) из чистого CsI, который является основной частью установки PIVETA, позволяющего провести точное (0.5%) измерение вероятности бета-распада пиона, проверить СКМ унитарность.

Научная новизна и практическая ценность заключаются в предложении и реализации ряда методических решений, позволивших создать уникальные детекторы и получить на них новые сведения о редких и запрещенных распадах на новом мировом уровне.

Предложена оригинальная методика изготовления сцинтилляционных счетчиков, имеющих форму части цилиндра для годоскопа спектрометра АРЕС, изучены их характеристики. Методика изготовления сцинтилляционных счетчиков, имеющих форму части цилиндра для годоскопа спектрометра АРЕС, может использоваться на других установках с цилиндрической геометрией детектора.

Разработана и создана годоскопическая система сцинтилляционных счетчиков для установки SINDRUM-II.

Из кристаллов чистого CsI впервые создан электромагнитный калориметр с большим акцептансом, с помощью которого идентифицируется аннигиляция атомных позитронов от распадов антимюония. Изучены его рабочие характеристики. Детально исследованы сцинтилляционные свойства и рабочие характеристики кристаллов чистого CsI больших размеров. Созданы модули электромагнитного калориметра установки PIVETA, которые имеют рекордные рабочие характеристики, позволяющие создать уникальные детекторы на основе кристаллов чистых CsI, ставших основой нового

направления-быстрой калориметрии. Результаты, полученные методическими исследованиями по изучению кристаллов чистого CsI, обусловили их широкое применение в новых экспериментах: $M\bar{M}$, PИBETA, КТЭв, ЕТА.

На созданном спектрометре АРЕС при обработке информации об остановившихся в мишени $1,1 \cdot 10^{12}$ π^+ -мезонов сделана оценка верхней границы относительной вероятности распада $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$, обнаружено 44 распада $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu e^+ e^-$, 8 распадов $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ и вычислена парциальная вероятность этого распада за счет наличия структуры пиона $R_{SD} = (4.6 \pm 1.6 \pm 0.7) \cdot 10^{-10}$.

На основании набранной статистики получена верхняя граница относительной вероятности распада $\pi^+ \rightarrow \mu^- + 2e^+ + \nu_\mu$ на уровне достоверности 90%

$$Br = \frac{\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^- + 2e^+ + \nu_\mu)}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu)} < 1.6 \cdot 10^{-6}.$$

Полученное значение Br в 5 раз улучшает единственную в мире оценку, сделанную ранее в Дубне.

Промоделирован вариант постановки эксперимента по изучению распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ e^+ e^- \nu_\mu$ на лету на спектрометре АРЕС.

Проведены измерения вероятности перехода мюония в антимюоний ($M \rightarrow \bar{M}$). После обработки полученных данных вычислены верхние границы для вероятности конверсии и константы связи:

$$P_{M\bar{M}} < 7.9 \cdot 10^{-9} \quad (90\% C.L.)$$

$$G_{M\bar{M}} < 1.8 \cdot 10^{-2} G_F \quad (90\% C.L.)$$

Это лучшее в мире ограничение для вероятности перехода мюония в антимюоний ($M \rightarrow \bar{M}$) в ~ 50 раз превосходит предыдущий результат.

Разработанные алгоритмы и программы для моделирования и обработки экспериментальных данных могут использоваться на других установках с цилиндрической геометрией детектора.

Автор защищает:

1. Разработку и создание методики изготовления сцинтилляционных счетчиков, имеющих форму части цилиндра.
2. Разработку и создание универсальных алгоритмов и программ для моделирования и обработки экспериментальных данных, имеющих цилиндрическую геометрию.
3. Результат экспериментального изучения распадов $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$ и $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$.

4. Результат экспериментального поиска распада $\pi^+ \rightarrow \mu^- e^+ e^+ \nu_\mu$.
5. Разработку и создание быстрого электромагнитного калориметра для установки $M\bar{M}$.
6. Результат экспериментального измерения верхней границы для вероятности $M \rightarrow \bar{M}$ -конверсии и константы связи.
7. Разработку и создание годоскопической системы сцинтилляционного годоскопа для установки SINDRUM II.
8. Разработку и создание электромагнитного сферического калориметра из чистого CsI для установки PИBETA.

Апробация работы и публикации. Диссертация написана на основе научных работ, выполненных с участием автора в Дубне. PSI и ИФВЭ ТГУ в период 1976-1996 г., на установках АРЕС, $M\bar{M}$, SINDRUM II, PИBETA.

Основные результаты, вошедшие в диссертацию, опубликованы в работах [1-22] и доложены на международных совещаниях и конференциях: на XII международном симпозиуме по ядерной электронике (Дубна, 1985г.), совещаниях по программе исследований на ММФ (Звенигород, 1985г. и Москва, 1989г.), III Международной конференции по низким активностям (Братислава, 1985г.), Low Energy Muon Science in 90's [LEMS-90](Villigen, 1990, Швейцария), (Морион-91, Франция), "Low Energy Muon Science", Санта Фе (США, 1993), "Large Experiments at Low Energy Hadron Machines", PSI (Швейцария, 1994); "5th Conference on the Intersections of Particle and Nuclear Physics", С. Петербург (Флорида, США, 1994). "European Conference on Atomic and Molecular Physics", Эдинбург (Шотландия, 1995), "Nuclear and Particle Physics with Meson Beams the 1 Gev Region". (Япония, 1995), а также на научных семинарах ОИЯИ, ИФВЭ ТГУ, PSI, университетов-Гейдельберга, Цюриха и Вирджинии.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, приложения и содержит 207 страниц текста, включая 37 таблиц, 73 рисунка и список цитируемой литературы из 282 наименований.

2 Содержание работы

Во введении обоснована актуальность темы исследования, сформулированы цели работы и описывается структура диссертации.

В первой главе делается обзор теоретических моделей, допускающих распады мюонов и пионов с нарушением закона сохранения мюонного

числа. Приводятся диаграммы Фейнмана для различных механизмов распада: $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$, MM и μ - e конверсии, соответствующих четырем типам теоретических моделей, включающих новые виды взаимодействий.

Также рассмотрены: распад $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ и бета-распад пиона ($\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$), детальное исследование которых дает сведения о слабоэлектromагнитной структуре пиона, позволяют проверить гипотезы: о частичном сохранении аксиального тока, сохранения векторного тока и унитарность матрицы смешивания кварков.

Во второй главе приведено общее описание спектрометра АРЕС, представлена программа поиска и исследования редких и запрещенных распадов мюонов и π -мезонов. Описаны основные узлы спектрометра и их возможности, приведены результаты экспериментов по поиску распадов $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$, $\pi^+ \rightarrow \mu^- e^+ e^+ \nu_\mu$ и $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$. Вычислена полная вероятность распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ e^+ e^- \nu_\mu$ и показана возможность изучения этого процесса на лету на спектрометре АРЕС.

К установкам, предназначенным для поиска и изучения редких и запрещенных распадов мюонов и пионов, предъявляется ряд серьезных требований. Учитывая крайне малую вероятность процессов, подобные эксперименты выполняются на высокоинтенсивных пучках частиц (до 10^7 сек^{-1}), следовательно, экспериментальная аппаратура должна: обеспечивать переработку больших потоков информации, иметь высокую эффективность регистрации, регистрировать одновременно несколько частиц в том числе и гамма-квантов, определять энергию ($10 \div 100 \text{ МэВ}$) и знак заряженных частиц.

Для удовлетворения перечисленным выше требованиям был предложен спектрометр с цилиндрической геометрией АРЕС (Анализатор Редких Событий). Созданная установка АРЕС обладает параметрами и характеристиками, позволяющими решать эти задачи. Общий вид спектрометра представлен на Рис. 1. Спектрометр АРЕС может работать на высокоинтенсивных пучках π -мезонов и мюонов, обеспечивающих до 10^7 сек^{-1} остановок частиц в мишени. Это достигнуто путём использования детекторов с хорошими временными характеристиками, работающими на линии с ЭВМ, и применением специализированной быстрой электроники, выполняющей предварительный анализ и отбор исследуемых процессов.

Спектрометр АРЕС с высокой интенсивностью и точностью детектирует и позволяет измерять энергию одновременно нескольких частиц (в том числе и γ -квантов), определять знак электрического заряда частиц. Это осуществляется с помощью пропорциональных камер и сцинтилляционного годоскопа, помещенных в магнитное поле. Пропорциональные камеры и счетчики годоскопа имеют малое количество вещества для уменьшения мно-

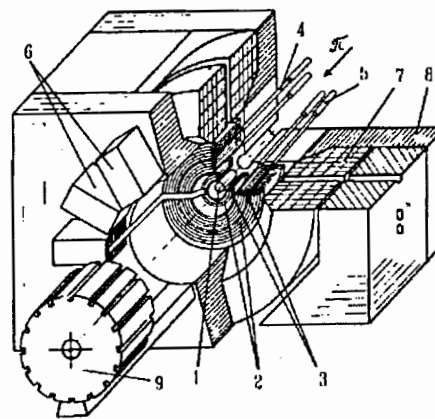


Рис. 1: Общий вид спектрометра АРЕС.

1 - мишень; 2 - детектирующая часть (ЦМПК); 3 - сцинтилляционные счетчики; 4 - световоды; 5 - ФЭУ; 6 - электроника ЦМПК; 7 - обмотки магнита; 8 - ярмо магнита; 9 - полюса магнита.

гократного рассеивания частиц, так как измерение импульса заряженной частицы производится по искривлению ее траектории магнитным полем. Гамма-кванты регистрируются по конверсионной $e^+ e^-$ паре, образующейся в специальном цилиндрическом Рb-конвертере.

Детектирующий блок из цилиндрических многопроволочных пропорциональных камер (ЦМПК) и сцинтилляционной годоскопической системы расположен между полюсами магнита СП-173. Годоскоп (рис. 2) состоит из трех цилиндрических рядов состоящих из 4, 8 и 24 счетчиков, имеющих диаметры 110, 245 и 670 мм, длиной 350, 500 и 600 мм.

