

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

ДЖИЛКИБАЕВ
Рашид Максудович

РАЗРАБОТКА ИСТОЧНИКА МЮОНОВ И
ДЕТЕКТОРНОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ПОИСКА
РЕДКИХ МЮОННЫХ ПРОЦЕССОВ

01.04.01 - приборы и методы экспериментальной физики

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва 2013

Работа выполнена в Отделе экспериментальной физики, Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерных исследований Российской академии наук

Официальные оппоненты:

БУДАГОВ Юлиан Арамович доктор физико-математических наук, профессор, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, главный научный сотрудник

НЕДОРЕЗОВ Владимир Георгиевич доктор физико-математических наук, профессор, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, заведующий лабораторией

СМИРНОВА Лидия Николаевна доктор физико-математических наук, профессор, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, профессор

Ведущая организация: Государственный научный центр Российской Федерации "Институт физики высоких энергий г. Протвино Московской обл.

Защита диссертации состоится «___» _____ 2013 г. в ___ часов на заседании Диссертационного совета Д 002.119.01 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Института ядерных исследований Российской академии наук по адресу: 117312 Москва, Проспект 60-летия Октября 7а.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерных исследований Российской академии наук

Автореферат разослан «___» _____ 2013 г.

Ученый секретарь Диссертационного совета

кандидат физико-математических наук

Б.А. Тулупов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы диссертации

Увеличение интенсивности источника мюонов на несколько порядков даст мощный стимул к повышению точности экспериментов по поиску редких мюонных процессов: $\mu^- A \rightarrow e^- A$, $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$ и $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$, идущих с несохранением электронного и мюонного квантовых чисел. Обнаружение связи между семействами лептонов будет свидетельством существования принципиально новых физических явлений вне рамок Стандартной модели. Повышение точности экспериментов, несомненно, даст уникальную информацию о новых фундаментальных взаимодействиях элементарных частиц, происходящих на малых расстояниях. Обнаружение несохранения лептонных чисел будет иметь важное значение и для космологии.

Совокупность существующих экспериментальных данных, полученных в физике элементарных частиц, успешно описывается Стандартной моделью, включающей в себя теорию электрослабых взаимодействий и квантовую хромодинамику - современную теорию сильных взаимодействий. В то же время, не вызывает сомнений, что Стандартная модель не является окончательной теорией всех фундаментальных взаимодействий. Для преодоления внутренних проблем Стандартной модели был предложен целый ряд ее расширений, таких как суперсимметричные теории, теории великого объединения, расширенный техницвет, составные модели.

Поиск явлений и процессов, выходящих за пределы Стандартной модели, представляет собой одну из главных задач современной физики. Поиск возможен как в экспериментах ATLAS и CMS на коллайдерах с максимально доступной энергией (LHC, Tevatron), так и в прецизионных экспериментах, осуществляемых при относительно низких энергиях. При этом два указанных класса экспериментов дают взаимно дополняющую информацию. Важнейшей проблемой, стоящей перед прецизионными экспериментами, является обнаружение процессов, идущих с нарушением закона сохранения лептонных квантовых чисел. В то время, как Стандартная модель не содержит в себе

механизмов нарушения электронного, мюонного и тау-лептонного чисел, они естественным образом возникают практически во всех теориях, расширяющих Стандартную модель.

Наибольший прогресс достигнут в экспериментальном исследовании редких мюонных процессов, идущих с несохранением электронного и мюонного квантовых чисел.

В ближайшие несколько лет ожидаются первые результаты на установках ATLAS и CMS ускорителя LHC CERN по поиску тяжелых $SUSY$ - частиц вне рамок Стандартной модели. В случае, если энергия LHC окажется не достаточной для рождения $SUSY$ - частиц, поиск редких мюонных процессов на новом уровне будет уникальной возможностью получить сведения о новой физике. Даже в случае обнаружения $SUSY$ - частиц поиск редких мюонных процессов может дать существенно новые результаты, поскольку имеет значительно больший уровень чувствительности по шкале масс новых частиц, вовлеченных в эти взаимодействия.

Повышение уровня чувствительности эксперимента на несколько порядков в поиске редких мюонных процессов: $\mu \rightarrow e$ конверсия, $\mu \rightarrow e + \gamma$ и $\mu \rightarrow 3e$ может привести к обнаружению новых взаимодействий, порождаемых новыми тяжелыми частицами с массами $\simeq 1000$ ТэВ, которые невозможно получить в ближайшем будущем на ускорителях. Современная теория элементарных частиц не может предсказать процесс, наиболее чувствительный к поиску нарушения лептонного числа. Поиск трех редких мюонных процессов на базе одной установки повышает вероятность открытия новых физических явлений, связанных с нарушением лептонного числа.

В диссертации предлагается новый подход к поиску трех редких мюонных процессов с нарушением лептонного числа: $\mu \rightarrow e$ конверсия, $\mu \rightarrow 3e$ и $\mu \rightarrow e + \gamma$, на базе одной экспериментальной установки, позволяющий повысить уровень чувствительности эксперимента в 10^5 , 300 и 100 соответственно по сравнению с существующим экспериментальным уровнем.

Цель работы

- Разработка сверхинтенсивного источника отрицательных и положительных мюонов на основе открытой магнитной ловушки.
- Разработка метода поиска редких мюонных процессов с нарушением лептонного числа $\mu \rightarrow e$ конверсия, $\mu \rightarrow e + \gamma$ и $\mu \rightarrow 3e$, основанного на использовании импульсного мюонного источника и магнитной системы установки с неоднородным полем.
- Разработка детектирующей системы, позволяющей исследовать процессы $\mu \rightarrow e$ конверсия, $\mu \rightarrow e + \gamma$ и $\mu \rightarrow 3e$ на одной экспериментальной установке с одним общим набором модулей координатного детектора и калориметра.
- Исследование разработанного прототипа быстрого калориметра электронов в области низких энергий (50-100 МэВ) на основе сцинтилляционных кристаллов PWO и лавинных фотодиодов большой площади (LAPD).
- Изучение разработанного прототипа трековой системы на основе дрейфовой камеры, работающей в сильном (10 кГс) поперечном магнитном поле.
- Создание метода отбора и реконструкции импульсов низко-энергичных (30-100 МэВ/с) электронов с высокой точностью $\sigma_p/p \sim 10^{-3}$ в магнитном спектрометре в условиях сверхвысокой интенсивности остановок мюонов ($10^{11} \mu/c$) в мишени.
- Детальный анализ различных фоновых процессов в трекаре и калориметре, которые определяют достижимый уровень эксперимента при поиске процессов $\mu \rightarrow e$ конверсия, $\mu \rightarrow e + \gamma$ и $\mu \rightarrow 3e$.

Научная новизна

- Разработан новый метод получения сверхинтенсивного источника мюонов, на основе открытой магнитной ловушки, с интенсивностью $\sim 10^{11} \mu^-/c$, превышающей в тысячу раз интенсивность существующих мюонных пучков.

- Создан новый метод поиска редких мюонных процессов $\mu \rightarrow e$ конверсия, $\mu \rightarrow e + \gamma$ и $\mu \rightarrow 3e$, основанный на использовании импульсного мюонного источника и магнитной системы установки с неоднородным полем, позволяющий повысить уровень чувствительности эксперимента в 10^5 , 100 и 300, соответственно, по сравнению с существующим экспериментальным уровнем.
- Получены новые данные позволяющие создать быстрый калориметр электронов в области низких энергий ~ 100 МэВ на основе сцинтилляционных кристаллов PWO и лавинных фотодиодов большой площади (LAPD).
- Измерены новые данные о вероятности образования δ -электронов и эффекте дрейфа электронов ионизации в дрейфовой камере, работающей в сильном (10 кГс) поперечном магнитном поле.
- Создан новый метод на основе Кальман фильтра для отбора и реконструкции импульсов низко-энергичных (20-100 МэВ/с) электронов с высокой точностью $\sigma_p/p \sim 10^{-3}$ в магнитном спектрометре в условиях высокого фона при поиске редких мюонных процессов: $\mu \rightarrow e$ конверсии, $\mu \rightarrow e + \gamma$ и $\mu \rightarrow 3e$.

Практическая ценность работы

1. Новый метод создания сверхинтенсивного источника мюонов на основе открытой магнитной ловушки, позволяющий увеличить интенсивность источника до $\sim 10^{11} \mu^-/с$ использован в эксперименте Mu2e (E973), принятого к постановке на ускорителе FNAL (Чикаго, США) в 2009 году, проекте эксперимента COMET (КЕК, Япония) и проекте ускорителя $\mu^+ \mu^-$ - collider.
2. Новый метод поиска процесса $\mu \rightarrow e$ конверсия, позволяющего увеличить чувствительность эксперимента в 10^5 раз, использован в эксперименте Mu2e (E973).

3. Результаты измерений с прототипом калориметра на основе сцинтилляционных кристаллов PWO и лавинных фотодиодов большой площади (LAPD) могут быть использованы для создания быстрого калориметра электронов с энергетическим разрешением $\sigma_E/E = 1\% / \sqrt{E}$ в области низких энергий 50-100 МэВ.
4. Результаты измерений с прототипами дрейфовой камеры могут быть использованы для создания спектрометра с импульсным разрешением $\sigma_p/p \sim 0.1\%$ в области низких энергий 20-100 МэВ.
5. Новый метод на основе Кальман фильтра может быть использован для отбора и реконструкции импульсов низко-энергичных (20-100 МэВ/с) электронов с высокой точностью $\sigma_p/p \sim 10^{-3}$ в магнитном спектрометре в условиях высокого фона при поиске редких мюонных процессов: $\mu \rightarrow e$ конверсии, $\mu \rightarrow e + \gamma$ и $\mu \rightarrow 3e$.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Новый метод создания сверхинтенсивного источника отрицательных и положительных мюонов на основе открытой магнитной ловушки, обусловленной неоднородным магнитным полем. С интенсивностью источника мюонов $\sim 10^{11} \mu^-/с$, превышающей в тысячу раз интенсивность существующих мюонных пучков.
2. Новый метод поиска редких мюонных процессов $\mu \rightarrow e$ конверсия, $\mu \rightarrow e + \gamma$ и $\mu \rightarrow 3e$, основанный на использовании импульсного мюонного источника и магнитной системы установки с неоднородным полем, позволяющий повысить уровень чувствительность эксперимента на несколько порядков ($10^2 \div 10^5$).
3. Результаты измерений прототипа калориметра электронов в области низких энергий (50-100 МэВ) на основе сцинтилляционных кристаллов PWO и лавинных фотодиодов большой площади (LAPD). Исследованы основные свойства детектора: энергетическое разрешение $\sigma_E/E = 1\% / \sqrt{E}$ и зависимость времени высвечивания кристалла от температуры.

4. Результаты измерений вероятности образования δ - электронов и эффекта дрейфа электронов ионизации в дрейфовой камере, работающей в сильном (10 кГс) поперечном магнитном поле. Учет эффекта дрейфа позволяет получить координатное разрешение ~ 150 мкм такое же, как и без магнитного поля.
5. Новый метод на основе Кальман фильтра для отбора и реконструкции импульсов низко-энергичных (20-100 МэВ/с) электронов с высокой точностью $\sigma_p/p \sim 10^{-3}$ в магнитном спектрометре в условиях высокого фона при поиске редких мюонных процессов: $\mu \rightarrow e$ конверсии, $\mu \rightarrow e + \gamma$ и $\mu \rightarrow 3e$. Особенностью метода является реконструкция событий по малой части измеренной траектории электронов, что позволяет работать при сверхвысокой интенсивности остановок мюонов ($10^{11} \mu/c$) в мишени.

Апробация работы и публикации

Изложенные в диссертации материалы докладывались автором на научных семинарах ИЯИ РАН; на V всесоюзном семинаре "Программа экспериментальных исследований на ММФ ИЯИ" (Звенигород, 1987); на международном семинаре по физике промежуточных энергий (Москва, 1989); на международном совещании "9th Advanced ICFA Beam Dynamics Workshop" (Mountauk, США, 1995); на международном семинаре "Physics at the First Muon Collider and at the Front End of a Muon Collider" (Batavia, США, 1998);

Экспериментальные, теоретические и методические исследования, положенные в основу диссертации, выполнены в 1987 - 2010 гг. и опубликованы в авторитетных отечественных и международных научных журналах, трудах конференций. Основные результаты диссертации опубликованы в работах [1-16], включая 7 статей в рецензируемых журналах.

Личный вклад автора

Диссертация написана на основе завершенных научных работ, выполненных автором в Отделе экспериментальной физики ИЯИ (Москва) и Нью-Йоркском университете (New York) в 1987 - 2010 гг. Во всех работах автором

сделан основной вклад включающий: постановку задачи, разработку методики и программных средств, подготовку к публикации.

Структура и объем диссертации

Диссертация объемом 236 страниц состоит из введения, семи глав и заключения. Она содержит 102 рисунок и 29 таблиц. Список цитируемой литературы включает в себя 193 наименования.

Содержание диссертации

Во введении обосновывается актуальность и формулируется цель исследований, объясняются научная новизна и научно-практическая значимость работы. Кроме этого здесь описана структура данной диссертации, приведены публикации, составившие ее основу.