Отдельный счетчик состоит из пластического сцинтиллятора, переходного и основного световодов, ФЭУ ХР2020 ($3 \div 6$ на рис. 2). Для улучшения условий светосбора и светоизоляции сцинтиллятор и переходный световод обернуты белой бумагой и потом черной копировальной бумагой. Сцинтилляторы в годоскопе образуют замкнутую цилиндрическую поверхность. В связи с этим, каждому сцинтиллятору придавалась форма части цилиндра. Из пластического сцинтиллятора изготавливалась полированная заготовка в форме прямоугольного параллелепипеда соответствующего размера. Заготовка устанавливалась между матрицей и пуансоном и эта сборка помещалась в термостат, наполненный полиэтилсилоксановой жидкостью ПЭС-Д. Особое внимание обращалось на чистоту жидкости. В течение $5 \div 6$ часов температура в термостате линейно поднималась до $87 \div 90^\circ \text{ С}$. По достижении этой температуры матрица с помощью винтового домкрата медленно опускалась на пуансон, придавая сборке форму цилиндра нужной кривизны. В таком состоянии сборка выдерживалась при постоянной температуре несколько часов, потом подогрев термостата отключался и температура в нем за $14 \div 15$ ч снижалась до 20° С .

Амплитудные и временные характеристики счетчиков изучались на

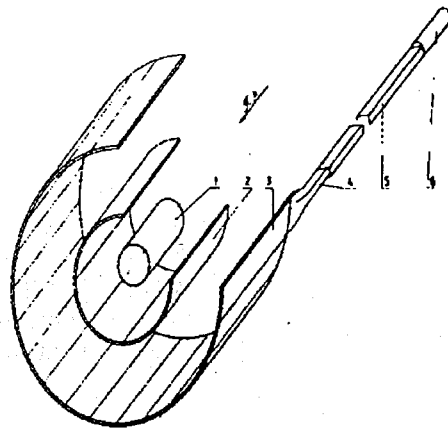


Рис. 2: Конструкция сцинтилляционного годоскопа: 1 - мишень, 2 - сцинтилляторы второго ряда, 3 - сцинтилляторы третьего ряда, 4 - переходный световод, 5 - основной световод, 6 - ФЭУ.

специальном стенде с помощью β - источника ^{90}Sr . Амплитудный сигнал снимался с последнего диода ФЭУ, а временной — с анода ФЭУ. В результате исследований получена неоднородность амплитуды счетчика $\Delta A = \pm \frac{A_{max} - A_{min}}{A_{max} + A_{min}} = \pm 33\%$, где A_{max} и A_{min} - максимальная и минимальная амплитуды сигналов при разных положениях β -источника. Длина поглощения света в сцинтилляторе (66 ± 7) см. При установке β -источника в центре сцинтиллятора, амплитудное разрешение счетчика (полная ширина на полувысоте) составляло 80% а временное ≈ 1 нсек. Полученному амплитудному распределению с учетом статистических флуктуаций на первом диоде фотоумножителя соответствует ~ 12 фотоэлектронов и эффективность светосбора $\sim 1\%$.

Основными координатными детекторами спектрометра АРЕС являются 18 коаксиально расположенных ЦМПК. Для определения параметров треков применялись камеры двух типов: однокоординатные, регистрирующие только азимутальную координату φ , и двухкоординатные, регистрирующие азимутальную и осевую Z-координату. В экспериментах по поиску распада $\mu^+ \rightarrow e^+ + e^+ + e^-$ и исследованию распада $\pi^+ \rightarrow e^+ + e^+ + e^- + \nu_e$ в сборке применялось только 12 ЦМПК с общим числом сигнальных проводов -7628 и стрипов -384.

При изучении редких распадов спектрометр в основном регистрирует

события, представляющие собой фон, достигающий очень больших величин. Задача предварительной фильтрации событий перед дальнейшей записью их на магнитную ленту решена путем отбора искоемых событий на нескольких уровнях. Общая схема прохождения информации представлена на рис. 3. В

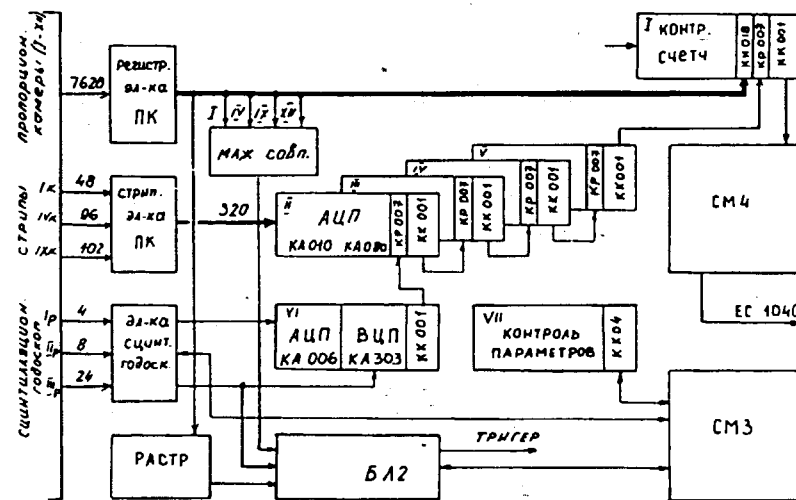


Рис. 3: Общая блок-схема прохождения информации в спектрометре АРЕС.

систему выработки быстрого триггера включены: сцинтилляционные счетчики годоскопа, мониторные сцинтилляционные счетчики и сигналы БЫСТРОЕ ИЛИ со стриповых камер I, IV, IX.

Распады $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$ и $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ имеют по одному электрону и по два позитрона. Это дает возможность организовать общую для этих распадов логику запуска установки.

Всего было проведено 9 сеансов общей длительностью 800 часов, из них ~ 500 часов набора статистики. Средняя интенсивность остановок π^+ -мезонов с последующим распадом $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ и остановкой мюона в мишени составили $\sim 5,8 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$. Таким образом, в мишени распалось $N_\mu = 1,1 \cdot 10^{12}$ мюонов. Число запусков установки во время эксперимента со считыванием в ЭВМ СМ-4 колебалось в пределах $15-30 \text{ c}^{-1}$.

Выведенный и растянутый по времени пучок протонов с энергией 659 ± 6 Мэв и интенсивностью $0,7 \div 1,5$ мкА направлялся на мезонообразующую мишень. Пионы, рожденные в мишени и вылетающие под углом 47° к оси пучка протонов, захватывались в мезонный канал III.

На уровне отбора в режиме on-line в ЭВМ СМ-4 работала программа быстрой фильтрации, определяющая наличие в событии электронов (≥ 1) и позитронов (≥ 2) за время ≈ 30 мс. При выполнении этих условий информация из памяти ЭВМ СМ-4 передавалась по каналу прямого доступа в ЭВМ ЕС-1040 и записывалась там на магнитную ленту для последующего off-line анализа. Скорость поступления данных в ЕС-1040 составила 1-2 события в секунду. Всего на 184 магнитных лентах было записано 2,5 млн. событий. Обработка этих данных была проведена в несколько этапов на ЭВМ ЕС-1040, ЕС-1060, ЕС-1061, VAX-8350 и персональных ЭВМ.

Распределение по энергии и импульсу 65 событий, оставшихся после отбора на соответствие гипотезе о том, что произошел распад $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$, показано на рис. 4. Аналогичное распределение для моделированных событий $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$ показано на рис. 5.

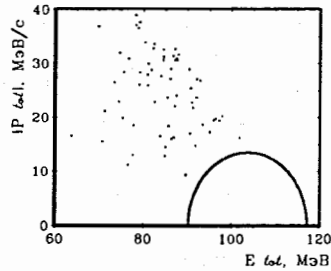


Рис. 4: Распределение событий, удовлетворяющих кинематике распада $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$ по суммарной энергии E_{tot} и суммарному импульсу $|P_{tot}|$.

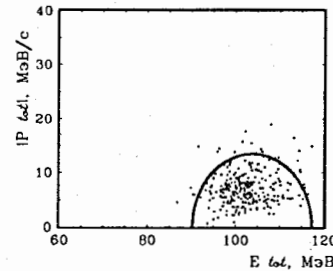


Рис. 5: Распределение моделированных методом Монте-Карло событий $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$ по суммарной энергии E_{tot} и импульсу $|P_{tot}|$. Контуром обозначена область, в которую попадают 90% моделированных событий.

Контуром обозначена область, в которую попадает 90% событий $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$ и которая принята как область детектирования этого распада. Из рис. 4 следует, что представленные события это распады $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$ и фон случайных совпадений и ни одно зарегистрированное событие не может быть интерпретировано как распад $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$. Оценка верхней границы относительной вероятности распада

$\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$ на уровне 90%-ной достоверности, для случая, когда искомое событие не наблюдается, имеет величину:

$$R_{\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-} = \frac{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-)}{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu)} \leq 3,6 \cdot 10^{-11}$$

Полученное значение $R_{\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-}$ в ~ 50 раз улучшает оценку сделанную ранее в Дубне, и находится на уровне современных мировых достижений.

Общее число распадов $\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu e^+e^-$, зарегистрированных в эксперименте, составило ~ 44 и оно находится в согласии с расчетной оценкой при значении фона ~ 21 .

Естественными критериями для отбора событий $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e e^+e^-$ были: наличие предшествующей распаду остановки пиона в мишени; масса распавшейся частицы; одновременность прохождения всех трех заряженных частиц. В результате, было найдено 9 событий $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e e^+e^-$ при ожидаемом фоне — 1 событие.

Ожидаемое число распадов за счет внутреннего тормозного излучения, составляет в нашей статистике ~ 1 . Это значит, что полученная нами статистика практически не несет информации о вкладе тормозного излучения, хотя оно определяет, в основном, полную вероятность распада $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e e^+e^-$. Таким образом, среди наблюдаемых распадов основную часть, примерно 7 событий, составляют распады, обусловленные наличием структуры пиона.

В результате получена оценка парциальной вероятности распада $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e e^+e^-$ за счет наличия структуры пиона

$$R_{SD} = \frac{\Gamma(\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e e^+e^-)_{SD}}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)} = \frac{N_{SD}}{N_{ост} \cdot \epsilon_{SD}} \approx (4,6 \pm 1,6 \pm 0,7) \cdot 10^{-10},$$

где $N_{SD} = 7$ — число распадов, обусловленных наличием структуры пиона. Вторая ошибка — это ошибка за счет неопределенности эффективности регистрации.

Экспериментальные данные, полученные при поиске и изучении распадов $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$ и $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e e^+e^-$, позволили определить верхнюю границу вероятности ещё одного запрещённого законом сохранения лептонного числа распада $\pi^+ \rightarrow \mu^- + 2e^+ + \nu_\mu$. Для этого была рассчитана эффективность регистрации распада $\pi^+ \rightarrow \mu^- + 2e^+ + \nu_\mu$ путем обработки моделированных событий, получаемых при моделировании процесса $\pi^+ \rightarrow \mu^- e^+e^+\nu_\mu$ с помощью программы FOWL, используя метод Монте-Карло. Программы моделирования для различных процессов при прохождении частиц через спектрометр АРЕС созданы с использованием системы GEANT3. При расчете эффективности предполагалось, что матричный элемент такого рас-

пада - константа, а электрон от последующего распада $\mu \rightarrow e\nu\nu$ регистрируется во временном интервале ~ 10 нс, требовавшемся быстрой логикой отбора событий с тремя заряженными частицами. Импульсы от сцинтилляционных счетчиков, через которые прошли заряженные частицы, должны попадать во временные ворота длительностью ~ 10 нс. Эффективность регистрации $\pi^+ \rightarrow \mu^- + 2e^+ + \nu_\mu$ с учетом необходимых поправок (на временные ворота, энергетические ворота и т.д.) оказалась равной $\epsilon = 1.2 \cdot 10^{-6}$ при поле 0.315 Тл. Не было обнаружено ни одного события распада $\pi^+ \rightarrow \mu^- + 2e^+ + \nu_\mu$.

Полученная оценка верхней границы относительной вероятности распада $\pi^+ \rightarrow \mu^- + 2e^+ + \nu_\mu$ на уровне достоверности 90% составила

$$Br = \frac{\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^- + 2e^+ + \nu_\mu)}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu)} < 1.6 \cdot 10^{-6}.$$

Это значение Br в 5 раз улучшает оценку, сделанную ранее в Дубне и является лучшим в мире.

В связи с возникшим в 1985 году интересом к распадам $\pi \rightarrow \mu\nu\gamma$ и $\pi^+ \rightarrow \mu^+e^+e^-\nu_\mu$, была рассмотрена возможность регистрации распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+e^+e^-\nu_\mu$ на установке АРЕС. Распад $\pi^+ \rightarrow \mu^+e^+e^-\nu_\mu$ обусловлен слабым и электромагнитным взаимодействием. Этот распад не наблюдался экспериментально, за исключением одного события, случайно зарегистрированного еще в 1955 г. в фотозумльсиях. Имеющиеся теоретические оценки отличаются в ≈ 8 раз.

На первом этапе методом Монте-Карло были сгенерированы события с использованием матричного элемента. Полная вероятность процесса $\pi^+ \rightarrow \mu^+e^+e^-\nu_\mu$ определяется, практически полностью, вкладом внутреннего тормозного излучения, и ее можно представить в виде: $R(\pi^+ \rightarrow \mu^+e^+e^-\nu_\mu) = W(\pi^+ \rightarrow \mu^+e^+e^-\nu_\mu)/W(\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu) \approx R_{IB} = 0.33 \cdot 10^{-6}$. На втором этапе моделирования была рассчитана вероятность регистрации распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+e^+e^-\nu_\mu$ спектрометром АРЕС. События с весом, полученные на первом этапе моделирования, были пропущены через установку. При этом в спектрометре отсутствовал первый ряд сцинтилляционных счетчиков и мишень. Пионы с импульсом 170 Мэв/с распались в вакууме в цилиндре, расположенном в центре установки и имеющем длину 70 см и диаметр 10 см. Распадная зона - 40 см, ограничивается условиями триггера. Траектория пучковых π^+ -мезонов регистрируется двумя парами разнесенных двухкоординатных пропорциональных камер. Спектрометр АРЕС использовался для регистрации позитрона и электрона от распада π^+ на лету. Предполагалось, что в выработке триггера будут использоваться, как и ранее, стриповые камеры (IV и IX) и второй ряд годоскопа. Моделирование проводилось при магнитном поле 500 Гс.

При интенсивности пучка пионов $I=5 \cdot 10^5/\text{с}$ и времени экспозиции $5 \cdot 10^5\text{с}$, при требовании прохождения e^+ и e^- через разные группы в камерах (IV, IX) и разные счетчики второго ряда годоскопа, ожидаемое число случаев детектирования $N_{\pi \rightarrow \mu e e \nu} \approx 180 \div 200$. При отсутствии второго ряда можно иметь $N_{\pi \rightarrow \mu e e \nu} \approx 430 \div 450$. Из этих оценок следует, что есть реальная возможность изучить распад $\pi^+ \rightarrow \mu^+e^+e^-\nu_\mu$ на установке АРЕС.

В третьей главе описывается экспериментальная установка $M\bar{M}$. Дается описание основных узлов установки и принципов их функционирования. Проводится анализ результатов обработки экспериментальных данных, на основе которых дается оценка вероятности процесса перехода мюония в антимюоний.

Спонтанная конверсия атомов мюония ($M = \mu^+e^-$) в атомы антимюония ($\bar{M} = \mu^-e^+$) (рис. 6) нарушает отдельное сохранение аддитивных лептонных чисел для мюонов и электронов. Этот процесс, как и другие, нарушающие сохранение лептонных ароматов, запрещен в рамках стандартной модели электрослабых взаимодействий. Лептоны, составляющие атом Мюо-

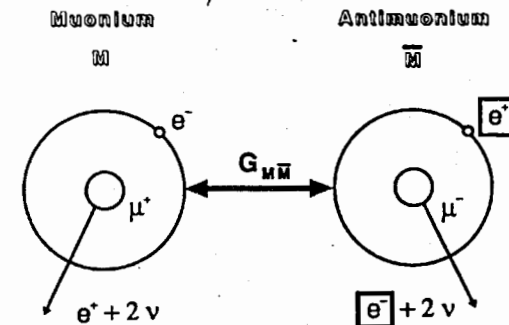


Рис. 6: $M\bar{M}$ система. Две измеряемые частицы, атомный позитрон и электрон Мишеля из распада мюона, отмечены квадратами.

ния, являются античастицами лептонов, составляющих Антимюоний. Следовательно, расщепления уровней основных состояний M и \bar{M} будут иметь противоположные знаки. Это обстоятельство определяет зависимость вероятности конверсии от магнитного поля рис. 7. Конверсия между поляризованными состояниями прекращается тогда, когда величина расщепления из-за магнитного поля становится сравнимой с естественными ширинами уровней (конечное время жизни атома). Это происходит при слабом магнитном поле ≈ 26 мГ. При этом вероятность конверсии уменьшается на 50%. Увеличение магнитного поля нарушает связь между спинами электрона и мюона. Независимые друг от друга спины частиц поляризуются

во внешнем магнитном поле ($\approx 0,1$ Тл) и конверсия между поляризованными состояниями начинает уменьшаться. При слабом магнитном поле переходы

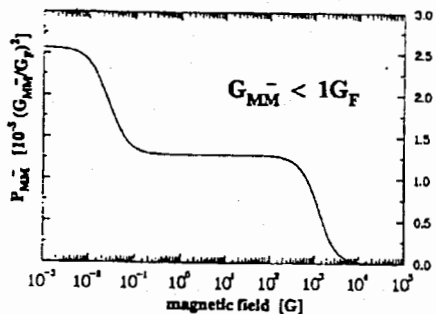


Рис. 7: Подавление вероятности \overline{M} из-за внешнего поля В (неполяризованные состояния). Поляризованная часть является подавленной на 50% при 26 мГ и следовательно не видна на этом графике.

между поляризованными состояниями подавляются и вероятность конверсии уменьшается в два раза. Увеличение поля свыше 0.1 Тл вызывает подавление переходов между неполяризованными состояниями и вероятность падает до нуля.

$M \rightarrow \overline{M}$ конверсия в веществе сильно подавлена, потому что \overline{M} атом может сразу передать свой мюон атомам среды, в которой находится. Следовательно, симметрия между M и \overline{M} нарушена. В газах конверсия также подавлена, поэтому искать $M\overline{M}$ конверсию следует в вакууме.

Мы детектировали два продукта распада антимюония: быстрый электрон Мишеля с энергией до 52.8 Мэв, возникающий при распаде отрицательного мюона, и высвобожденный атомный позитрон со средней энергией 13,5 эв. Мы измеряли оба компонента в режиме совпадения, чтобы уменьшить случайный фон.

Эксперимент проводится на тракте пучка $\pi E3$ кольцевого циклотрона Института им. Пауля Шеррера (PSI) в Виллигене. В нашем эксперименте используются мюоны, возникающие при распаде пионов, остановившихся сразу под поверхностью мишени, т.е. поверхностные мюоны, с интенсивностью 1.5×10^6 /с при импульсе 21 Мэв/с. Мюонный пучок останавливается в эллиптической мишени из порошка SiO_2 , расположенной в центре детектора под углом 45° к оси пучка. Толщина слоя порошка - около 5 мг/см². В зависимости от импульса пучка и толщины мишени в ней останавливаются до 40% налетающих мюонов, которые захватывают электроны порошка, образуют мюоний и диффундирует в вакуум. Поскольку тепловая энергия мюония порядка $T \approx 300$ К он находится в пространстве размером в несколько см³ в течение всего времени жизни.

$M\overline{M}$ детектор состоит из двух основных частей. На рис. 8 показан вид детектора и его основных частей сверху. Первая представляет собой

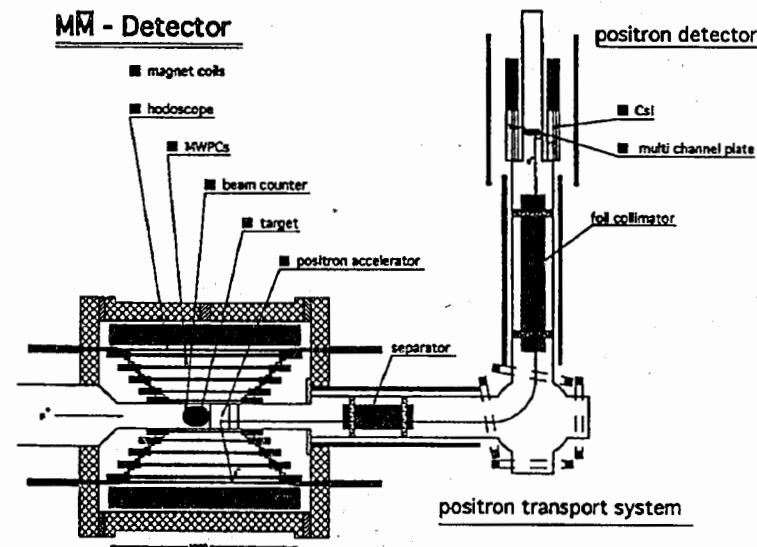


Рис. 8: Схема $M\overline{M}$ детектора: Магнитный детектор состоит из пяти цилиндрических многопроволочных пропорциональных камер (MWPC) и сцинтилляционного годоскопа для детектирования электрона Мишеля от распада μ^- . Вторая часть - детектор позитрона, является комбинацией чувствительной многоканальной пластины (MCP) и спектрометра из CsI кристаллов для идентификации атомного позитрона путём измерения γ -квантов от e^+e^- аннигиляции. Оба компонента детектора связаны системой соленоидов и катушек Гельмгольца для транспортировки атомного позитрона из области мишени к MCP.