Первая глава содержит описание нового метода создания сверхинтенсивного импульсного источника отрицательных и положительных мюонов, на основе открытой магнитной ловушки. При этом интенсивность источника отрицательных мюонов увеличивается в тысячу раз, по сравнению с существующим в настоящее время пучком мюонов с интенсивностью $10^8 \mu^- / s$, до величины равной $2 \cdot 10^{11} \mu^- / s$. Интенсивность источника положительных мюонов увеличивается в 5 раз, по сравнению с существующим в настоящее время пучком мюонов с интенсивностью $10^8 \mu^+ / s$, до величины равной $5 \cdot 10^8 \mu^+ / s$, которая ограничивается уровнем фона случайных совпадений. Временная структура источника мюонов, связанная с импульсным характером протонного пучка, позволяет подавить фоновые события.

Приводится описание двух вариантов источника мюонов с интенсивностью равной $10^{11} \mu^- / s$: первый вариант (MELC) для протонного пучка Московской мезонной фабрики с энергией 600 МэВ и средним токе пучка равным 200 мкА, второй вариант источника (MECO) для протонного пучка ускорителя AGS (BNL, США) с энергией 8 ГэВ и средним токе пучка равным 6 мкА.

Новый метод создания сверхинтенсивного ($\simeq 10^{11} \mu^- / sec$) источника мюонов, позволяющий увеличить выход мюонов на первичный протон с энергией 600 МэВ на четыре порядка до величины $2 \times 10^{-4} \mu / p$, был предложен в ра-

MELC

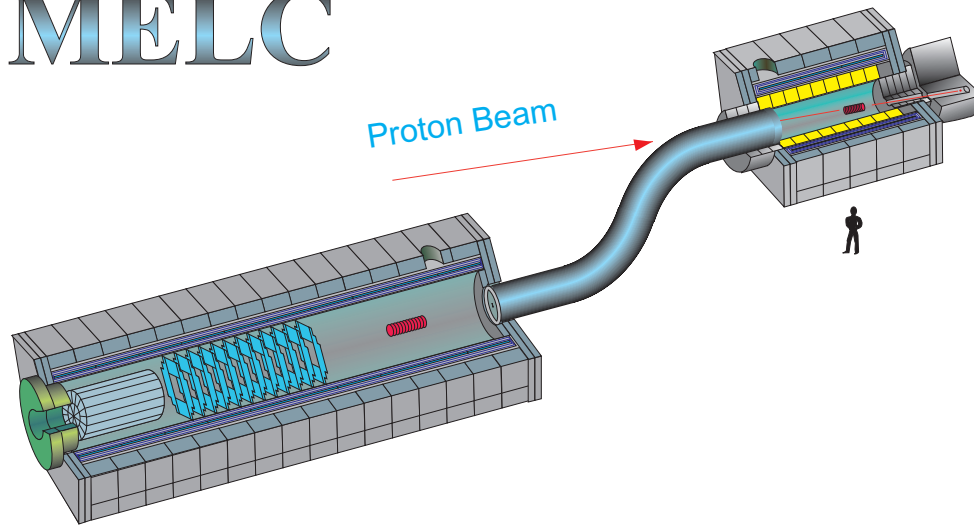


Рис. 1: Установка MELC для поиска редких мюонных процессов на ускорителе Московской мезонной фабрики с энергией протонов 600 МэВ.

ботах [1-3]. Такая интенсивность источника мюонов достигается при среднем токе протонного пучка равном 0.2 мА. В этом методе мезообразующая мишень помещается в сильное ($\simeq 3$ Тесла), протяженное ($\simeq 4$ м) и неоднородное магнитное поле. При этом телесные углы захвата пионов и вторичных мюонов увеличивается на два порядка. Соответственно выход мюонов на первичный протон увеличивается на четыре порядка. В этой же работе была предложена идея совмещения в одной экспериментальной установке сверхинтенсивного источника мюонов и системы регистрации процесса $\mu \rightarrow e$ конверсии, позволяющая увеличить чувствительность эксперимента на пять порядков, по сравнению с достигнутым уровнем. Эта идея основана на использовании пульсирующего протонного пучка и объединении источника мюонов, системы формирования пучка и детекторной части установки в одну магнитную систему с неоднородным полем, показанной на рисунке 1. Неоднородное магнитное поле создает магнитные зеркала с правой стороны протонной и детекторной мишеней. Пионы рождаются в протонной мишени при взаимодействии протонов с веществом мишени. Большая часть низкоэнергичных пионов захватывается магнитным полем. Пионы распадаются на низкоэнергичные мюоны, которые эффективно захватываются магнитным полем и направляются в систему формирования пучка к детекторам установки сразу или после

отражения магнитным зеркалом. Система формирования пучка, состоящая из S -образного сверхпроводящего соленоида и коллиматоров в центральной части, позволяет эффективно отбирать положительные или отрицательные мюоны. Работа системы по формированию мюонного пучка основана на следующем физическом эффекте. В неоднородном магнитном поле S -образного соленоида захваченные положительные и отрицательные частицы дрейфуют во взаимно противоположном направлении перпендикулярно плоскости изгиба соленоида. После системы формирования пучка мюоны попадают в детекторную область установки, и большая их часть останавливается в детекторной мишени. Магнитное зеркало, образованное неоднородным магнитным полем в области детекторной мишени, увеличивает эффективность регистрации мюонных процессов. Пульсирующий протонный пучок с периодом $\simeq 2$ мкс, импульсом $\simeq 0.1$ мкс и глубиной модуляции $\simeq 10^{-10}$ помогает подавить фоновые процессы от захвата примесных отрицательных пионов мишенью. Глубина модуляции протонного пучка определяется как отношение количества протонов в интервале между импульсами к количеству протонов в импульсе.

Магнитная система установки состоит из соленоида мезонообразующей части, S -образного соленоида системы формирования пучка и соленоида детекторной части установки. Первые две системы соленоидов образуют магнитную систему мюонного источника. Магнитное поле имеет максимальное значение в районе протонной мишени и постепенно спадает до минимума в районе детекторов установки. Магнитная система детекторной части состоит из системы соосных соленоидов окруженных магнитопроводом. Максимальное магнитное поле в детекторной части равно 2 Тесла, на входе в систему, и постепенно спадает до 1 Тесла в районе детекторов установки.

Разработано два варианта магнитной системы мюонного источника, при этом магнитная система детекторной части установки оставалась неизменной.

Первый вариант магнитной системы источника разрабатывался с магнитопроводом мезонообразующей части, для установки MELC. Максимальное магнитное поле источника ограничено, вследствие насыщения магнитного потока в магнитопроводе, величиной 2.5 Тесла в районе протонной мишени и

постепенно спадает до 2 Тесла. Установка MELC проектировалась для поиска редких мюонных процессов на ускорителе Московской мезонной фабрики с энергией протонов 600 МэВ и среднем токе 200 мкА. Схема установки MELC показана на рисунке 2.

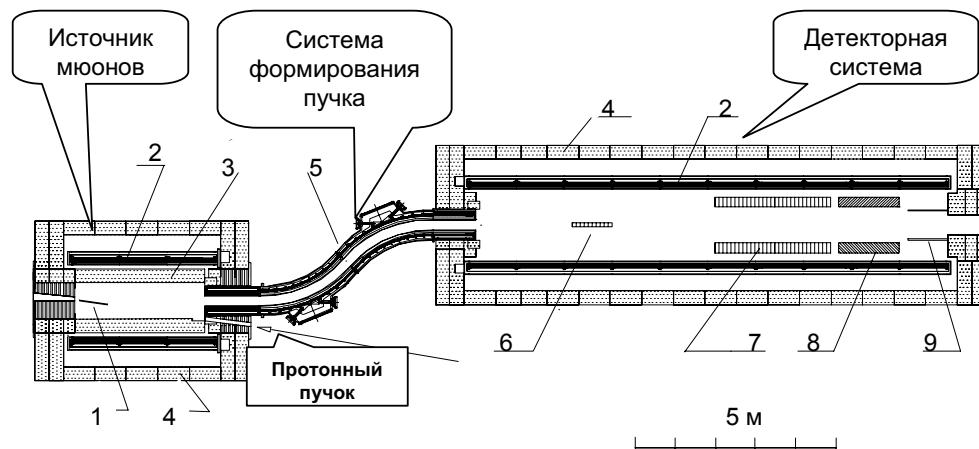


Рис. 2: Центральный горизонтальный разрез установки MELC: 1 - протонная мишень, 2 - сверхпроводящий соленоид, 3 - защита соленоида, 4 - магнитопровод соленоида, 5 - транспортный соленоидом с коллиматором, 6 - мишень детектора, 7 - координатный детектор, 8 - калориметр, 9 - защита детектора и ловушка пучка.

Система сверхпроводящих соленоидов установки MELC состоит из соленоида мезонообразующей части, соленоида детекторной части, соединенных между собой транспортным соленоидом-коллиматором меньшего диаметра. Транспортный соленоид имеет S - образный изгиб, поэтому большие соленоиды мезонообразующей и детекторной частей несоосны. Это необходимо для уменьшения фона от нейтронов, которые рождаются в мишени мезонообразующей части установки. Транспортный соленоид состоит из набора коротких соленоидов и коллиматора в средней части системы для отбора отрицательных или положительных мюонов. Соленоиды большого диаметра мезонообразующей и детекторной частей установки окружены стальным ярмом для замыкания магнитного потока. Соленоид-коллиматор стального ярма не имеет.

Второй вариант магнитной системы источника разрабатывался без магнитопровода мезонообразующей части, для установки МЕСО на ускорителе

AGS (BNL, США) с энергией протонов 8 ГэВ и среднем токе 6 мкА. При этом максимальное магнитное поле в мезонообразующей части равно $\simeq 5$ Тесла в районе протонной мишени и постепенно спадает до 2.5 Тесла. Эффективность образования мюонов, на первичный протон в источнике, пропорционально величине максимального магнитного поле. Для получения сравнимой интенсивности источника мюонов, при ограниченном токе протонного пучка AGS, было необходимо увеличить максимальное магнитное поле в два раза по сравнению с первым вариантом источника.

Детальная разработка магнитной системы MECO с максимальным полем равным 5 Тесла проводилась Plasma Science and Fusion Center (PSFC) of Massachusetts Institute of Technology (MIT). В результате этой работы была проведена техническая проработка всех элементов магнитной системы: криостатов, тоководов, системы охлаждения, анализ механических напряжений, вычисление тепловых потоков. Получена детальная оценка стоимости всей магнитной системы, включающей проектирование, изготовление, монтаж системы а также стоимость материалов и компонент (криогенные ожижители, вакуумные насосы и т.д.). На рисунке 3 приведен чертеж горизонтального разреза и 3D вид магнитной системы установки MECO, разработанный в Plasma Science and Fusion Center.

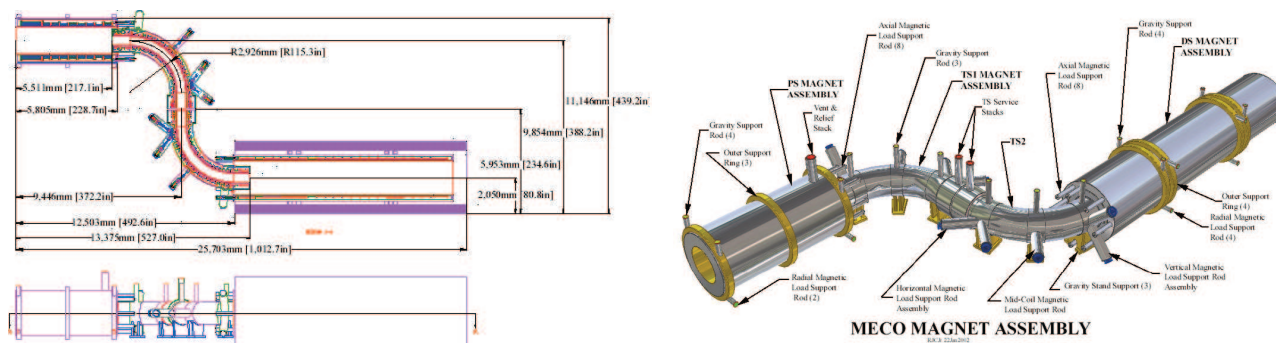


Рис. 3: Схема центрального горизонтального разреза (слева) и 3D вид (справа) магнитной системы установки MECO.

Система формирования пучка, состоящая из S-образного сверхпроводящего соленоида и коллиматоров в центральной части, позволяет эффективно отбирать положительные или отрицательные низкоэнергетические мюоны.

Заряженные частицы двигаясь в магнитном поле изогнутого соленоида испытывают дополнительные силы, обусловленные кривизной магнитных линий и градиентом магнитного поля вдоль радиуса кривизны соленоида R . Сила, обусловленная кривизной магнитных линий, вызывает дрейф частицы со скоростью β_R в направлении перпендикулярном к центробежной силе и направлению магнитного поля. Сила, обусловленная градиентом магнитного поля вдоль радиуса кривизны соленоида, вызывает дрейф частицы со скоростью $\beta_{\nabla B}$ в том же направлении. Суммарная скорость дрейфа β_d с единичным положительным зарядом, в направлении перпендикулярном плоскости изгиба соленоида, может быть записана в следующем виде:

$$\beta_d = \beta_R + \beta_{\nabla B} = \frac{E}{0.3} \frac{\mathbf{R} \times \mathbf{B}}{R^2 B^2} (\beta_{\parallel}^2 + \frac{1}{2}\beta_{\perp}^2), \quad \beta = \sqrt{\beta_{\parallel}^2 + \beta_{\perp}^2} \quad (1)$$

где E энергия частицы выраженная в [ГэВ], R радиус кривизны соленоида выраженный в [м], магнитное поле B выраженное в [Тесла], β относительная скорость частицы, β_{\parallel} и β_{\perp} компонента скорости частицы параллельная и перпендикулярная магнитному полю, соответственно.

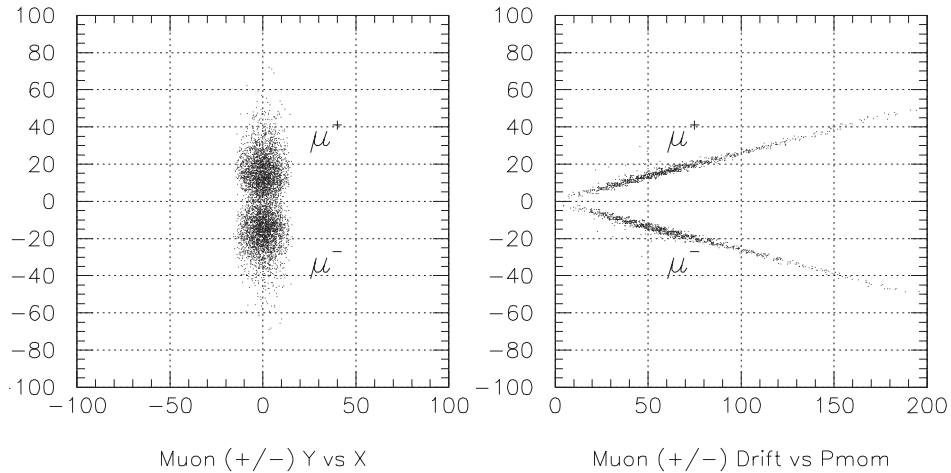


Рис. 4: Распределение отрицательных и положительных мюонов в центральной плоскости транспортного соленоида (слева). Зависимость эффекта разделения мюонов от импульса частицы (справа)

S - образный соленоид разделяет частицы с противоположными зарядами в центральной плоскости, причем эффект разделения пропорционален продольному импульсу частицы. На рисунке 4 (а) показан результат разделения

отрицательных и положительных мюонов в центральной плоскости транспортного соленоида. Зависимость эффекта разделения мюонов от импульса частицы показана на рисунке 4 (b).

Представлены расчеты защиты сверхпроводящего соленоида мюонного источника, которая позволяет уменьшить нагрев сверхпроводящей обмотки от вторичных нейтронов и γ -квантов до приемлемого уровня ~ 20 W. При этом радиационный нагрев сверхпроводящей обмотки, связанный с переносом тепла, составляет величину ~ 40 W.

Приведены результаты моделирования двух вариантов протонной мишени с радиационным и водяным охлаждением. Вариант мишени с радиационным охлаждением отличается простой и высокой эффективностью образования мюонов, но имеет существенный недостаток в виде радиоактивного загрязнения, связанного с высокой ~ 2000 C рабочей температурой мишени. Мишень с водяным охлаждением безопасна относительно радиоактивного загрязнения, вследствие низкой ~ 60 C температуры мишени, но имеет на 20% ниже эффективность образования мюонов, по сравнению с вариантом с радиационным охлаждением.

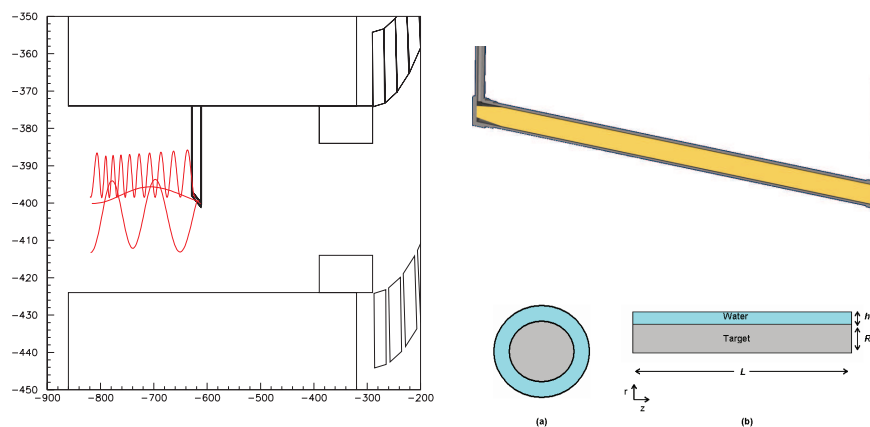


Рис. 5: Мишень с водяным охлаждением, расположенная на оси соленоида источника (слева). Конструкция мишени с внешним водяным охлаждением где символ h обозначает толщину слоя теплоносителя, символы R и L обозначают радиус и длину мишени, соответственно (справа).

Температура мишени с водяным охлаждением зависит от скорости прокачки охлаждающей жидкости и не должна превышать температуру кипения

ния воды 100 С. Внешняя тонкая оболочка мишени из титана практически не влияет на перенос и отвод тепла от мишени теплоносителем. Толщина оболочки определяется давлением теплоносителя необходимым для обеспечения нужной скорости прокачки воды. Толщина оболочки из титана ~ 0.3 мм выдерживает давление воды до 10 атм. Выход низкоэнергичных пионов из мишени с водяным охлаждением уменьшается, по сравнению с мишенью с радиационным охлаждением, из-за поглощения пионов во внешнем слое (теплоноситель + оболочка) окружающим мишень.

Было изучено три варианта мишени: первый - мишень покрывается оболочкой с эффективной толщиной равной нулю (радиационное охлаждение); второй - толщина слоя воды равна 0.05 см, толщина титановой оболочки равна 0.03 см, суммарная эффективная толщина равна 0.19 г/см²; третий - толщина слоя воды равна 0.235 см, толщина титановой оболочки равна 0.076 см, суммарная эффективная толщина равна 0.58 г/см². Мишень с водяным охлаждением соединялась с двумя цилиндрическими титановыми (рис. 5) трубками диаметром 1.15 см с толщиной стенки равной 0.076 см, заполненными водой. Результаты моделирования выхода мюонов для трех вариантов мишени при условии, что максимальное магнитное поле равно 5 Тесла и радиус вакуумного объема равен 25 см, показаны на рисунке 6.

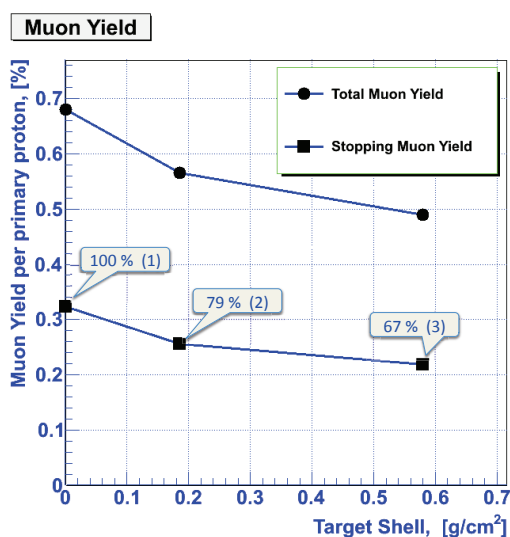


Рис. 6: Выход отрицательных мюонов на первичный протон в зависимости от эффективной толщины охлаждающей оболочки мишени.

На этом рисунке приводятся две величины выхода отрицательных мюонов на первичный протон: полный выход мюонов, учитывающий все мюоны входящие в детекторную часть установки и мюоны остановившиеся в детекторной мишени. Эффективность остановок мюонов в мишени равна $\sim 50\%$. Из рисунка видно, что выход мюонов падает с увеличением эффективной толщины оболочки мишени на 20% и 33% для эффективных толщин 0.19 и 0.58 г/см², соответственно.

Временная структура протонного пучка ускорителя BNL имеет время сброса пучка равное 0.5 сек и время между сбросами равное 1 сек. Число протонов за один сброс может составить 4×10^{13} . Выход мюонов на первичный протон для мишени с водяным охлаждением, с эффективной толщины оболочки мишени равной 0.19 г/см², равен 0.25%. Таким образом, среднее число остановок мюонов в мишени детектора составит, величину равную $10^{11} \mu^- / \text{сек}$. При этом полный поток мюонов в детекторную часть установки в два раза больше.

Во второй главе описаны результаты исследования двух прототипов координатного детектора с координатным и временным разрешением, необходимым для поиска редких мюонных процессов. Приводятся результаты экспериментальных измерений вероятности образования δ -электронов и эффекта дрейфа электронов ионизации в дрейфовой камере, работающей в сильном (10 кГс) поперечном магнитном поле. Показано, что учет эффекта дрейфа позволяет получить по координатное разрешение ~ 150 мкм такое же, как и без магнитного поля.

Измерения вероятность рождения δ -электронов вдоль трека частицы проводились с прототипом дрейфовой камеры (рис. 7) на низко-энергичном (64 МэВ/с) пучке e, μ, π ускорителя ТРИУМФ (Канада). Камера имеет координатное разрешение $\sigma \simeq 120$ мкм для релятивистских частиц и полное время собирания электронов ионизации (мертвое время) ~ 35 нсек. Камера состоит из 30 квадратных ячеек размером 6 мм, расположенных в 4 слоях (рис. 7). Границы ячеек образованы катодными проволочками Au-Be-Cu диаметром 100 мкм, которые расположены по углам и в середине каждой стороны квадрата. В центре каждой ячейки проходит анодная проволочка Au-W диамет-

ром 20 мкм. К катодным проволочкам прикладывалось высокое напряжение, а анодные находились при нулевом потенциале.

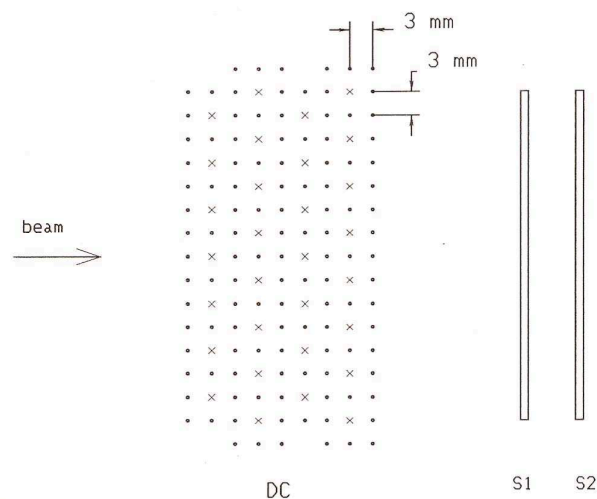


Рис. 7: Схема установки по измерению δ -электронов вдоль трека частицы. Крестиками показаны анодные нити, кружками – катодные нити камеры. Размер ячейки камеры 6 мм. S_1, S_2 – сцинтилляционные счетчики.

Вероятность образования δ - электронов определялась из экспериментальных данных в которых для каждого сорта частицы находилась доля событий, в которых наряду с "треком" срабатывает ближайшая к нему ячейка.

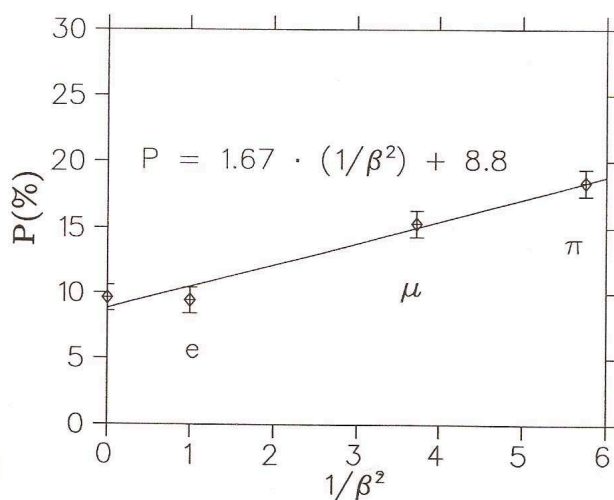


Рис. 8: Вероятность P срабатывания дополнительной ячейки, ближайшей к треку частицы, в зависимости от $1/\beta^2$ частиц пучка e, μ, π , где β – скорость частицы в единицах скорости света. Результат фита линейной зависимостью трех экспериментальных точек и точки, соответствующей вычисленному значению P_0 , показан на рисунке в виде сплошной линии.