магнитный спектрометр с большим телесным углом для измерения электронов Мишеля. Он состоит из пяти цилиндрических многопроволочных пропорциональных камер и одного сцинтилляционного годоскопа из 64 стрипов, окружающих камеры. Регистрируются сигналы с обоих концов стрипов. Пропорциональные камеры регистрируют треки электронов или позитронов Мишеля из распада M или \overline{M} . Камеры 2 и 4 выдают информацию по сигналам анодных проволочек (r и ϕ координаты), а в камерах 1, 3, 5 внутренние и внешние катодные плоскости разделены на узкие стрипы, с которых можно считывать информацию по координатам r , ϕ , z . Заряд и импульс определяются с помощью магнитного поля 0,1 Тл. Это значение одновременно обеспечивает достаточное разделение по заряду e^- и e^+ и разумно малое подавление вероятности конверсии. Сигнал годоскопа определяет точную синхронизацию измеряемого трека.

Малознергичные электроны (позитроны) возникающие при распаде мюония (антимюония) ускоряются параллельно магнитному полю в 2^x каскадном электростатическом устройстве до энергии 6-10 кэВ. и транспортируются в соленоидальном магнитном поле $B = 0.1T$ в специальной системе. Она состоит из 2-х прямых секций и поворотных катушек Гельмгольца, направляющих электроны или позитроны от мишени к "позитронному детектору". Этот позитронный детектор включает позиционно-чувствительную микроканальную пластину, регистрирующую время и место столкновения. МСР состоит из стеклянной пластины, содержащей свинец, в которой имеется около 5×10^6 каналов. Информация о месте попадания электрона в МСР позволяет восстановить место возникновения позитрона в области мишени (в плоскости $r - \phi$) с точностью ± 1 мм. Калориметр из

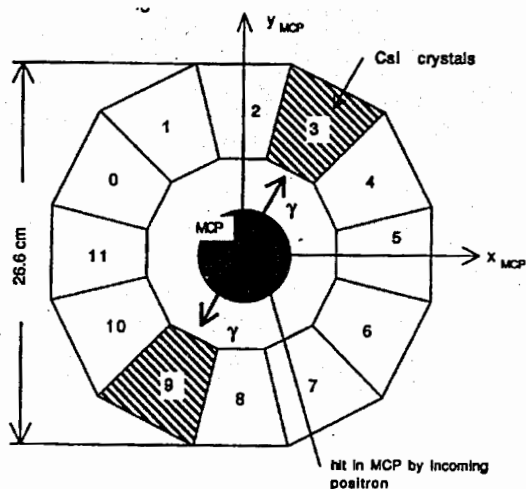


Рис. 9: Детектор позитронов, состоящий из МСР, окруженной калориметром из 12-ти CsI-кристаллов, для измерения противоположно направленных фотонов от e^+e^- аннигиляции.

кристаллов чистого CsI, расположенный вокруг МСР (рис. 9), регистрирует позитрон по двум гамма-квантам, каждый с энергией 511 КэВ от позитрон-электронной аннигиляции в МСР. Совпадение сигналов от МСР и CsI-спектрометра является четким сигналом наличия позитронов. Временное разрешение составляло 10 нс (FWHM).

Калориметр состоит из 12 кристаллов чистого CsI. На торцах кристал-

лов с одной стороны приклеены ФЭУ. Они могут работать в магнитном поле в несколько килогаусс без экранирования. Сигналы, полученные с ФЭУ, усиливаются в усилителе, имеющем время интегрирования 25 нс. Кристаллы

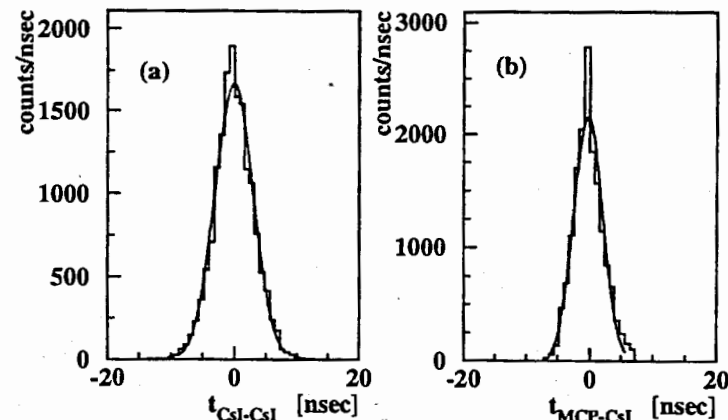


Рис. 10: Временное разрешение позитронного детектора для фотонов с энергией 511 кэВ, полученных после аннигиляции позитрона в МСР.

из чистого CsI характеризуются быстрыми и медленными компонентами излучения: время распада быстрой компоненты 25 нс, а время распада медленной компоненты равно 1 мксек. Преимущество чистого CsI кристалла по отношению к другим кристаллам состоит в том, что сигнал, полученный от него, можно использовать для формирования триггера установки.

Для проведения временной и амплитудной калибровки, а также определения эффективности CsI детектора, был использован источник позитронов ^{22}Na , установленный на месте мишени в детекторе заряженных частиц установки $M\bar{M}$. Триггер был настроен на совпадение сигналов от МСР и срабатыванию минимум 2-х из 12 кристаллов CsI детектора, которые детектировали аннигиляционные γ -кванты, полученные после остановки позитронов в МСР. Величина энергии от каждого полученного сигнала должна быть больше 100 КэВ. Для каждого сигнала значение TDC должно находиться в интервале $t \in (0, 2048)$. Для временной калибровки кристаллов CsI детектора сигналом „start” являлся сигнал, полученный от МСР, а „stop”-ом сигналы от самих кристаллов. На рис. 10 показаны распределения временных интервалов для CsI-MCP и CsI-CsI.

Схема триггера и считывания электроники показана на (рис. 11). Сигналы, входящие в главную схему совпадения (МС) (счетчик пучка, годоскоп и детектор позитронов, который сам является схемой совпадения МСР и CsI) могут быть в раздельном порядке включены/выключены в соответствии

с требованиями измерения. Считывание осуществляется компьютером через шину данных SAMAC и GPM (FASTBUS). При измерении числа образующихся мюониев (M-режим) в триггер включаются ворота длиной 8 мкс, открываемые счетчиком пучка, сигнал от годоскопа и сигнал от MCP (без совпадений с сигналами от CsI). В режиме поиска спонтанной конверсии мюония в антимюоний (\bar{M} -режим) в триггер включаются сигналы от годоскопа и сигналы от совпадений MCP и CsI-калориметра.

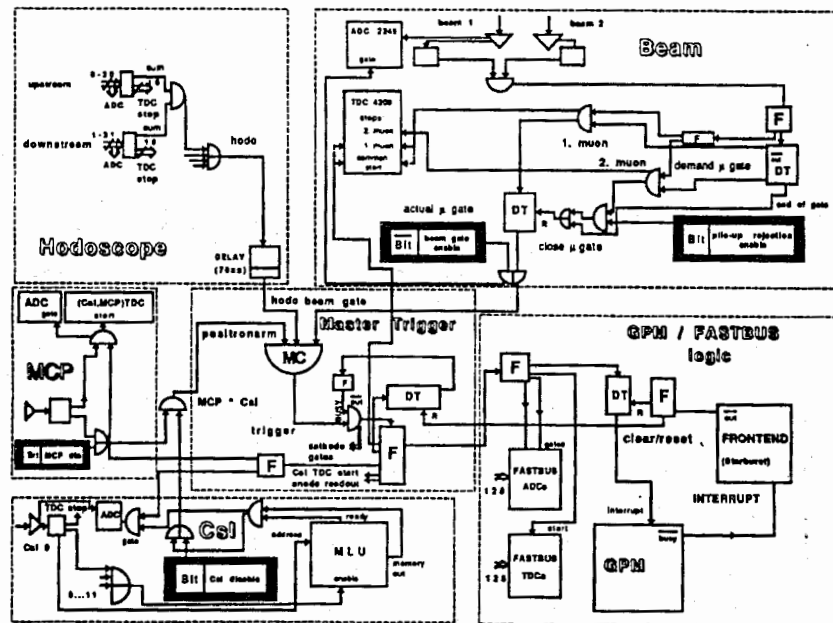


Рис. 11: Схема триггера и считывающей электроники.

Когда триггер работает в M-режиме, тогда все магнитные и электрические поля в детекторе меняются на обратные по отношению к нормальному M-режиму, потому что частицы, измеряемые в M-режиме, имеют обратный знак по сравнению с \bar{M} -режимом.

В \bar{M} -режиме частота триггера составляет около 1 гц. Обычно сеанс набора статистики продолжался ~ 4–5 часов (\bar{M} -режим) после чего проводился сеанс с продолжительностью 20-30 мин. (M-режим) для определения числа образующихся мюониев.

Анализирующей программой, используемой в эксперименте, является

Дисплей События, который графически показывает информацию, имеющуюся для одного, отдельно взятого события. На рис. 12 показано типичное фоновое событие.

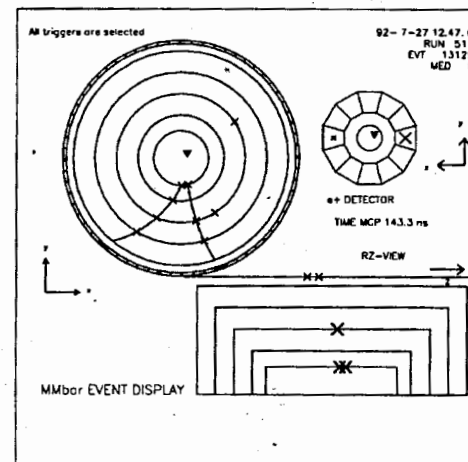


Рис. 12: Типичный вид события из сеанса \bar{M} .