Поскольку вероятность P рождения δ -электрона пропорциональна $1/\beta^2$, то если построить результаты измерения вероятности P , соответствующие разным сортам частиц (см. рис. 8), в зависимости от $1/\beta^2$, они должны лежать на прямой $P = P_0 + P(T(\lambda_0)) \cdot \frac{1}{\beta^2}$, где P_0 – постоянный член равный вероятности срабатывания ближайшей к треку ячейки из-за угловой расходимости пучка. При известной угловой расходимости пучка ($\sigma = 30$ мрад) величина P_0 равна $\frac{8\sigma}{\sqrt{2\pi}} \simeq 10\%$. Угловым коэффициентом прямой, фитирующей эти три экспериментальные точки и точку, соответствующую вычисленному значению P_0 , получился равным $P(T(\lambda_0)) \simeq 1.7\%$. Эта величина согласуется с теоретическими оценками $P_1(T(\lambda_0)) \simeq 2.4\%$ и $P_2(T(\lambda_0)) \simeq 1.1\%$ полученными с помощью двух разных приближений.

Эффект дрейфа электронов ионизации в дрейфовой камере, работающей в сильном (10 кГс) поперечном магнитном поле, изучался с помощью двухкоординатной дрейфовой камеры, которая состояла из одной анодной и двух катодных (стриповых) плоскостей (рис. 9).

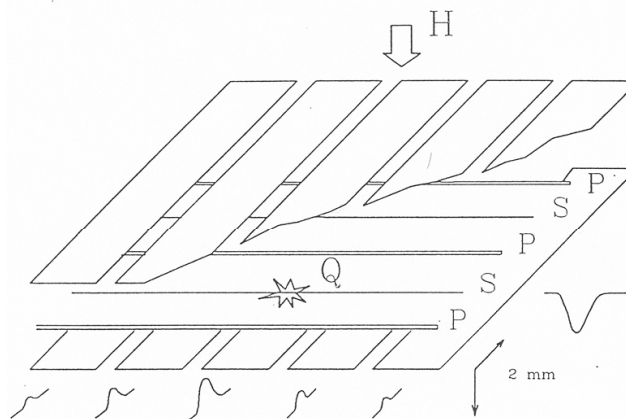


Рис. 9: Схема дрейфовой камеры. Между двумя стриповыми плоскостями находится плоскость, содержащая чувствительные (S) и потенциальные (P) нити. Расстояние между плоскостями и между нитями равно 2 мм, ширина одного стрипа также 2 мм. Магнитное поле H направлено перпендикулярно к плоскости камеры.

Расстояние между анодной и катодными плоскостями составляло 2 мм. Анодная плоскость представляла собой чередующиеся сигнальные и потенциальные нити. Расстояние между сигнальной и потенциальной нитью составляло 2 мм.

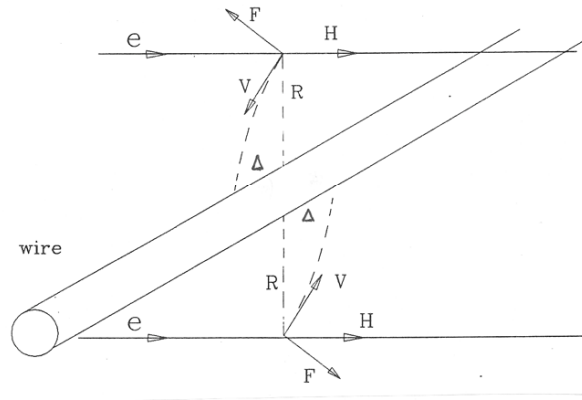


Рис. 10: Иллюстрация эффекта дрейфа электронов ионизации вдоль сигнальной нити. В зависимости от того, с какой стороны от нити пролетела заряженная частица, вызвавший ионизацию, снос происходит в разных направлениях. F — сила, действующая на электрон ионизации со стороны магнитного поля H . R — расстояние от нити до трека частицы, $\Delta(R)$ — величина дрейфа электронов ионизации вдоль сигнальной нити, зависящая от R .

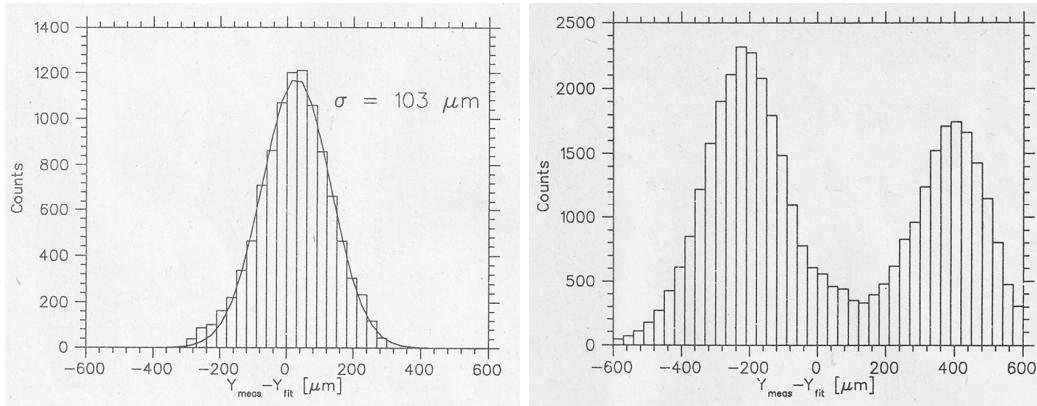


Рис. 11: а) Распределение разности $Y_{meas} - Y_{fit}$ между измеренной и фитированной координатами трека частицы в плоскости (Y, Z) во второй камере с учетом эффекта сноса электронов ионизации в магнитном поле и результат подгонки распределения функцией Гаусса. б) То же распределение без учета эффекта сноса.

Координата трека частицы в присутствии магнитного поля находилась с учетом эффекта сноса электронов ионизации в скрещенных электрическом и магнитном полях. Так как магнитное поле перпендикулярно сигнальной нити, то снос происходит вдоль нити (рис. 10). Измерение наведенного заряда на стрипы, позволяет определить величину эффекта сноса электронов.

Распределение разности величины между измеренной и фитированной координатами трека частицы в плоскости (Y, Z) второй камеры, с учетом и без учета эффекта сноса электронов ионизации в магнитном поле 10 кгс, пока-

зано на рис. 11(a) и 11(b) соответственно.

Разработка и исследования двух прототипов координатного детектора показало, что возможно создать трекер с необходимыми координатным разрешением и быстродействием, работающий в сильном поперечном магнитном поле, для поиска редких мюонных процессов: $\mu \rightarrow e$ конверсии, $\mu \rightarrow e + \gamma$ и $\mu \rightarrow 3e$.

Третья глава посвящена описанию исследований с прототипом калориметра на основе кристаллов PWO и лавинных фотодиодов большой площади (LAPD), способного работать в сильном магнитном поле (10 кГс). Конструкция прототипа калориметра с использованием двух фотодиодов на кристалл PWO позволяет измерить энергетическое разрешение калориметра с помощью космических лучей, которое составляет величину $\sigma_E/E \simeq 0.8\%/\sqrt{E}$. Такой способ позволит проводить непрерывную калибровку калориметра в течении всего времени эксперимента. Для сравнения разрешение CMS (LHC) калориметра на основе кристаллов PWO составляет величину $\sigma_E/E \simeq 3\%/\sqrt{E}$. Кристалл PbWO_4 (PWO), имеет высокую плотность, короткую радиационную длину и малое время высвечивания. Основным недостатком этого кристалла – низкий световыход, который не имеет важного значения при высоких энергиях $> 10 \text{ GeV}$. В таблице 1 приводятся характеристики кристалла PWO.

Таблица 1: Свойства кристалла PbWO_4

Index of Ref.	Density	Radiation Len.	Moliere Rad.	dE/dx
2.2	8.3 g/cm ³	0.89 cm	2.0 cm	10 МэВ/cm

Для получения нужного $\sigma_E/E \simeq 1\%/\sqrt{E}$ энергетического разрешения калориметра, с кристаллами PWO в области энергий 100 МэВ, необходимо увеличить, как минимум на порядок, эффективное число фотоэлектронов, по сравнению с CMS калориметром. Эффективное число фотоэлектронов, от сигнала с поглощением энергии 1 МэВ в кристалле, определяется как произведение следующих величин: световыход кристалла [фотон/МэВ], комбинированный коэффициент светосбора фотоприемником, и квантовая эффективность фотоприемника. Коэффициент светосбора в кристалле определяется качеством материала для обертки кристалла, качеством оптического контак-

та фотоприемника с кристаллом и площадью фотоприемника. Использование фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) не представляется возможным из-за сильного магнитного поля. Новые кремниевые фотоприемники, разработанные в последнее время, могут работать в сильном магнитном поле и имеют квантовую эффективность в 3-4 раза большую по сравнению с ФЭУ. Кристаллы $PbWO_4$ имеют полезное свойство для увеличения световыходов. При низких температурах (-20 C) световыход кристалла увеличивается в 2.1 раза по сравнению с комнатной температурой. Вторая возможность для увеличения светосбора в кристалле - увеличить площадь фотоприемника. В прототипе калориметра каждый кристалл имел два лавинных фотодиода (APD) с большой площадью $13 \times 13\text{ мм}^2$, производства RMD Inc. Watertown, MA USA. Общая площадь фотодиодов на кристалл была увеличена в 11 раз, по сравнению с калориметром в CMS. В калориметре эксперимента CMS используются один APD на кристалл, площадью $5 \times 5\text{ мм}^2$, производства Hamamatsu. Эффективное число фотоэлектронов прототипа калориметра, работающего при низких температурах (-20 C) и двумя APD увеличивается в 25 раз по сравнению с калориметром в CMS.

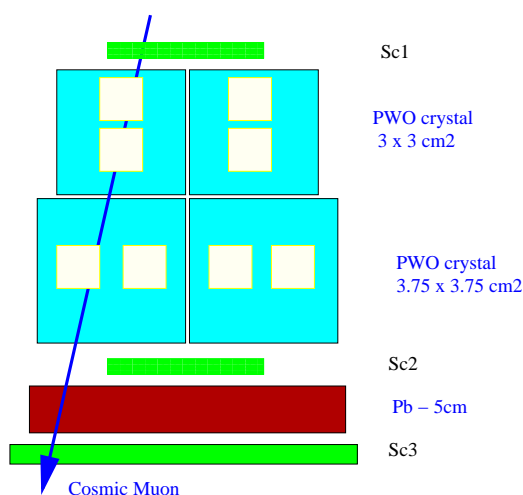


Рис. 12: Схема установки для измерения энергетического разрешения прототипа калориметра.

Использование двух фотоприемников для каждого кристалла, позволяет провести измерения основного вклада в энергетическое разрешение с помощью космических мюонов. Среднее энерговыделение в кристалле от косми-

ческих мюонов составляет - 43 МэВ. Измерение разницы $A1 - A2$ и суммы $A1 + A2$ амплитуд сигналов APD позволяет оценить стохастический вклад в разрешение калориметра, обусловленный флуктуациями фотостатистики и шумами электроники, в области низких энергий. Радиоактивный источник ^{60}Co использовался для измерения времени высвечивания кристалла с помощью одно-фотонного метода регистрации сигналов.

Первый прототип калориметра состоял из 4 кристаллов PbWO_4 двух размеров и собран в виде матрицы 2×2 и показан на рисунке 12. Кристаллы имеют размер $30.0 \times 30.0 \times 150.0 \text{ mm}^3$ (маленький) и $37.5 \times 37.5 \times 150.0 \text{ mm}^3$ (большой) и произведены в Богородицке (ВТСП, Россия). Для повышения коэффициента собирания света, кристаллы оборачивались материалом Tyvek DuPont (США). Лавинные фотодиоды размером $13 \times 13 \text{ mm}^2$, производства RMD Inc. Watertown (США) устанавливались с торца кристалла при помощи оптической замазки с коэффициентом преломления равным 1.5. Два кристалла с приклеенными APD показаны на рисунке 13.

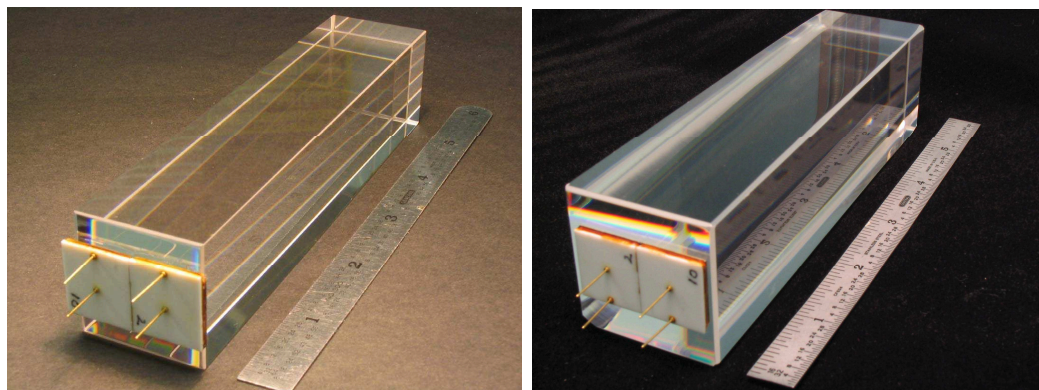


Рис. 13: Два кристалла PbWO_4 размером $30 \times 30 \times 150 \text{ mm}^2$ (слева) и $37.5 \times 37.5 \times 150 \text{ mm}^2$ (справа) с фотодиодами.

Энергетическое разрешение калориметра, в основном, определяется как квадратичная сумма трех основных вкладов:

$$\sigma(E) = A \oplus B \cdot \sqrt{E} \oplus C \cdot E \quad (2)$$

Первый вклад обуславливается шумами электроники и не зависит от энергии. Второй (стохастический) вклад обусловлен флуктуациями числа зарегистрированных фотоэлектронов и зависит от энергии как \sqrt{E} . Третий вклад

пропорционален энергии и определяется несколькими эффектами: ошибками в калибровке измерительного канала, неоднородностями собирания света в кристалле, утечками энергии из кристалла и температурным дрейфом коэффициента усиления электроники и APD, который происходит между калибровочными измерениями. Шумы электроники измерялись с помощью подачи сигнала на вход предусилителя от генератора точной амплитуды и измерении ширины распределения выходного сигнала, после усилителя-формирователя, в ADC. Стохастический вклад в разрешение оценивался как квадратичная разность между измеренной дисперсией распределения сигналов $A_1 - A_2$ и измеренными шумами электроники.

Стохастический вклад σ_{st} обычно выражается через стохастический коэффициент α следующим образом: $\sigma_{st}/E[\%] = \alpha[\%]/\sqrt{E}$, где E измеряется в ГэВ.

В таблице 2 представлены измеренные усредненные шумы электроники и стохастический коэффициент α для маленьких и больших кристаллов с временем формирования сигнала равным 60 нс.

Таблица 2: Усредненные шумы электроники и стохастический коэффициент α для маленьких и больших кристаллов с временем формирования сигнала равным 60 нс.

Crystal	Large	Small
Шумы электроники σ_{en} (МэВ)	0.98 ± 0.05	0.82 ± 0.04
Стохастический коэффициент α (%)	0.81 ± 0.03	0.63 ± 0.03

Используя измеренные световыходы кристаллов и шумы электроники, можно оценить энергетическое разрешение калориметра с кристаллами PbWO_4 в области энергий 100 МэВ, складывая квадратично стохастический вклад и шумы электроники. Световыход больших кристаллов составляет 30 фотоэлектронов на МэВ. Если предположить, что среднее число сработавших ячеек калориметра равно 3 на событие, тогда разрешение калориметра (σ_E/E) составит 3% при энергии 100 МэВ.

Проведено исследование времени высвечивания кристаллов PWO в зависимости от температуры с помощью одно-фотонного метода. Показано, что быстроедействие калориметра, связанное с временем высвечивания кристалла, составляет величину равную 25 нс.

Проведен анализ шумов электроники на основе эквивалентной схемы, позволяющий учитывать различные вклады в шумы: темновой ток фотодиода, шумовой ток предусилителя, емкость фотодиода и другие факторы. Получены аналитические выражения для вычисления шумов от процессов, связанных с наложением фоновых сигналов во время измерения сигнального процесса.

Разработка и исследование прототипа калориметра, позволило решить вопрос о возможности создания быстрого калориметра в области низких энергий ~ 100 МэВ, с необходимым разрешением $\sigma_E/E \simeq 1\%/\sqrt{E}$, для поиска процесса конверсии мюона на ядре и способного работать в сильном магнитном поле (10 кГс).

В четвертой главе описан новый метод на основе Кальман фильтра для отбора и реконструкции импульсов низко-энергичных (30-100 МэВ/с) электронов с высокой точностью $\sigma_p/p \sim 10^{-3}$ в магнитном спектрометре в условиях высокого фона при поиске редких мюонных процессов: $\mu \rightarrow e$ конверсии, $\mu \rightarrow e + \gamma$ и $\mu \rightarrow 3e$. Особенностью метода является реконструкция событий по малой части измеренной траектории электронов, что позволяет работать при сверхвысокой интенсивности остановок мюонов ($10^{11} \mu/c$) в мишени.

В поиске редких мюонных процессов: $\mu \rightarrow e$ конверсии, $\mu \rightarrow e + \gamma$ и $\mu \rightarrow 3e$ координатный детектор (спектрометр) играет ключевую роль в измерении импульсов частиц (электронов и позитронов) с высокой точностью $\sigma_p/p \simeq 10^{-3}$. Повышение чувствительности в этих экспериментах связано с повышением интенсивности мюонных пучков и тем самым высоким уровнем фоновой загрузки детекторов. Разработка методов обработки и реконструкции событий с высокой точностью, в условиях высокой фоновой загрузки детекторов, имеет принципиальное значение.

В работе [13] предлагается новый метод CDF (Combinatorial Drop Filter) на основе Кальман фильтра для отбора и реконструкции импульсов низко-энергичных (30-100 МэВ/с) электронов с высокой точностью $\sigma_p/p \sim 10^{-3}$ в магнитном спектрометре в условиях высокого фона. В условиях сверхвысокой интенсивности остановок мюонов в мишени, возможна регистрация только малой части трека электронов (вершинная часть). Особенностью ме-

тогда является реконструкция импульса частицы с высокой точностью при регистрации двух и более вершин трека электронов (рис. 15). Эта процедура была разработана для модульной конструкции спектрометра на основе дрейфовых трубок. Предложенная конструкция спектрометра позволяет исследовать все три процесса на одной установке, с одним набором модулей детекторов с простой перестановкой под условия каждого эксперимента.

Процедура отбора событий состоит из двух этапов. На первом этапе используется только предварительная информация о номере сработавшей дрейфовой трубки, которая связана с координатой центра трубки. На первом этапе удается уменьшить фон в несколько сот раз, до разумного уровня. На втором этапе используется полная информация о сработавшей дрейфовой трубке, включающая измеренное время дрейфа трубки. На этом этапе применяется процедура на основе DAF (Deterministic Annealing Filter) фильтра, которая позволяет дополнительно подавить фон в несколько раз. Для реконструкции импульсов применяется процедура на основе CDF фильтра, которая восстанавливает импульс трека с высокой точностью.

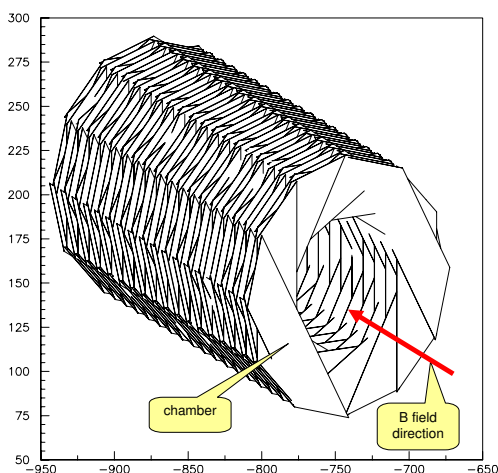


Рис. 14: Трековый детектор, состоящий из модулей дрейфовых камер трапецевидной формы. При этом каждый последующий модуль поворачивается на угол 30° вокруг оси солениоида относительно предыдущего.

Трековый детектор (трекер), помещенный в магнитное поле, регистриру-

ет координату прохождения заряженной частицы через трекер и тем самым измеряет траекторию частицы. Зная траекторию частицы можно восстановить импульс частицы. Трекер состоит из модулей дрейфовых камер (рис. 14), расположенных в магнитном поле 1 Тесла. Дрейфовая камера состоит из дрейфовых трубок, которые измеряют время дрейфа электронов ионизации, после прохождения заряженной частицы через трубку. Для уменьшения вклада от многократного рассеяния заряженной частицы, который приводит к искажению траектории движения, трекер помещается в вакуумный объем. Центральная зона трекера должна быть свободной от вещества, чтобы мюоны, которые не остановились в мишени, могли пройти через детектор без взаимодействия. Чтобы обеспечить надежную регистрацию редких процессов необходимо выбрать длину трекера, достаточную для измерения двух полных оборотов траектории движения частицы. Такое условие определяет минимальную длину трекера равную 300 см в магнитном поле равном 1 Тесла. Трекер состоит из модулей дрейфовых камер, которые равномерно расположены вдоль оси соленоида. При этом каждый последующий модуль поворачивается на угол 30^0 вокруг оси соленоида относительно предыдущего. Тем самым создается эффективное "стерео" для измерения 3-х мерной траектории движения частицы в магнитном поле, при этом образуется 12 углов зрения.

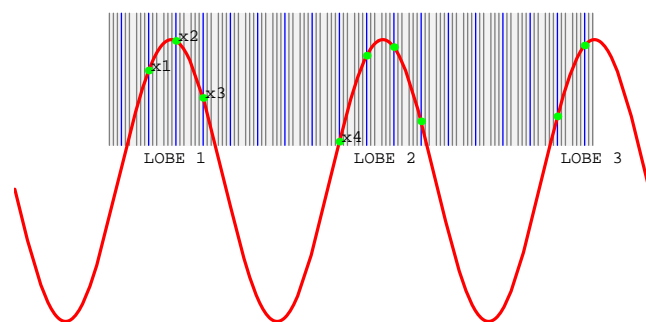


Рис. 15: График проекции трека и координаты центра сработавших трубок на плоскость $(R-Z)_i$ при заданном азимутальном угле зрения. Сработавшие трубки группируются в "вершины".

Траектория заряженной частицы в идеальном трекере (без вещества) в

однородном магнитном поле описывается спиральной линией имеющей пять параметров. Конструкция трекера позволяет существенное упрощение на начальном этапе, когда в качестве координаты берутся координаты центра сработавших трубок. В трекере производятся измерения координат в 12 различных азимутальных углах зрения. Если провести плоскость $(R-Z)_i$, которая проходит через ось соленоида при заданном азимутальном угле $\phi_i (i=1,12)$ при этом дрейфовые трубки камер, расположенных под этим углом зрения, расположены перпендикулярно плоскости $(R-Z)_i$, где R - расстояние от оси соленоида, Z - координата вдоль оси соленоида.

После предварительной процедуры отбора в событии содержатся в основном сработавшие трубки, связанные с искомым процессом к которым можно применить процедуру фитирования, по центрам трубок, спиральной линией, которая дает ошибку в импульсе электрона конверсии равную $\sigma_p = 0.45$ МэВ/с. Что составляет разрешение магнитного спектрометра равное $\sigma_p/p = 0.5\%$. На рисунке 16 показано суммарное распределение сработавших трубок трекера, суммирующее все углы зрения с 1 по 12, для одного типичного события с 29 сигнальными и 260 фоновыми срабатываниями до и после предварительной процедуры отбора. Для данного события нет потерянных сигнальных срабатываний и остается после отбора 2 фоновых срабатывания.

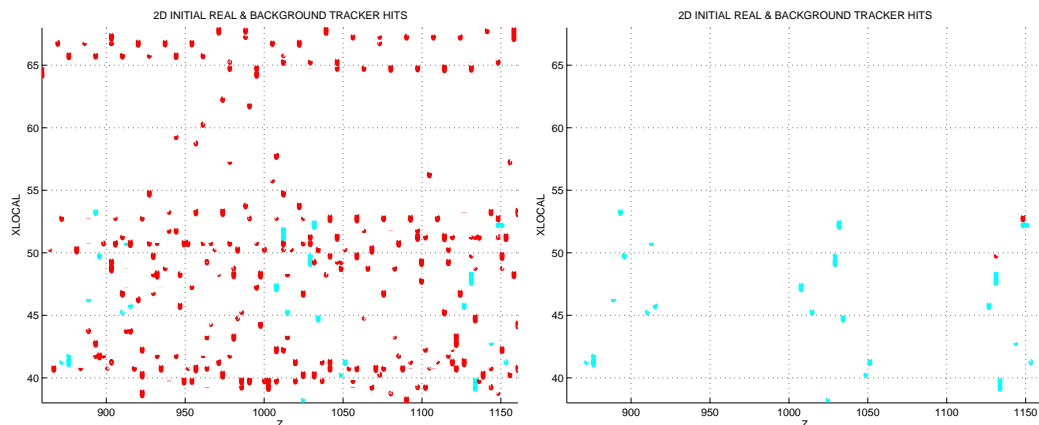


Рис. 16: Распределение сработавших трубок трекера, суммирующее все углы зрения с 1 по 12, для одного типичного события с 29 сигнальными (серые точки) и 260 фоновыми (черные точки) срабатываниями до (слева) и после (справа) процедуры отбора.

Траектория частицы испытывает излом каждый раз, когда частица пере-

секает плоскость дрейфовой камеры из-за процесса многократного рассеяния. Поэтому реконструированная Кальман фильтром траектория частицы представляет собой набор связанных спиральных линий, которые пересекаются в плоскостях трекера. На рисунке 17 показана реконструированная 3D траектории частицы для типичного события. В этом масштабе траектория выглядит как единая спиральная линия, на самом деле состоящая из множества спиральных линий.