Кандидаты на \bar{M} - события были отобраны по следующим критериям:

- В электронном спектрометре должен быть хотя бы один трек с отрицательным зарядом.
- TOF (Время пролета) атомного позитрона должно находиться в интервале между 80 и 140 нс (рис. 13).
- Анигиляция позитрона на MCP выражается в одном или двух сигналах в CsI кристаллах. Время сигнала относительно MCP должно быть во временном окне шириной 30 нс, а амплитуда сигналов в CsI находиться в пределах 0.1–1 Мэв.
- Радиальное расстояние от вершины до оси z должно быть менее 37 мм для того, чтобы отсеять распады из рамки мишени. Для z-координаты вершины была принята область в интервале ($2\sigma \leftrightarrow 52$ мм) от мишени к направлению пучка.

В результате в поисках распадов антимюония были отобраны 246 событий с одним отрицательным треком в SINDRUM, принимая во внимание те же требования, что и для отбора положительных треков в режиме мюония. Ни одно из этих событий не удовлетворило численным характеристикам

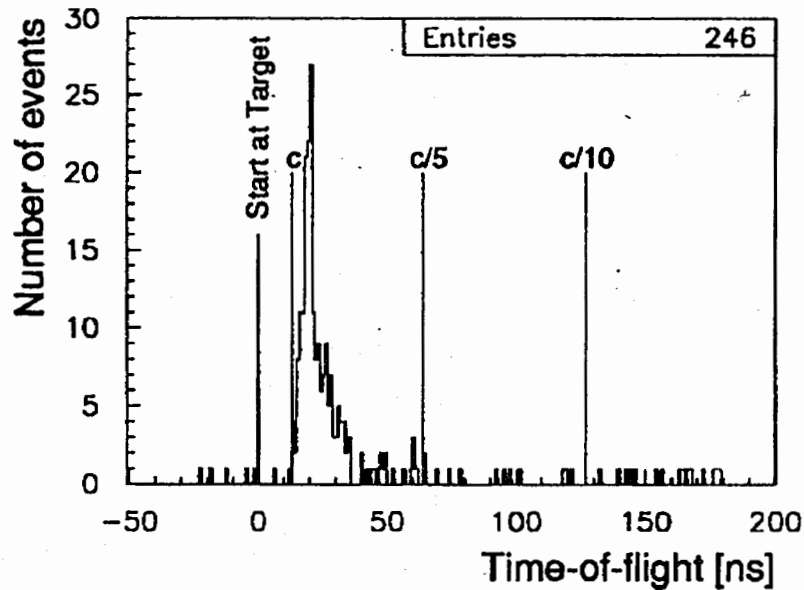


Рис. 13: Время пролётное распределение для событий с одним отрицательным треком в SINDRUM. Пик обусловлен Баба рассеянием быстрых позитронов и распадом $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu e^+ e^-$. Как показали измерения некоторых спектров треков при различных напряжениях позитронного ускорителя, ожидаемое время для распадов антимюония было распределено между 80 и 140 нс.

распада антимюония (см. рис. 14), обусловленным точностями измерения времени и координат частиц, а именно:

- время пролета позитрона, ($t_{TOF} - t_{expected} \leq 10$ нс)
- наименьшее сближение трека позитрона в спектрометре и проекции места попадания позитрона в MCP $|DCA| \leq 12$ мм)

Как видно из рис. 14, события, оставшиеся в ожидаемой области, не наблюдаются, что указывает на отсутствие антимюония. Получена верхняя граница для вероятности $M \rightarrow \bar{M}$ конверсии и константы связи:

$$P(\bar{M}) \leq 7.9 \cdot 10^{-9}, \quad G_{M\bar{M}} \leq 1.8 \times 10^{-2} G_F \quad (90\% C.L.).$$

В четвертой главе описывается эксперимент по поиску μ -e конверсии.

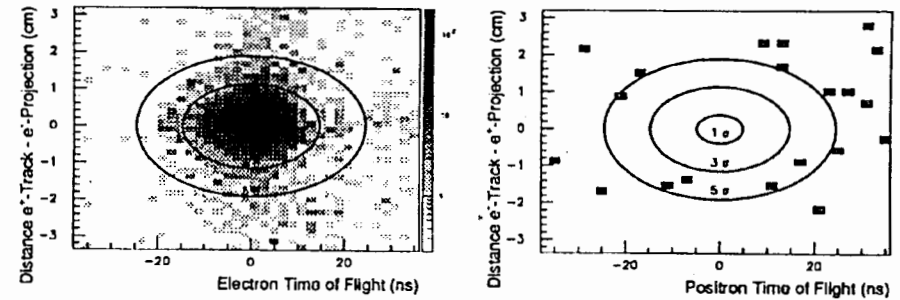


Рис. 14: На правом рис. показаны события соответствующие минимальным условиям антимюонного распада (на левом рисунке распад мюония). Время-пролетная координата была скорректирована таким образом, чтобы частицы с энергией, удовлетворяющей ускорительному напряжению, появлялись в 0 нс. На вертикальной координате показано наименьшее сближение трека позитрона и проекции положения атомного электрона (DCA).

Для поиска μ -e конверсии требуется детектирование одной частицы-электрона, который испускается с импульсом, равным кинематическому пределу ($p_e \approx m_\mu c$), где фон от распада мюонов на орбите очень мал. Детектирующая часть расположена внутри магнитного поля сверхпроводящего соленоида. Как видно из рис. 15, детектирующая часть установки SINDRUM II состоит из сцинтилляционного и черенковского годоскопов и двух цилиндрических дрейфовых камер DC1 и DC2. Из-за больших времён дрейфа (20 мксек) DC1 должна быть расположена на таком расстоянии от мишени, которое трудно достигаемо для Мишелевских электронов. В DC1 используется временная корреляция между сигналами стрипов и чувствительных проволочек, что позволяет восстановить треки с хорошим пространственным разрешением (0.4 мм FWHM).

DC2 используется для распознавания фона от космических лучей. Цилиндрический годоскоп состоит из 64 сцинтилляторных пластин, изготовленных из пластика BC408 и имеющих размер $1500 \times 33.75 \times 3.0$ мм³ каждая. Временное разрешение сцинтилляционного годоскопа составляет $0.47(\sigma)$ нсек, это соответствует разрешению по z в 7.1 см (σ).

Каждый из двух черенковских годоскопов состоит из 16 плексигласовых счётчиков. Каждый счётчик приклеен к плексигласовому световоду, который превращает трапециoidalное сечение в круглое. Каждый световод соединяется с 2^o-фотоумножителем (XP2020). Временное разрешение составляет 1.4 нсек (σ). На рис. 15 показана траектория электрона вы-

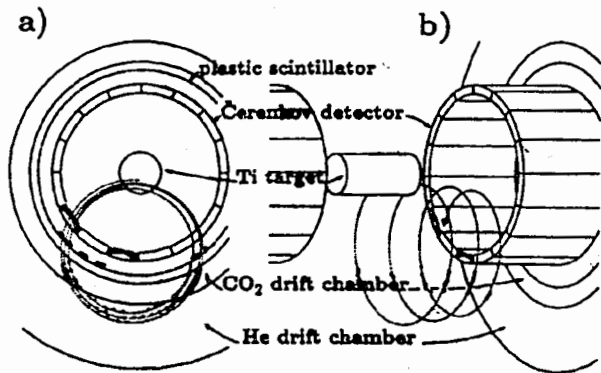


Рис. 15: Детектирующая часть установки SINDRUM II: а) в проекции x-y. б) в проекции z-y. Установка состоит из следующих частей: Ti- мишень, черенковский годоскоп, сцинтилляционный годоскоп, CO_2 - дрейфовая камера, He- дрейфовая камера.

ходящая из титановой мишени и делающая три оборота в детектирующей части установки SINDRUM II. Импульсное разрешение в установке SINDRUM II для позитронов с импульсом 69.6 МэВ/с, полученных от распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ без потери энергии в мишени, равно 0.43 МэВ/с (σ); а для электронов процесса $\mu^- \rightarrow e^-$ -конверсии -1 МэВ/с (σ). 86% электронов процесса $\mu^- \rightarrow e^-$ -конверсии должны попасть в импульсный интервал $\Delta p \in [98.5 \text{ МэВ/с}, 105.0 \text{ МэВ/с}]$.

На рис.16 показан импульсный спектр электронов, индуцированный мюонами пучка и полученный на конечном этапе обработки. На рис.16(а) показан импульсный спектр электронов в интервале [70 МэВ/с, 120 МэВ/с]. На рис.16(б) дана более детальная картина спектра в диапазоне [90 МэВ/с, 120 МэВ/с]. На рис.16(с) приведен спектр импульсов, полученный моделированием методом Монте-Карло. На рис.16(б) показаны события с $p < 98 \text{ МэВ/с}$, возникшие после распада мюона на орбите. Искажение спектра ниже 80 МэВ/с происходит за счёт уменьшения аксептанса спектрометра. Как показано на рис.16., в интервале Δp не наблюдалось ни одного события, а выше диапазона Δp присутствует только одно, которое может быть отнесено к космическому фону. Среди событий, зарегистрированных при работе установки без пучка, со временем работы 55% от времени экспозиции процесса $\mu^- \rightarrow e^-$ -конверсии, после обработки с ограничениями на космический фон, остались лишь 6 событий, попавших в диапазоне [70 МэВ/с, 120 МэВ/с], и только одно из них имеет импульс более 100 МэВ/с. Основы-