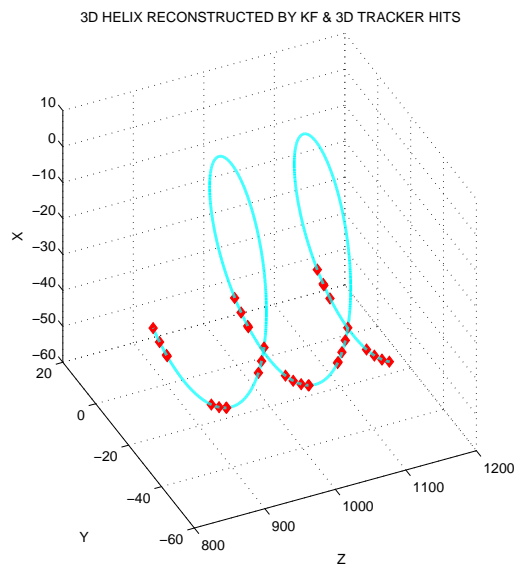


Рис. 17: Реконструированная 3D траектория для типичного события.

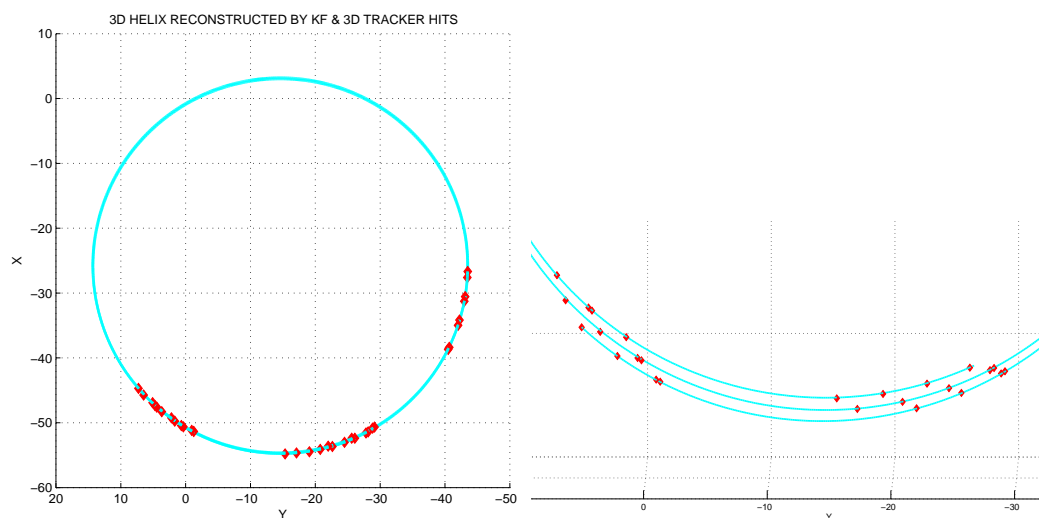


Рис. 18: Поперечная проекция реконструированной 3D траектория для типичного события (слева). Увеличенный фрагмент нижней части траектории (справа).

На рисунке 18 (слева) показана проекция реконструированной 3D траектории для типичного события на плоскость X-Y, которая выглядит как окружность. На рисунке 18 (справа) показан увеличенный фрагмент нижней части проекции траектории из которого видно, что траектория состоит из трех окружностей, которые соответствуют трем оборотам частицы в трекаре.

Импульсное разрешение спектрометра определяется из распределений разницы между первоначальным импульсом частицы и реконструированным импульсом для каждого процесса. Угловое разрешение спектрометра определяется из распределений разницы между направлением импульса частицы на входе в трекаре и реконструированным импульсом для каждого процесса. Распределение разницы между первоначальным и реконструированным импульсом электрона, при помощи CDF алгоритма, для процесса $\mu \rightarrow e$ конверсии, показана на рисунке 19 (слева). Фитирование этого распределения кривой Гаусса дает разрешение спектрометра равное $\sigma = 0.17$ МэВ. Таким образом относительное импульсное разрешение спектрометра составит величину равную $\sigma_p/p = 1.7 \cdot 10^{-3}$.

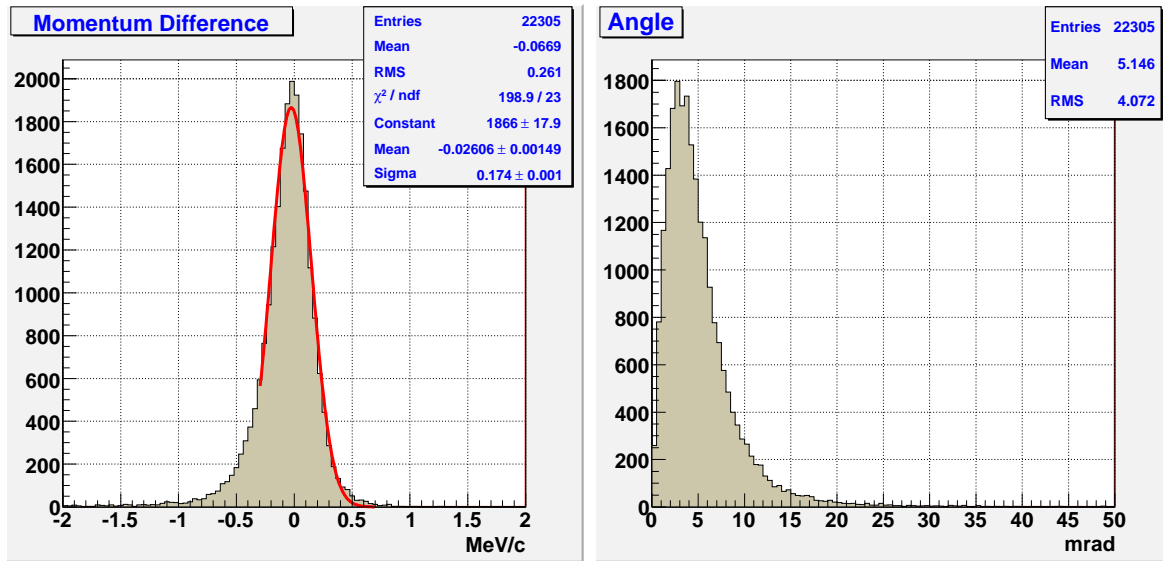


Рис. 19: Реконструкция импульсов для процесса $\mu \rightarrow e$ конверсии. Распределение разницы между реконструированным импульсом электрона и массой покоя мюона (слева). Распределение по углу между входным импульсом и реконструированным импульсом позитрона (справа).

Детальное моделирование процессов $\mu \rightarrow e$ конверсии, $\mu \rightarrow e + \gamma$ и $\mu \rightarrow 3e$

на основе системы GEANT3 с учетом основных физических процессов (ионизационные потери, многократное рассеяние, образование δ -электронов) в мишени, трекере и процедура отбора и реконструкции событий дают импульсное размещение спектрометра равное $\sigma_p = 0.17, 0.26$ и 0.33 МэВ, соответственно. При этом угловое разрешение спектрометра при восстановлении импульсов равно 3, 5 и 7 мрад, соответственно. Что находится в хорошем согласии с теоретическими оценками углов многократного рассеяния в одной дрейфовой трубки.

Приводятся описание новой конструкция детектирующей системы, позволяющей исследовать процессы $\mu \rightarrow e$ конверсии, $\mu \rightarrow e + \gamma$ и $\mu \rightarrow 3e$ на одной экспериментальной установке с одним набором модулей детекторов.

В пятой главе описан новый метод поиска процесса $\mu \rightarrow e$ конверсии, основанный на использовании пульсирующего протонного пучка и объединении источника мюонов, системы формирования пучка и детектирующей части установки в одну магнитную систему с неоднородным полем.

Детекторная система эксперимента состоит из калориметра, спектрометра (tracker) и Al мишени, помещенных в магнитное поле (рис. 20).

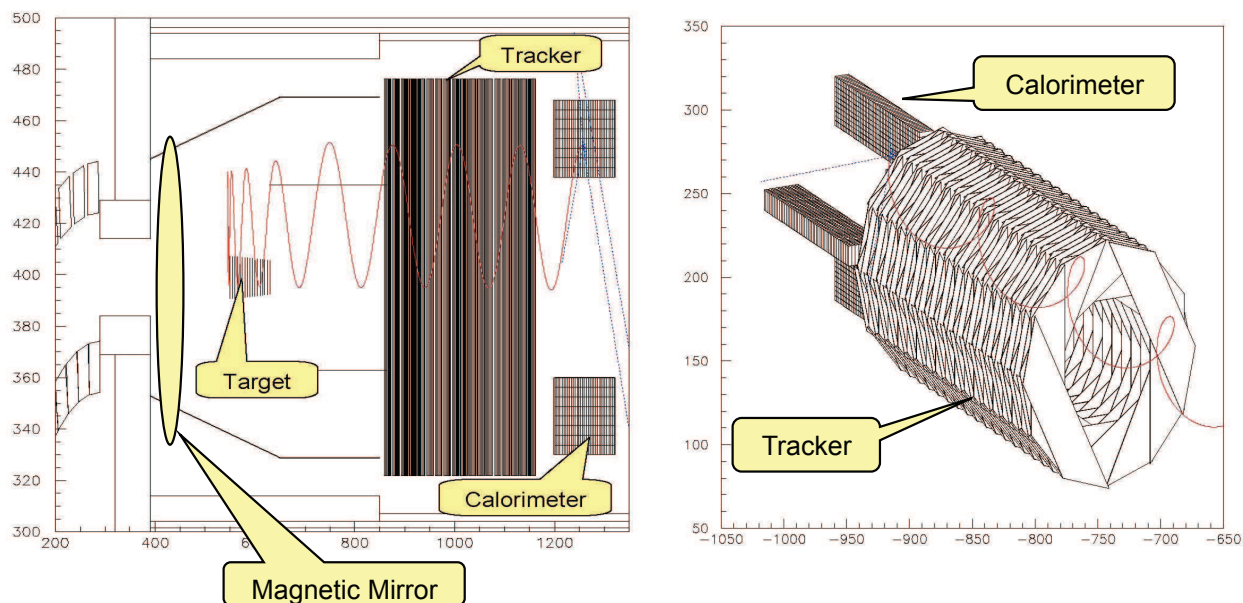


Рис. 20: Детекторная система эксперимента по поиску процесса $\mu \rightarrow e$ конверсии.

Магнитное поле равно 2 Тесла, в начале детекторной части установки,

плавно спадает до величины равной 1 Тесла на расстоянии 330 см вдоль оси установки. Неоднородное магнитное поле создает "магнитное зеркало" в начале детекторной части установки. Магнитное зеркало отражает заряженные частицы и тем самым увеличивает эффективность регистрации электрона в реакции $\mu^- A \rightarrow e^- A$ в два раза. Al мишень помещается в середину области неоднородного магнитного поля ~ 1.5 Тесла. Al мишень состоит из 16 тонких дисков толщиной 0.02 см радиусом 5-8 см, помещенных вдоль оси установки с интервалом равным 5 см.

Калориметр и спектрометр помещаются в однородное магнитное поле равное 1 Тесла, которое начинается на отметке 720 см и продолжается до отметки 1350 см по оси Z установки (см рис. 20). Спектрометр и калориметр удалены от мюонной мишени на расстояние 300 см и 500 см, соответственно. Тем самым, относительный телесный угол спектрометра (tracker) при регистрации нейтральных частиц нейтронов и фотонов существенно уменьшается и составляет величину $\Delta\Omega/4\pi \sim 10^{-2}$. Малый телесный угол спектрометра приводит к уменьшению загрузки элементов детектора от нейтронов и фотонов на два порядка. При этом, эффективность регистрации спектрометром электронов, захваченных магнитным полем, не зависит от расстояния до мишени и составляет величину ~ 50 %.

Неоднородное магнитное поле помогает подавить фоновые электроны от взаимодействий космических частиц в стенке на входе в детекторную часть установки. Фоновые электроны с энергией в районе 105 МэВ, рожденные в магнитном поле 2 Тесла во входной стенке, будут иметь максимально возможный угол Θ_{\max} наклона траектории в области спектрометра (поле 1 Тесла) равный $\arcsin(\sqrt{1/2}) = 45^\circ$. Такое поведение обусловлено тем, что при движения заряженных частиц в неоднородном магнитном поле, сохраняется адiabатический инвариант движения равный P_t^2/B , где P_t - поперечный импульс частицы. При этом предполагается, что магнитном поле меняется достаточно медленно вдоль оси установки. Электроны от процесса $\mu^- A \rightarrow e^- A$ рождаются в мюонной мишени в поле 1.5 Тесла, поэтому максимально возможный угол наклона траектории этих частиц в области спектрометра, будет составлять величину равную $\arcsin(\sqrt{1/1.5}) \sim 55^\circ$. Таким образом отбор событий в

спектрометре с углом наклона траектории больше 45° позволяет подавить фоновые события, индуцированные космическим фоном во входной стенке детекторной части установки.

Распад мюона в связанном состоянии с ядром DIO (Decay In Orbit) является основным источником фона при поиске процесса $\mu \rightarrow e$ конверсии, поскольку для этих процессов максимально возможные энергии электронов равны. Максимальная энергия электрона в распаде свободного мюона равна 52.8 МэВ. В случае распада мюона в связанном состоянии ядро может принять импульс отдачи и при этом практически не унести энергии, поэтому почти вся энергия перейдет электрону.

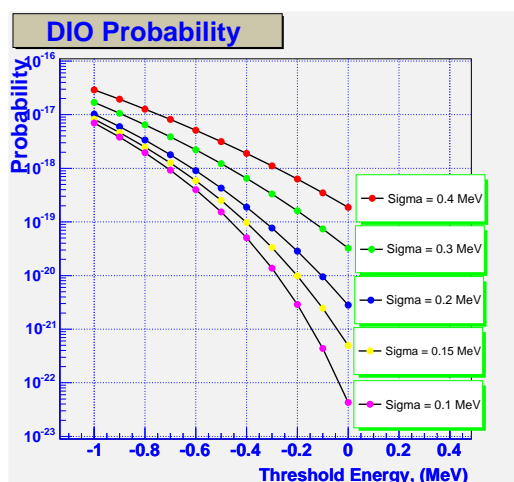


Рис. 21: Вероятности регистрации электрона в DIO процессе на ядре Al в зависимости от пороговой энергии Δ , детектором с разной разрешающей способностью σ .

Результаты вычислений вероятности регистрации электрона в DIO процессе на ядре Al в зависимости от пороговой энергии Δ , которая измеряется от границы спектра, детектором с разной разрешающей способностью (σ) показаны на рисунке 21.

Проводятся результаты детального моделирования различных фоновых процессов в трекаре, которые влияют на импульсное разрешение спектрометра. Показано, что уровень основного фона очень сильно зависит от импульсного разрешения спектрометра (σ) как $\sim \sigma^6$. Улучшение разрешения спектрометра в 2 раза приводит к подавлению основного фонового процесса в 64 раза.

Таблица 3: Число фоновых событий от различных процессов за время эксперимента

Фоновой процесс	Число событий	Комментарий
Распад мюона на орбите	0.3	signal/noise=20 for $R_{\mu e} = 10^{-16}$
Пучковые электроны	0.02	
Радиационный захват пиона	0.007	
Радиационный захват мюона	0.06	
Распад мюона на лету	0.007	
Распад пиона на лету	0.01	
Аннигиляция антипротонов	0.007	
Фон космического излучения	0.07	неэффективность CR защиты 10^{-4}
Суммарный фон	0.48	

В таблице 3 приводится число фоновых событий от различных процессов за время эксперимента 10^7 сек. При условии, что средняя интенсивность протонов составляет величину равную $4 \cdot 10^{13}$ р/сек.

Основные факторы, влияющие на достижимый уровень чувствительности эксперимента: интенсивность протонного пучка, эффективность образования мюонов на первичный протон, эффективность триггера и процедуры отбора и реконструкции событий.

Таблица 4: Ожидаемое число событий процесса $\mu \rightarrow e$ конверсии за время эксперимента

Время эксперимента (s)	10^7
Интенсивность протонов (Hz)	$4 \cdot 10^{13}$
Вероятность останковки мюона в мишени на первичный протон	0.0025
Вероятность μ захвата	0.6
Эффективность наблюдения во временном интервале	0.49
Суммарная эффективность триггера и отбора событий	0.22
Ожидаемое число событий процесса для $R_{\mu e} = 10^{-16}$	6.5

В таблицы 4 приводятся основные факторы, которые определяют чувствительность эксперимента по поиску процесса $\mu \rightarrow e$ конверсии. Ожидаемое число событий процесса $\mu \rightarrow e$ конверсии равно 6.5 при условии, что относительная вероятность процесса равна $\text{Br}(\mu \rightarrow e) = 10^{-16}$, время эксперимента равно 10^7 сек, средняя интенсивность протонного пучка равна $4 \cdot 10^{13}$ р/сек.

Если относительная вероятность процесса $\mu \rightarrow e$ конверсии значительно ниже $R_{\mu e} \ll 10^{-16}$ тогда можно установить ограничение на вероятность процесса $\mu \rightarrow e$, с уровнем достоверности 90%, равное $R_{\mu e} < 4 \cdot 10^{-17}$. Такое ограничение повышает уровень чувствительности эксперимента по поиску процессов $\mu \rightarrow e$ конверсия в 10^5 , по сравнению с существующим экспериментальным ограничением равным $R_{\mu e} < 4.3 \cdot 10^{-12}$.

В шестой главе описан новый метод поиска процесса $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$ основанный на использовании неоднородного магнитного поля, позволяющего удалить трекер и калориметр от мишени и тем самым значительно подавить фоновую загрузку детекторов. Что приводит к значительному уменьшению фона от случайных совпадений, который дает существенный вклад в фон и ограничивает уровень чувствительности эксперимента. Для эксперимента по поиску процесса $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$ (рис. 22) трековый детектор, калориметр и годоскоп помещаются в однородное магнитное поле 0.5 Т.

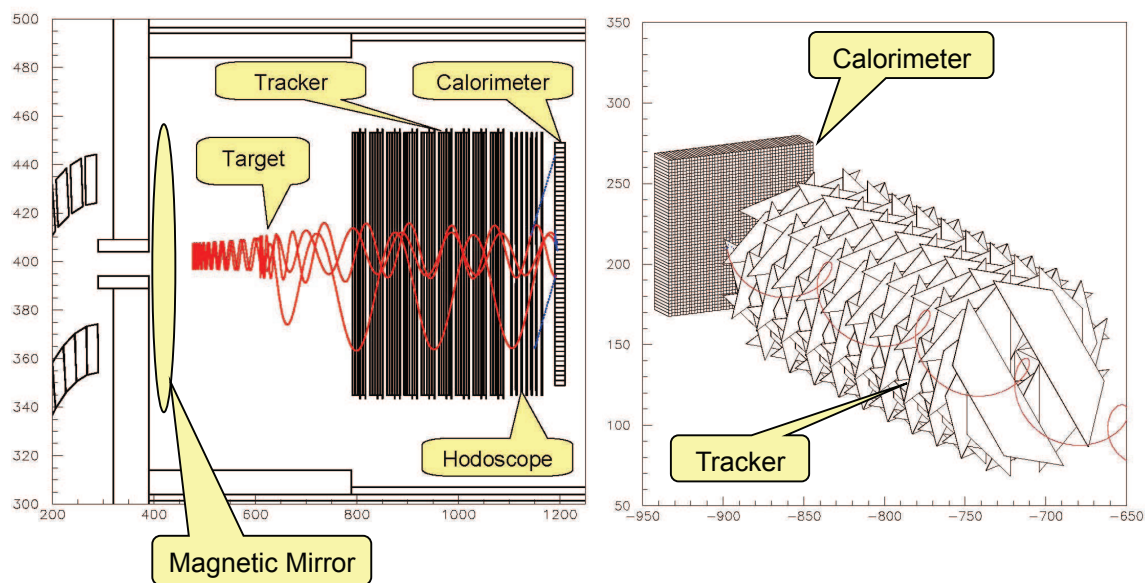


Рис. 22: Детекторная система эксперимента по поиску процесса $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$.

Средняя энергия электронов и позитронов в процессе $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$ равна одной третьей от энергии электронов в процессе $\mu \rightarrow e$ конверсии. Годоскоп состоит из сцинтилляционных волокон, идущих радиально от центра детекторной системы. Координаты $Z-\phi$, измеренные годоскопом, позволяют определить наклон траектории и, тем самым, различить положительные и отрица-

тельные частицы. Величина наклона траектории пропорциональна импульсу частицы параллельному оси установки. Тонкая Ве мишень (50 мг/см²), для остановки мюонов, расположена на оси установки в неоднородном магнитном поле 1 Тесла. Отношение магнитных полей в районе магнитного зеркала (2 Тесла) к полю в районе мишени (1 Тесла) равно 2. Таким образом магнитное зеркало может отразить до 70% электронов и позитронов в распаде $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$, полетевших в направлении противоположном детекторам.

В распаде $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$ возможно только два варианта направления движения электрона и позитронов: первый вариант - две частицы сразу движутся в направлении детекторов а третья частица движется в противоположном направлении, второй вариант - одна частица сразу движется в направлении детекторов а две другие движутся в противоположном направлении. На рис. 22 показан пример события первого варианта направления движения, когда две частицы от распада мюона в мишени движутся по направлению к детекторам. Третья частица в этом событии попадает в детекторы после отражения от магнитного зеркала. Вероятность отражения одной и двух частиц от магнитного зеркала равна 70% и 50% (0.7^2) соответственно. Таким образом полная вероятность того, что все три частицы от распада $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$ попадут в детекторы оценивается величиной равной 60%. Уменьшение магнитного поля с 1 Тесла, в районе мишени, до 0.5 Тесла, в районе детекторов, помогает уменьшить разброс в угле наклона траектории движения электронов и позитронов распада. И тем самым помогает установить более жесткий триггер при отборе электронов в сцинтилляционном годоскопе. Триггер первого уровня для процесса $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$ строится на регистрации электрона с энергий выше 25 МэВ. Низкая вероятность образования (10^{-6}) электрона с энергий выше 25 МэВ от основного фонового процесса $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$ позволяет использовать такой триггер.

Получено аналитическое выражение для квадрата матричного элемента основного фонового процесса $\mu^+ \rightarrow 3e2\nu$ [16], которое позволяет провести детальное моделирование фона в условиях экспериментальной установки с последующей процедурой поиска и реконструкции событий. Показано, что уровень основного фона сильно зависит от импульсного разрешения спектро-

метра (σ) как $\sim \sigma^6$.

Таблица 5: Сводная таблица основных факторов определяющих достижимый уровень эксперимента по поиску процесса $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$ и уровень фона.

Время эксперимента (с)	$2 \cdot 10^7$
Интенсивность протонов (Hz)	$4 \cdot 10^{13}$
Интенсивность остановок мюонов (Hz)	$5 \cdot 10^8$
Эффективность наблюдения во временном интервале	0.45
Эффективность регистрации электрона	0.90
Геометрический акцептанс, эффективность фита и отбора событий	0.18
Ожидаемое число событий для $\text{Br}(\mu \rightarrow 3e) = 10^{-14}$	6
Ожидаемый верхний предел (90% C.L.) если $\text{Br}(\mu \rightarrow 3e) \ll 10^{-14}$	$< 3 \cdot 10^{-15}$
Ожидаемое число событий от фона случайных совпадений	0.4
Ожидаемое число событий от основного фона	0.1

Детальное моделирование основного фонового процесса для этого эксперимента, распад мюона $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$, дает вклад в фон равный 0.1 событие за время эксперимента. При условии, что на суммарный импульс заряженных лептонов в процессе $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$ восстанавливается с точностью $\sigma_p = 0.4$ МэВ/с и интервал наблюдения $\Delta = 1$ МэВ.

Показано, что разработанный метод позволяет повысить уровень чувствительности эксперимента по поиску процесса $\mu \rightarrow 3e$ в 300 раз до уровня $R_{\mu e} < 3 \cdot 10^{-15}$, по сравнению с существующим экспериментальным уровнем равным $R_{\mu e} < 1.1 \cdot 10^{-12}$.

В седьмой главе описан новый метод поиска процесса $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ основанный на использовании неоднородного магнитного поля, позволяющего расположить калориметр и трекер таким образом, чтобы значительно подавить фоновую загрузку детекторов. Что приводит к значительному уменьшению фона от случайных совпадений, который дает основной вклад в фон и ограничивает уровень чувствительности эксперимента.

В эксперименте по поиску процесса $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ калориметр состоит из 2048 кристаллов LYSO размером $2 \times 2 \times 20$ см³, которые группируются в восемь секций, расположенных симметрично относительно оси детектора (рис. 23). Телесный угол регистрации калориметра $\Omega/4\pi$ составляет величину равную

7%. Годоскоп состоит из сцинтилляционных оптоволокон диаметром 1.4 мм, идущих радиально от центра детекторной системы. Координаты $Z-\phi$, измеренные годоскопом, позволяют определить наклон траектории и, тем самым, различить положительные и отрицательные частицы. Детекторы установки, – трекер, калориметр и годоскоп, имеют центральную зону без вещества чтобы не остановившиеся в мишени мюоны могли без взаимодействия попасть в ловушку пучка.