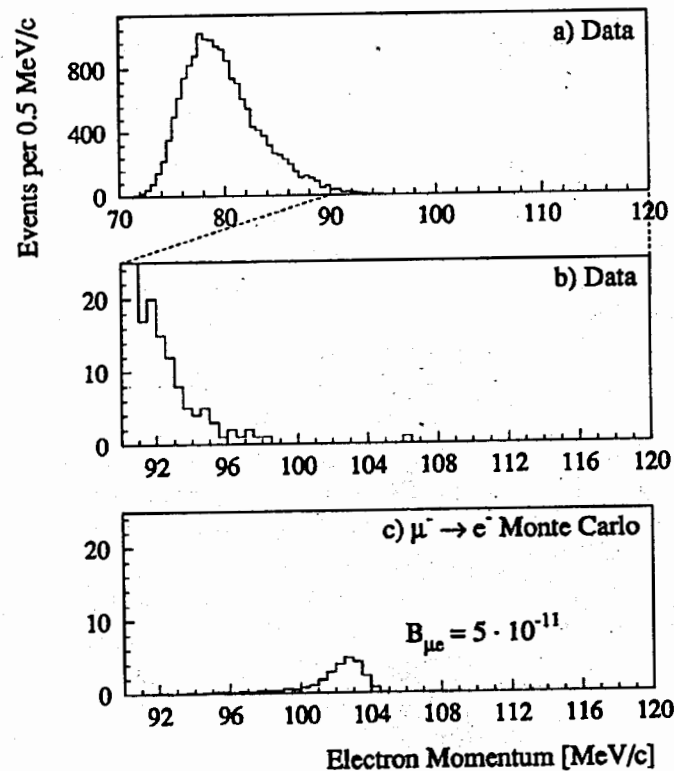


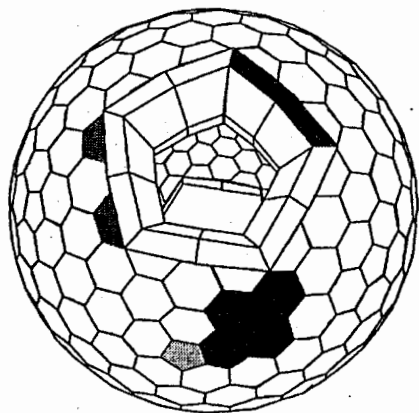
Рис. 16: Окончательный результат эксперимента по поиску $\mu^- \rightarrow e^-$ -конверсии. а) Спектр импульсов электронов. б) Картинка растянутого диапазона спектра импульсов от 90 МэВ/с до 120 МэВ/с. в) Импульсный спектр электронов для процесса $\mu^- \rightarrow e^-$ -конверсии, полученный по методу Монте-Карло в случае относительной вероятности $B_{\mu e} = 5 \cdot 10^{-11}$.

ваясь на этой информации, в интервале Δp могли бы ожидаться 0.6 ± 0.6 событий.

Суммарное число мюонов, остановившихся в мишени, $N_{\mu^{-stop}} = (4.23 \pm 0.32) \cdot 10^{12}$, акцептанс установки $A^{\mu e} = 0.376 \pm 0.022$ и суммарная эффективность $\epsilon_{tot}^{\mu e} = 0.386 \pm 0.032$. Так как никаких событий процесса $\mu^{-} \rightarrow e^{-}$ -конверсии не было найдено, то получено верхнее ограничение для относительной вероятности процесса $\mu^{-} \rightarrow e^{-}$ -конверсии относительно захвата мюона в титане

$$B_{\mu \rightarrow e} < 4.4 \times 10^{-12} \quad (90\% \text{ C.L.}).$$

В пятой главе приведено общее описание эксперимента RIBETA. Установка предназначена для улучшения точности измерения вероятности бета-распада пиона ($\pi^{+} \rightarrow \pi^{0} e^{+} \nu_e$) с 4% до 0.5%, что в свою очередь позволит сделать проверку гипотезы сохранения векторного тока и унитарности матрицы смешивания (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) на новом уровне. Дано подробное описание основных модулей сферического электромагнитного калориметра, созданного из чистых кристаллов CsI.



- 240 pure CsI crystals
- Length: 22 cm (12 FL)
- 9 different shapes:
 - 1 pentagonal type
 - 4 hexagonal types
 - 2 half-hexagons (Trapezoids)
 - 2 veto types

Рис. 17: Электромагнитный калориметр установки RIBETA. Он содержит 240 модулей, каждый из которых считается фотоумножителем. Краевые счетчики вето (20 штук) определяют границу открытой стороны. Между модулями имеется зазор в $200 \mu\text{m}$. Зазор заполнен оберточным материалом, в который завернут каждый из детекторов.

Эксперимент RIBETA основан на регистрации распадов покоящихся пионов. Интенсивный низкоэнергетический пучок $\pi^{+}(1-2 \times 10^6 \pi/\text{сек})$ оста-

навливается в активной мишени, сделанной из тонких сцинтилирующих волокон. Сигнатура $\pi\beta$ - распадов дается парой гамма квантов, возникших из π^{0} -распада и вылетающих в противоположных направлениях. Гамма кванты регистрируются в электромагнитном калориметре из чистого CsI. Калориметр имеет сферическую форму и составлен из усеченных неправильных шестиугольных и правильных пятиугольных пирамид (рис. 17). Высота модулей кристаллов CsI-22 см, или 12 радиационных длин. Внутренний радиус калориметра -26 см, а внешний -48 см. Информация, полученная в кристаллах, считается фотоумножителями с кварцевыми окнами. Позитроны от бета- распада пиона также регистрируются внутри активной мишени.

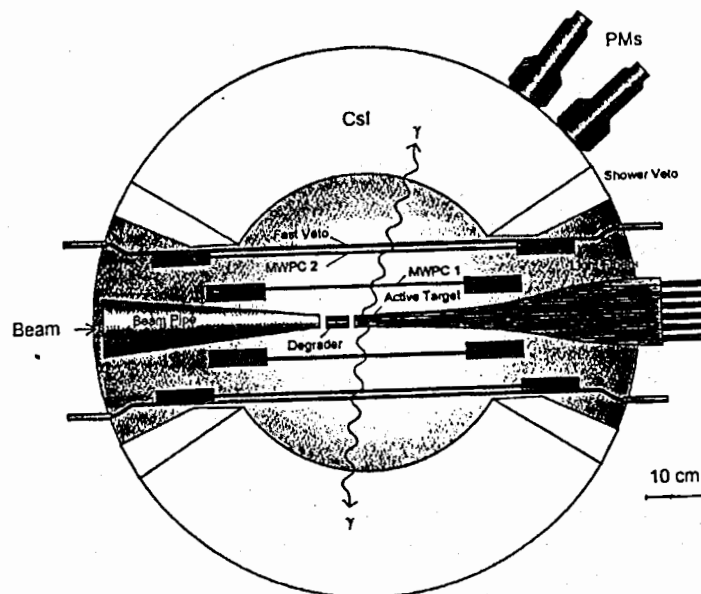


Рис. 18: Схематический вид установки RIBETA.

Экспериментальная установка рис. 18 содержит следующие основные компоненты:

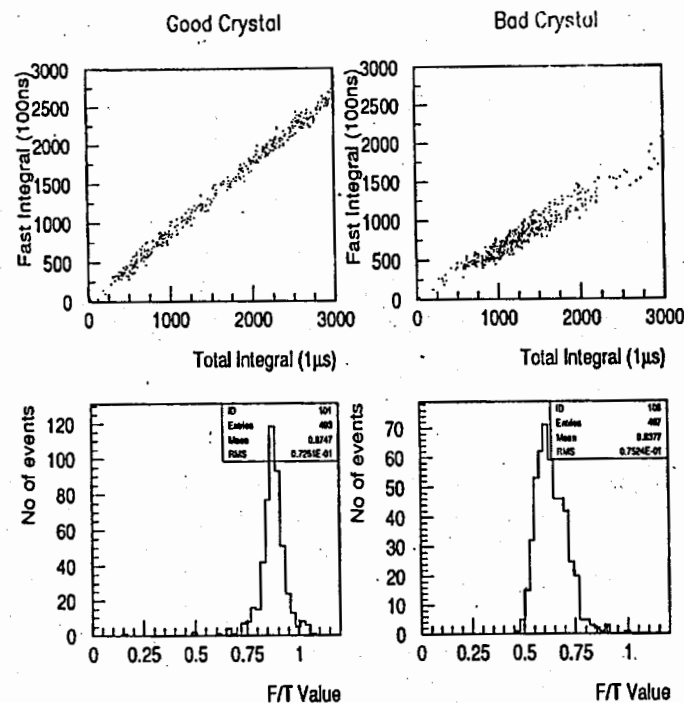
- Счетчики пучка, активный замедлитель и активную мишень для остановки пионов с целью разделения мюонных и позитронных примесей пучка.
- Две многопроволочные пропорциональные камеры (MWPC), окружающие активную мишень внутри калориметра, для регистрации заря-

женной частицы. MWPC способны определить координаты заряженной частицы с точностью лучше 1 мм и обеспечивают высокую степень подавления случайных совпадений спектра Мишеля.

- Сегментированный пластический счетчик антисовпадений (veto counter), окружающий MWPC внутри калориметра. Его назначение — эффективная идентификация событий, вызванных заряженной частицей.
- Высокосегментированный быстрый ливневый калориметр из кристаллов чистого CsI с высоким разрешением, с почти сферической геометрией, с двумя открытыми частями для входа пучка и считывания данных с внутренних детекторов, окружающих активную мишень. Его роль — детектирование двух гамма квантов от распада π^0 и позитрона от распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$.
- Счетчиков антисовпадений вокруг всей установки для устранения событий, вызванных космическими лучами.

Чистый CsI обладает важными преимуществами, которые диктуют его выбор в качестве материала для калориметра: он имеет меньшую радиационную длину, что означает, что объем калориметра для эксперимента пионного бета-распада меньше объема такого-же калориметра, сделанного из BaF_2 . Он имеет меньшую плотность, что приводит к меньшему весу калориметра. Чистый CsI имеет большую длину ядерного взаимодействия и, следовательно, будет меньше адронных взаимодействий в модулях калориметра.

Для детекторов электромагнитного калориметра одним из важных характеристик является отношение быстрой компоненты к общему световыходу Б/П. Для модулей калориметра установки RIBETA были получены рекордные рабочие характеристики Б/П $\approx (75 - 85)\%$ (см. рис. 19), неоднородность светосбора менее 3%, что обеспечивает высокую точность измерения. Для хорошего энергетического разрешения калориметра Б/П для каждого модуля должно быть 70% или выше (см. рис. 19). Размеры изготовленных модулей были выдержаны в пределах жестких допустимых погрешностей (координаты вершин: 300 мкм, углы соседних сторон: $\pm 0.25^\circ$, углы противоположных сторон: $\pm 0.008^\circ$) от теоретических размеров. Сборка секции калориметра из 12 CsI кристаллов была размещена на пучке позитронов с энергией 70 МэВ. Измеренное энергетическое разрешение $\sim 5\%$ (FWHM) хорошо совпадает с вычислением по Монте-Карло (см. рис. 20).