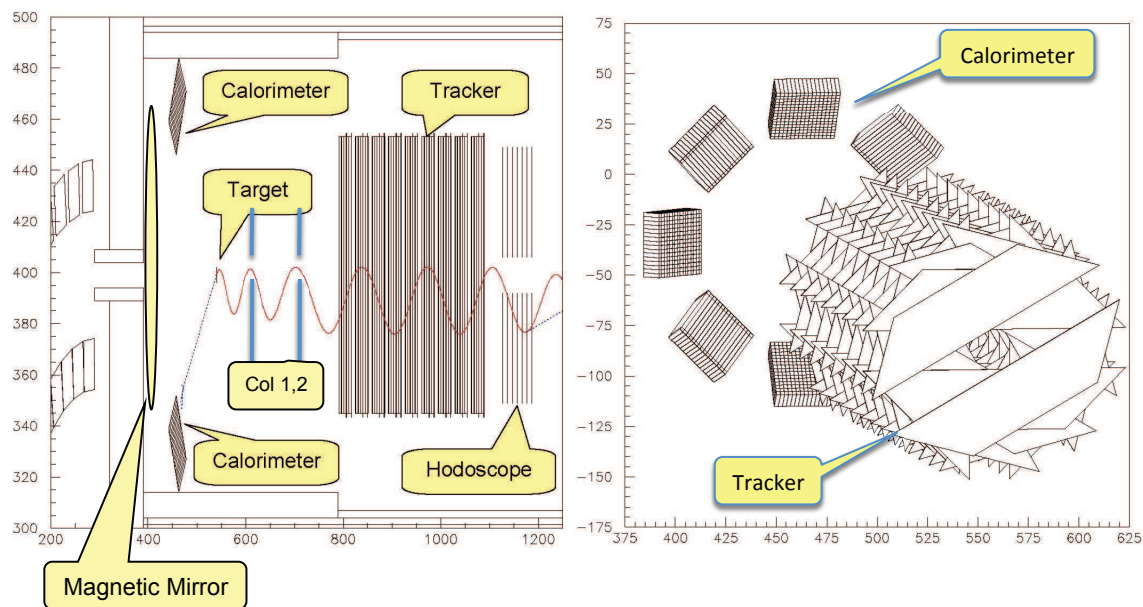


Рис. 23: Детекторная система эксперимента по поиску процесса $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$.

Триггерная система для процесса $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ использует годоскоп в совпадении с калориметром. Триггер первого уровня для процесса $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ строится на регистрации γ -кванта с энергий выше 45 МэВ. Основным источником образования γ -квантов это радиационный распад мюона в мишени. Относительная вероятность образования γ -квантов с энергий выше 45 МэВ от радиационный распад мюона $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ составляет величину равную 10^{-5} . Другой источник образования γ -квантов это тормозное излучение позитронов в мишени. Оценка относительной вероятности образования γ -квантов с энергий выше 45 МэВ от тормозное излучение позитронов в мишени дает величину $\sim 3 \cdot 10^{-6}$.

Детальное моделирование $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ эксперимента и процедура поиска и реконструкции событий дает одно ожидаемое полезное событий, при

предполагаемой относительной вероятности процесса равной 10^{-14} . При этом были использованы следующие факторы: интенсивность остановки мюонов ($5 \cdot 10^8 \mu^+ / \text{с}$), время жизни эксперимента ($2 \cdot 10^7 \text{с}$), вероятность распада мюона во временном интервале регистрации (0.4), эффективность триггера (0.9) и комбинированный фактор отбора. Геометрический аксептанс установки равен 0.07. Комбинированный фактор, учитывающий процедуру поиска, реконструкции и отбора событий, равен 0.32. Если предполагаемая относительная вероятность процесса окажется значительно ниже уровня 10^{-14} возможно установить верхний предел на относительную вероятность процесса $2 \cdot 10^{-14}$ с уровнем достоверности 90%. Ошибка в оценке верхнего предела относительной вероятности процесса определяется в основном ошибкой в определении комбинированного фактора отбора и составляет $\simeq 1\%$. Наилучший верхний предел на относительную вероятность процесса, достигнутый в настоящее время, составляет $2.4 \cdot 10^{-12}$. Ожидаемый уровень фона случайных совпадений составляет 0.7 события для временного окна совпадений 0.2 нс.

Таблица 6: Сводная таблица основных факторов определяющих достижимый уровень эксперимента по поиску процесса $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ и уровень фона.

Время эксперимента (с)	$2 \cdot 10^7$
Интенсивность протонов (Hz)	$4 \cdot 10^{13}$
Интенсивность остановок мюонов (Hz)	$5 \cdot 10^8$
Эффективность наблюдения во временном интервале	0.45
Геометрический аксептанс установки	0.07
Эффективность фита и отбора событий	0.32
Ожидаемое число событий для $\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) = 10^{-14}$	1
Ожидаемый верхний предел (90% C.L.) если $\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) \ll 10^{-14}$	$< 2 \cdot 10^{-14}$
Ожидаемое число событий от фона случайных совпадений	0.7
Ожидаемое число событий от основного фона	0.3

Как видно из таблицы 6 фон от случайных совпадений дает основной вклад и ограничивает уровень чувствительности эксперимента. Уровень фона случайных совпадений зависит квадратично от энергетического разрешения калориметра и линейно от импульсного разрешения спектрометра. Также уровень этого фона зависит квадратично от углового разрешения спектрометра.

Проведенный анализ основного фона от случайных совпадений показывает, что достижение уровня чувствительности $R_{\mu e} < 2 \cdot 10^{-14}$ эксперимента по поиску процесса $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ будет связано с улучшением энергетического разрешения калориметра.

Показано, что разработанный метод позволяет повысить уровень чувствительности эксперимента по поиску процесса $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ в 100 раз до уровня $R_{\mu e} < 2 \cdot 10^{-14}$, по сравнению с существующим экспериментальным уровнем равным $R_{\mu e} < 2.4 \cdot 10^{-12}$. При условии, что энергетическое разрешение калориметра составляет $\sigma_E/E \simeq 0.2\% / \sqrt{E}$.

В заключении сформулированы основные результаты диссертации:

1. Предложен и разработан новый метод создания сверхинтенсивного импульсного источника отрицательных и положительных мюонов на основе открытой магнитной ловушки, созданной неоднородным магнитным полем. Показано, что интенсивность пучка отрицательных мюонов увеличивается в тысячу раз по сравнению с существующим уровнем $10^8 \mu^- / c$ до величины равной $2 \cdot 10^{11} \mu^- / c$. Интенсивность источника положительных мюонов увеличивается в 5 раз, по сравнению с существующим в настоящее время пучком мюонов с интенсивностью $10^8 \mu^+ / s$, до величины равной $5 \cdot 10^8 \mu^+ / s$, которая ограничивается уровнем фона случайных совпадений. Разработанный в диссертации метод создания источника мюонов использован в эксперименте Mu2e (E973) принятого к постановке на ускорителе FNAL (Чикаго, США) в 2009 году, проекте эксперимента СОМЕТ (КЕК, Япония) и проекте ускорителя $\mu^+ \mu^-$ - collider.
2. Предложен и разработан новый метод поиска редких мюонных процессов, основанный на использовании пульсирующего протонного пучка и объединении источника мюонов, системы формирования пучка и детектирующей части установки в одну магнитную систему с неоднородным полем. Показано, что разработанный метод повышает чувствительность эксперимента по поиску процессов $\mu \rightarrow e$ конверсии, $\mu \rightarrow 3e$ и $\mu \rightarrow e + \gamma$ по сравнению с существующим уровнем в 10^5 , 300 и 100 раз соответственно. При этом уровень чувствительность эксперимента по поиску

процессов $\mu \rightarrow e$ конверсии, $\mu \rightarrow 3e$ и $\mu \rightarrow e + \gamma$ составляет величины равные $4 \cdot 10^{-17}$, $3 \cdot 10^{-15}$ и $2 \cdot 10^{-14}$ по сравнению с существующим уровнем $4.3 \cdot 10^{-12}$, $1.1 \cdot 10^{-12}$ и $2.4 \cdot 10^{-12}$ соответственно. Разработанный в диссертации метод поиска использован в эксперименте Mu2e (E973).

3. Разработана новая конструкция детектирующей системы, позволяющая исследовать процессы $\mu \rightarrow e$ конверсии, $\mu \rightarrow 3e$ и $\mu \rightarrow e + \gamma$ на одной экспериментальной установке с одним общим набором модулей детекторов. Переход от одного из трех указанных экспериментов к другому осуществляется простой перестановкой модулей.

4. Создано два прототипа трековой системы на основе дрейфовой камеры. Измеренная вероятность срабатывания соседней с треком ячейки камеры от δ -электронов, образованных вдоль трека частицы, составляет величину равную 1.7%, которая хорошо согласуется с теоретическими оценками для двух разных приближений: 1.1% и 2.4%.

Измеренная зависимость эффекта сноса электронов ионизации в дрейфовой камере, работающей в сильном (10 кГс) поперечном магнитном поле, позволяет получить координатное разрешение ~ 150 мкм такое же, как и без магнитного поля.

5. Создан прототип быстрого калориметра электронов в области низких энергий 50-100 МэВ на основе сцинтилляционных кристаллов PWO и лавинных фотодиодов большой площади (LAPD). Энергетическое разрешение прототипа калориметра составляет величину $\sigma_E/E = 1\% / \sqrt{E}$, которое в три раза лучше, чем разрешение ($3\% / \sqrt{E}$) калориметра CMS (LHC) с кристаллами PWO. Проведенное исследование времени высвечивания кристаллов PWO с помощью одно-фотонного метода, показало, что быстродействие калориметра, связанное с временем высвечивания кристалла, составляет величину равную 25 нс.

6. Разработан новый комбинаторно-ограниченный метод, на основе Кальман фильтра, отбора и реконструкции импульсов низко-энергичных (30-100 МэВ/с) электронов с высокой точностью $\sigma_p/p \sim 10^{-3}$ в магнитном

спектрометре в условиях высокого фона при поиске редких мюонных процессов: $\mu \rightarrow e$ конверсии, $\mu \rightarrow e + \gamma$ и $\mu \rightarrow 3e$. Особенностью метода является реконструкция событий по малой части измеренной траектории электронов, что позволяет работать при сверхвысокой интенсивности остановок мюонов ($10^{11} \mu/c$) в мишени.

7. Проведено детальное моделирование различных фоновых процессов в трекаре, которые влияют на импульсное разрешение спектрометра. Показано, что уровень основного фона при поиске процессов $\mu \rightarrow e$ конверсии и $\mu \rightarrow 3e$ имеет сильную степенную зависимость $\sim \sigma^6$ от разрешения спектрометра (σ). Улучшение разрешения спектрометра в 2 раза приводит к подавлению основного фонового процесса в 64 раза. Показано, что уровень основного фона при поиске процесса $\mu \rightarrow e + \gamma$ определяется фоном случайных совпадений и зависит квадратично от энергетического разрешения калориметра.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Р.М. Джилкибаев, В.М. Лобашев, *Поиск процесса $\mu \rightarrow e$ конверсии на ядре*, Ядерная физика, **49**, 384 (1989).
2. А.И. Бочкарев, Р.М. Джилкибаев, В.М. Лобашев, *Поиск нарушения закона сохранения лептонного числа в процессе $\mu \rightarrow e$ конверсии на ядре*, Труды 5 Всесоюзного семинара "Программа исследований на ММФ ИЯИ Звенигород, Апр. 12-15, pp. 131 (1987).
3. В.С. Абаджев,..., Р.М. Джилкибаев и др., *Статус эксперимента по наблюдению процесса $\mu \rightarrow e$ конверсии на ядре*, Труды международного семинара по физике промежуточных энергий, Москва, Ноя. 27-30, pp. 178 (1989).
4. Р.М. Джилкибаев, В.М. Лобашев, *Поиск редких мюонных процессов с нарушением лептонного числа*, Ядерная физика, **73**, 2067 (2010).
5. В.С. Абаджев,..., Р.М. Джилкибаев и др., *MELC experiment to search the $\mu^- A \rightarrow e^- A$ process*, INR Proposal, P786/92 (1992).

6. R.M. Djilkibaev, V.M. Lobashev, *The Solenoid muon capture system for the MELC experiment*, Proc. 9th Advance ICFA Beam Dynamica Workshop: Beam Dymanics and Technology Issues for $\mu^+\mu^-$ Colliders, pp.53, Montauk, New York, Oct 15-20 (1995).
7. Bachman, ..., R. Djilkibaev *et al.*, *MECO Experiment*, BNL Proposal P940 (1997).
8. R.M. Djilkibaev, *MECO muon yield simulation using experimental data*, Workshop on the Front end of a Muon Collider, edited by S. Geer and R. Raja, FNAL, Batavia 6-9 November, AIP Conf. Proc. vol. **435**, (1998).
9. В.С.Абаджев, Р.М. Джилкибаев и др., *Быстрая дрейфовая камера на смеси CF₄/ISO*, Приборы и техника эксперимента **1**, 63, (1995).
10. В.С.Абаджев, Р.М. Джилкибаев и др., *Быстрая двухкоординатная дрейфовая камера*, Приборы и техника эксперимента **3**, 50, (1995).
11. R.Djilkibaev, R.Konoplich, *Kalman filter based tracker study for muon conversion experiment*, e-Print/arXiv:hep-ex/0312022v1 (2003).
12. R. M. Djilkibaev, R. V. Konoplich, *Electrons from muon decay in a bound state*, e-Print/arXiv:[hep-ph]/0902.0985 (2009).
13. R. M. Djilkibaev, R. V. Konoplich, *Kalman filter based tracker study for lepton flavor violation experiments*, JINST **4** P08004 (2009).
14. R. M. Djilkibaev, R. V. Konoplich, *Estimation of radiative corrections to the process of muon-electron conversion*, e-Print/arXiv:[hep-ph]/0902.2430 (2009).
15. R. Djilkibaev et. al., *Lead-tungstate scintillator studies for a fast low-energy calorimeter*, JINST **5** T01003 (2010).
16. R. M. Djilkibaev, R. V. Konoplich, *Rare muon decay $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$* , Phys.Rev. **D 79**, 073004 (2009).