Comparison between a "good" and a "bad" pure CsI crystal

Рис. 19: Результаты анализа измерений Б/П характеристики двух разных кристаллов.

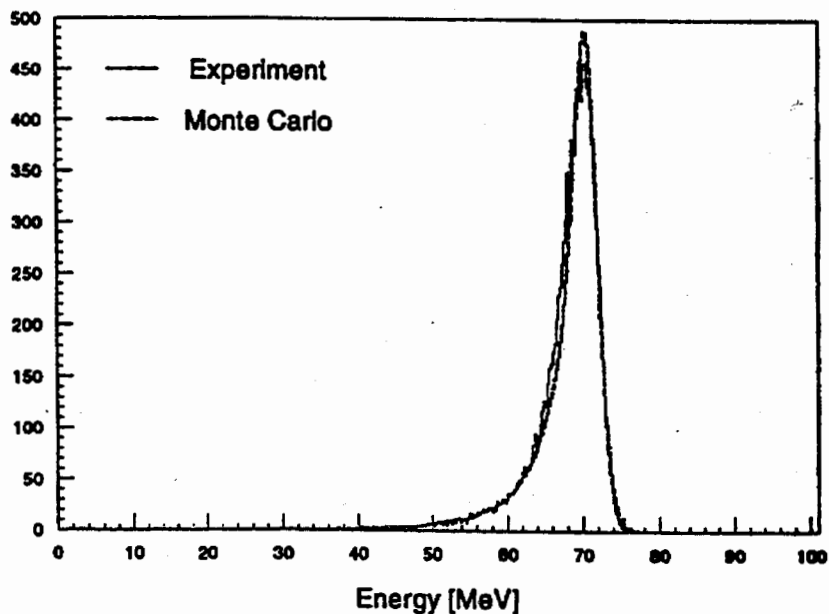


Рис. 20: Экспериментальный и промоделированный спектр e^+ с энергией 70 Мэв полученный на сборке из 12 кристаллов CsI

В заключении сформулированы основные результаты работы:

1. С участием автора разработан и создан впервые в мире цилиндрический спектрометр АРЕС для исследования редких распадов на мезонных фабриках. Для спектрометра АРЕС автором разработана и создана важная часть установки-цилиндрическая система сцинтилляционных счетчиков. Разработаны универсальные алгоритмы и программы моделирования и обработки экспериментальных данных на установках, имеющих цилиндрическую геометрию, позволяющие с достаточной точностью и гибкостью учитывать различную геометрию, потери энергии на ионизацию, многократное рассеяние частиц, вещество детекторов установки, логику запуска, переменное магнитное поле и матричный элемент регистрирующего процесса. Эти программы использовались в эксперименте по поиску редких распадов мюонов и пионов на установке АРЕС.

2. На установке АРЕС на основе статистики остановившихся в мишени $1,1 \cdot 10^{12}$ π^+ - мезонов получены важные экспериментальные результаты, а именно:
 - а) обнаружено 8 распадов $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ и вычислена парциальная вероятность этого распада за счет наличия структуры пиона $R = (4.6 \pm 1.6 \pm 0.7) \cdot 10^{-10}$.
 - б) измерена вероятность распада $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu e^+ e^-$. Зарегистрировано 44 распада $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu e^+ e^-$, что соответствует относительной вероятности $R = (3.1 \pm 0.5) \cdot 10^{-5}$, и согласуется с теоретической оценкой $R = 3.54 \cdot 10^{-5}$.
 - в) сделана оценка верхней границы относительной вероятности распада $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$ на уровне $R < 3.6 \cdot 10^{-11}$, что соответствует уровню мировых достижений.
3. На основании набранной в эксперименте $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ статистики автором получена верхняя граница относительной вероятности запрещенного законом сохранения лептонного числа распада $\pi^+ \rightarrow \mu^- e^+ e^+ \nu_\mu$ на уровне достоверности 90%

$$B\tau = \frac{\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^- + 2e^+ + \nu_\mu)}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu)} < 1.6 \cdot 10^{-6}.$$

Эта оценка $B\tau$ в 5 раз улучшает оценку, впервые сделанную ранее автором в Дубне и является единственной.

4. Рассчитана полная вероятность распада $R(\pi^+ \rightarrow \mu^+ e^+ e^- \nu_\mu) = W(\pi^+ \rightarrow \mu^+ e^+ e^- \nu_\mu) / W(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) \approx R_{IB} = 0.33 \cdot 10^{-6}$, промоделирован и предложен эксперимент по изучению этого распада на установке АРЕС.
5. Детально исследованы сцинтилляционные свойства и рабочие характеристики кристаллов чистого CsI больших размеров. Из кристаллов чистого CsI автором впервые создан электромагнитный калориметр с большим аксептансом, с помощью которого идентифицируется аннигиляция атомных позитронов от распадов антимюония. Изучены его рабочие характеристики. В составе коллаборации автором создана экспериментальная установка для исследований запрещенных законом сохранения лептонного числа переходов мюония в антимюоний ($M - \bar{M}$). Калориметр является основной частью установки $M\bar{M}$.
6. Проведены измерения вероятности перехода мюония в антимюоний ($M - \bar{M}$). После обработки полученных данных вычислены верхние

границы для вероятности конверсии и константы связи:

$$P_{M\bar{M}} < 7.9 \cdot 10^{-9} \quad (90\% \text{ C.L.})$$

$$G_{M\bar{M}} < 1.8 \cdot 10^{-2} G_F \quad (90\% \text{ C.L.})$$

Это ограничение для вероятности перехода мюония в антимюоний ($M - \bar{M}$) в ~ 50 раз превосходит лучшее в мире.

7. При участии автора создана установка SINDRUM-II, предназначенная для поиска процесса μ -е конверсии. Автором разработана и создана годоскопическая система сцинтилляционных счетчиков для установки SINDRUM-II. На установке SINDRUM II в настоящее время сделана наилучшая оценка верхней границы вероятности безнейтринной μ -е конверсии $B_{\mu-e} < 4.4 \times 10^{-12}$ (90% C.L.).

8. В массовом производстве освоена технология получения кристаллов чистого CsI с гарантированными параметрами. Модули электромагнитного калориметра (240 штук) установки PIBETA, созданные автором, имеют рекордные рабочие характеристики: отношение световых выходов быстрой компоненты к полному, Б/П $\approx (75 - 85)\%$, неоднородность сбора света менее 3%. Автор является участником инициативных проектов установок предназначенных для работы с большими интенсивностями ($\sim 10^7 \text{ c}^{-1}$). Это установки: $M\bar{M}$ (R-89-06.1, PSI, 1989), PIBETA (R-89-01, PSI, 1992), КТэв (Каоны at the TeVatron, collaboration at Fermilab, FERMILAB-94/418), ЕТА (LNS-284), представляющие собою новое направление в методике эксперимента. По предложению автора калориметрия электромагнитных ливней в этих установках осуществляется с помощью кристаллов чистого CsI. Причем в этих установках кристаллы чистого CsI являются основной частью детектора.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Abela R., Bagaturia J., Bertl W., Braun B., Folger H., Jungmann K., Mzavia D., Putlitz zu G., Renker D., Sakhelashvili., Schmidt P.V., Willmann L., Zhang L., *An efficient position sensitive detector for 3-30 Kev positrons and electrons. HD-PY 96/01, D-6900 Universitat Heidelberg, Germany, 1996, NIM A 376 p.139-145, 1996.*
2. Abela R., Badertscher A., Bertl W., Egger J., Engfer R., Gahwyler D., Grossmann-Handshin M., Grote K.D., Hawelka P., Hermes E., Herold

W.D., Hofmann J., Kaspar H., Kozlowski T., Krause B., Lordong N., Martino J., Mchedlishvili A., Muheim F., Mzavia D., Otter G., Petitjean C., Playfer S.M., Pruys H., Renker D., Salzmann M., Seeliger R., Simons L., van der Schaaf A., Vermeulen D., Walter H.K., Zurashvili W., *Search for $\mu \rightarrow e$ Conversion With SINDRUM II. PSI Nuclear and Particle Physics Newsletter. PSI-1988, p.18.*

3. R. Abela, J. Bagaturia, W. Bertl, D. Mzavia et al. *Searching for the Rare Process of Muonium to Antimuonium Conversion at PSI. HD-PY 93/03, Heidelberg (Germany), 1993/ Proceeding of the International Workshop on Low Energy Muon Scince LEMS'93, M. Leon (ed.), p. 49 (1994).*
4. Abela R., Bagaturia J., Bertl W., Braun B., Ciskovski D., Dzhordzhadze W., Eggli S., Engfer R., Fischer B., Weikersthal V., Gabrysch M., Hermes E.A., Hughes V.W., Jungman K., Kampman D., Karpuchin V., Katzy J., Kaulard J., Kisel I., Klaas A., Korenchenko S., Kozlovski T., Kuchinsky N., Leuschner A., Maas F., Mattias B.E., Menz R., Mzavia D., Nekrasov K., Otter G., Prokscha T., Pruys H.S., Putlitz zu G., Reichart W., Reinhard I., Renker D., Schwarz W., Schmidt P., Sakhelashvili T., Seeliger R., Springer M., Walter H.K., Zhang L., Zhuravlev N., *Searching for Spontaneous Conversion of Muonium to Antimuonium. PSI Nuclear and Partile Physics Newsletter, 1993,2,37.*
5. Assamagan K.A., Bagaturia Yu., Baranov V.A., Bronnimann Ch., Bruch S., Daum M., Day D., Deiters K., Frliz E., Frosch R., Hajdas W., Karpukhin V.V., Khomutov N.V., Kisel I.V., Korenchenko A.S., Korenchenko S.M., Kozlowski T., Kuchinsky N.A., Kravchuk N.P., Lawrence D., Marshall R.M., McCarthy J.S., Minehart R.C., Moiseenko A.S., Mzavia D.A., Norum B.E., Petkovic T., Pocanic D., Renker D., Ritchie B.G., Ritt S., Rondon-Aramayo O.A., Sakhelashvili T., Slaus I., Smith L.S., Stephens W.A., Supek I., Tsamalaizze Z., Wigger C., Wright B.K., Ziock K.O.H., *A precise Measurement of the $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ \nu_e$ Decay Rate. R-89-01, Arizona-Dubna-PSI-Tbilisi-Virginia-Zagreb-Zurich PSI Nuclear and Partile Physics Newsletter, 1993,2,35.*
6. Abela R., Bagaturia J., Bertl W., Braun B., Ciskovski D., Dzhordzhadze W., Hermes E.A., Engfer R., Grobmann A., Hughes V.W., Jungman K., Kampman D., Karpuchin V., Katzy J., Kaulard J., Kisel I., Klaas A., Korenchenko S., Kozlovski T., Kuchinsky N., Maas F., Mattias B.E., Menz R., Mzavia D., Nekrasov K., Otter G., Prokscha T., Pruys H.S., Putlitz zu G., Reichart W., Reinhard I., Renker D., Schwarz W., Sakhelashvili T., Seeliger R., Springer M., Walter H.K., Zhang L., Zhuravlev N,

Search for Spontaneous Conversion of Muonium to Antimuonium. (R 89-06). PSI Nuclear and Partile Physics Newsletter, 1994, 1, 21

7. Abela R., Bagaturia J., Bertl W., Braun B., Ciskovski D., Dzhordzhadze W., Hermes E.A., Engfer R., Grobmann A., Hughes V.W., Jungman K., Kampman D., Karpuchin V., Katzy J., Kaulard J., Kisel I., Klaas A., Korenchenko S., Kozlovski T., Kuchinsky N., Maas F., Mattias B.E., Menz R., Mzavia D., Nekrasov K., Otter G., Prokscha T., Pruiys H.S., Putlitz zu G., Reichart W., Reinhard I., Renker D., Schwarz W., Sakhelashvili T., Seeliger R., Springer M., Walter H.K., Zhang L., Zhuravlev N., *A sensitive search for Muonium-Antimuonium Oscillation.* Proceedings 5th conference on the Intersections of Particle and Nuclear Physics, AIP Conf.Proc.338, 793 1995.
8. Abela R., Bagaturia J., Bertl W., Engfer R., Fisvher von Weikersthal B., Gabrish A., Grossmann A., Gottvald U., Hughes V.W., Jungman K., Kampman D., Karpuchin V., Kisel I., Klaas A., Korenchenko S., Kuchinsky N., Leuschner A., Maas F., Mattias B.E., Menz R., Meyer V., Mzavia D., Otter G., Prokscha T., Pruiys H.S., Putlitz zu G., Reichart W., Reinhard I., Renker D., Sakhelashvili T., Schmidt P.V., Seeliger R., Walter H.K., Willmann L., Zhang L., *Testing lepton number conservation by searching for Muonium-Antimuonium to Antimuonium Oscillations.* 23th International Symposium on Nuclear and Particle Physics with Meson Beams in the 1 GeV/c Region. Tokyo, p.137, 1995.
9. Abela R., Bagaturia J., Bertl W., Engfer R., Fischer von Weikersthal B., Gabrish A., Gottvald U., Grobmann A., Hughes V.W., Jungman K., Kampman D., Karpuchin V., Kisel I., Korenchenko S., Kuchinsky N., Leuschner A., Mattias B.E., Menz R., Meyer V., Mzavia D., Otter G., Prokscha T., Pruiys H.S., Putlitz zu G., Reichart W., Reinhard I., Renker D., Sakhelashvili T., Schmidt P.V., Seeliger R., Walter H.K., Willmann L., Zhang L., *Searching for Muonium-Antimuonium Oscillations.* Proceedings of the IV International Symposium on Weak and Elektromagnetic Interactions in Nuclei, Osaka, Japan, p.117, 1995.
10. Баранов В.А., Ванко Ю., Евтухович П.Г., Зязюля Ф.Е., Коренченко А.С., Коренченко С.М., Костин Б.Ф., Кравчук Н.П., Кучинский Н.А., Мжавия Д.А., Моисеенко А.С., Некрасов К.Г., Смирнов В.С., Филиппов А.И., Хомутов Н.В. *Системы запуска и съема информации спектрометра АРЕС.* – В сб.: XII Международный симпозиум по ядерной электронике. Д13-85-793, Дубна, ОИЯИ, 1985, с.310.

11. Baranov V.A., Evtukhovich P.G., Filippov A.I., Fursov A.P., Korenchenko A.S., Korenchenko S.M., Kostin B.F., Kravchuk N.P., Khomutov N.V., Kuchinsky N.A., Moiseenko A.S., Mzhavia D.A., Nekrasov K.G., Povinec P., Smirnov V.S., Vanko J., Zyazyulya F.E., *ARES spectrometer.* – NIM, 1986, v.B17, p.438.
12. Baranov V.A., Chernyavski N.N., Evtukhovich P.G., Filippov A.I., Fursov A.P., Glazov A.A., Kisel I.V., Korenchenko A.S., Korenchenko S.M., Kostin B.F., Kravchuk N.P., Khomutov N.V., Kuchinsky N.A., Moiseenko A.S., Mzhavia D.A., Nekrasov K.G., Povinec P., Szarka J., Smirnov V.S., Tsamalaidze Z.B., Vanko J., Yakovlev S.I., Zyazyulya F.E., *ARES - a spectrometer for the investigation of rare particle decays and rare nuclear processes* – NIM, 1994, v.A346, p.496.
13. Баранов В.А., Евтухович П.Г., Коренченко С.М., Мжавия Д.А., Смирнов В.С., Цамалаидзе З.Б., *Изготовление и исследование цилиндрических сцинтилляционных счетчиков спектрометра АРЕС.* – ПТЭ, 1987, т.6., с.40.
14. Баранов В.А., Кисель И.В., Коренченко С.М., Кучинский Н.А., Мжавия Д.А., Цамалаидзе З.Б., *О распаде $\pi^+ \rightarrow \mu^- + 2e^+ + \nu$.* – Ядерная физика, 1991, т.54, с.1298.
15. Baranov V.A., Chernyavski N.N., Evtukhovich P.G., Filippov A.I., Fursov A.P., Glazov A.A., Kisel I.V., Korenchenko A.S., Korenchenko S.M., Kostin B.F., Kravchuk N.P., Khomutov N.V., Kuchinsky N.A., Moiseenko A.S., Mzhavia D.A., Nekrasov K.G., Povinec P., Szarka J., Smirnov V.S., Tsamalaidze Z.B., Vanko J., Yakovlev S.I., Zyazyulya F.E., *Search for $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$ decay* – J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 17(1991) s57.
16. Баранов В.А., Глазов А.А., Кисель И.В., Коренченко А.С., Коренченко С.М., Кравчук Н.П., Кучинский Н.А., Моисеенко А.С., Некрасов К.Г., Смирнов В.С., Филиппов А.И., Фурсов А.П., Хомутов Н.В., Чернявский Н.Н., Яковлев С.И., Евтухович П.Г., Зязюля Ф.Е., Мжавия Д.А., Цамалаидзе З.Б., Ванко Ю., Повинец П., Сарка Я., *Изучение распада $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e e^+e^-$.* – Ядерная физика, 1991, т.55, с.2940.
17. Баранов В.А., Коренченко С.М., Костин Б.Ф., Кравчук Н.П., Кучинский Н.А., Мжавия Д.А., Цамалаидзе З.Б., *О распаде $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + e^+ + e^- + \nu_\mu$* – Сообщение ОИЯИ, Р1-92-131, Дубна, 1992.

18. Евтухович П.Г., Коренченко С.М., Кучинский Н.А., Мжавия Д.А. *Алгоритм быстрой фильтрации информации в эксперименте по поиску распада $\mu \rightarrow 3e$ на спектрометре АРЕС*. – Сообщение ОИЯИ, P10-85-383, Дубна, 1992.
19. Amaglobeli N.S., Mitselmaher G.B., Mzhavia D.A., *Search for lepton number violation in π , μ and τ decays* Proceeding of the XXVI-th rencontre de Moriond, les Arcs, Savoie, France, p.335, 1991.
20. Abela R., Bagaturia J., Bertl W., Engfer R., Fisvher von Weikersthal B., Gabrisch M., Gottwald U., Grobmann A., Hughes V.W., Jungman K., Kampman D., Karpuchin V., Kisel I., Klaas A., Korenchenko S., Kuchinsky N., Leuschner A., Mattias B.E., Menz R., Meyer V., Mzavia D., Otter G., Prokscha T., Pruys H.S., Putlitz zu G., Reichart W., Reinhard I., Renker D., Sakhelashvili T., Schmidt P.V., Seeliger R., Walter H.K., Willmann L., Zhang L., *Search for Spontaneous Conversion of Muonium to Antimuonium*. (R 89-06). PSI Nuclear and Partile Physics Newsletter, 1995, 1, 13
21. Assamagan K.A., Bagaturia Yu., Baranov V.A., Bronnimann Ch., Bruch S., Daum M., Day D., Deiters K., Frlez E., Frosch R., Hajdas W., Karpukhin V.V., Khomutov N.V., Kisel I.V., Korenchenko A.S., Korenchenko S.M., Kozlowski T., Kuchinsky N.A., Kravchuk N.P., Lawrence D., Marshall R.M., McCarthy J.S., Minehart R.C., Moiseenko A.S., Mzavia D.A., Norum B.E., Petkovic T., Pocanic D., Renker D., Ritchie B.G., Ritt S., Rondon-Aramayo O.A., Sakhelashvili T., Slaus I., Smith L.S., Stephens W.A., Supek I., Tsamalaidze Z., Wigger C., Wright B.K., Ziock K.O.H., *A precise Measurement of the $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ \nu_e$ Decay Rate*. R-89-01, Arizona-Dubna-PSI-Tbilisi-Virginia-Zagreb-Zurich PSI Nuclear and Partile Physics Newsletter, 1994,2,15
22. Abela R., Bagaturia J., Bertl W., Engfer R., Fischer von Weikersthal B., Grobmann A., Hughes V.W., Jungman K., Kampman D., Karpuchin V., Kisel I., Klaas A., Korenchenko S., Kuchinsky N., Leuschner A., Mattias B.E., Menz R., Meyer V., Mzavia D., Otter G., Prokscha T., Pruys H.S., Putlitz zu G., Reichart W., Reinhard I., Renker D., Sakhelashvili T., Schmidt P.V., Seeliger R., Walter H.K., Willmann L., Zhang L., *Improved Upper Limit on Muonium to Antimuonium Conversion*, *Phys.Rev.Lett.*, v.77,N.10,p.1950, 1996

Рукопись поступила в издательский отдел
30 декабря 1996 года.