



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1 - 9554

КОРЕНЧЕНКО
Спартак Михайлович

РЕДКИЕ РАСПАДЫ МЮОНОВ И ПИОНОВ

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

**Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук**

Дубна 1976

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем
Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

член-корреспондент АН СССР	И. И. Гуревич,
член-корреспондент АН СССР	Л. М. Барков,
доктор физико-математических наук	А. И. Мухин.

Ведущее предприятие:

Московский инженерно-физический институт.

Защита диссертации состоится " " июля 1976 г.
в часов на заседании специализированного совета Д-56/3 при
Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных
исследований, г. Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан " " 1976 г.

Ученый секретарь специализированного совета
кандидат физико-математических наук

Ю. А. Батусов

Изучение распадов частиц всегда было одной из важнейших задач экспериментальной физики. Это естественно, так как в процессах распадов в различных аспектах проявляются основные фундаментальные законы физики элементарных частиц. Это замечание в полной мере относится и к распадам мюонов и пионов. Достаточно напомнить, что, например, измерение вероятности распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ явилось одним из лучших доказательств μ - e симметрии, исследования бета-распада пиона подтвердили гипотезу об изотриплетном характере векторного тока, исследования распада $\mu \rightarrow e \nu \bar{\nu}$ явились одним из главных источников наших сведений о форме слабых взаимодействий.

Следует отметить, что практически все распады пионов и мюонов, за исключением основных, имеют очень малую вероятность. Поэтому изучение их представляет большие трудности. Не случайно прогресс в изучении редких распадов всегда был тесно связан с прогрессом в методике эксперимента.

Выполненные в 1964–1975 г.г. под руководством автора работы по созданию новой методики с использованием цилиндрического магнитного искрового спектрометра, проведению с помощью этого спектрометра исследований редких распадов мюонов и пионов и по дальнейшему развитию исследований редких процессов на основе развития методики цилиндрического магнитного спектрометра в соответствии с принципиально новыми возможностями, обеспечиваемыми "мезонными фабриками", положены в основу диссертации.

В первой главе диссертации сформулированы требования к аппаратуре для исследования редких процессов, описан

применявшийся спектрометр, приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований, связанных с работой искровой камеры.

Специфика экспериментов по исследованию редких распадов приводит к тому, что к аппаратуре приходится предъявлять очень высокие и противоречивые требования. С одной стороны, для того, чтобы можно было выделить искомый редкий процесс на фоне других процессов, вероятность которых на много порядков больше, необходимо высокое пространственное, временное и энергетическое разрешение как для заряженных, так и для нейтральных частиц. Как правило, аппаратура, у которой эти характеристики наиболее высоки, имеет малую эффективность регистрации. С другой стороны, чрезвычайно малая вероятность исследуемых процессов заставляет стремиться свести к минимуму потери событий. С этой целью естественно стремление сделать детектор с возможно большим телесным углом и с высокой эффективностью регистрации частиц распада в условиях, обеспечивающих возможно более полное использование имеющихся пучков.

В связи с тем, что практически невозможно настроить аппаратуру так, чтобы регистрировался только исследуемый процесс, в эксперименте приходится иметь дело с большим количеством фоновых событий. Возникает проблема приема и переработки очень большого количества информации. Для уменьшения этого потока весьма полезными оказываются такие свойства аппаратуры, как возможность выбирать регистрируемый энергетический, пространственный и временной интервал, управляемость, способность различать знаки зарядов частиц.

Таким образом, при создании аппаратуры для исследования

редких распадов необходимо стремиться к тому, чтобы одновременно в возможно большей мере выполнялись следующие требования:

- 1) большой телесный угол регистрации процессов;
- 2) высокая эффективность регистрации участвующих в процессе частиц;
- 3) высокое пространственное, энергетическое и временное разрешение;
- 4) управляемость;
- 5) хорошие пороговые и годоскопические свойства;
- 6) способность работать при больших интенсивностях и перерабатывать большие потоки информации;
- 7) способность различать знаки зарядов частиц.

Естественно, что создать "идеальный" детектор, который в максимальной мере удовлетворял бы всем перечисленным требованиям, в настоящее время практически невозможно. Кстати, такой детектор был бы "идеальным" и для многих других экспериментов. Обычно приходится идти на тот или иной компромисс.

К 1963 г. возможности методик, применявшихся при изучении редких распадов пионов и мюонов (пузырьковые камеры, спектрометры полного поглощения, искровые камеры без магнитного поля), были исчерпаны. Необходимо было увеличить разрешение по энергиям частиц, расширить возможности отделения фоновых событий, создать аппаратуру, эффективно регистрирующую многочастичные процессы. Применение цилиндрической искровой камеры, помещенной в магнитное поле и управляемой годоскопической системой сцинтилляционных счётчиков / I /, позволило получить сравнительно высокую точность измерения энергий позитронов при большом телесном угле, удовлетворить в определённой мере требованиям, пере-

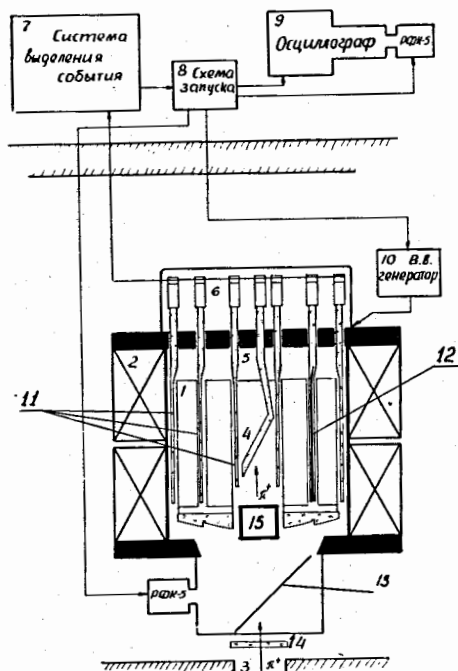


Рис. 1. Общая схема искрового спектрометра.

1 - искровая камера, 2 - магнит, 3 - коллиматор, 4 - мишень, 5 - световоды, 6 - ФЭУ, II - сцинтилляторы, 12 - конвертор, 13 - зеркало, I4 - мониторный счётчик, 15 - поглотитель.

численным выше, и продвинуться дальше в изучении редких распадов мезонов.

Общая схема спектрометра показана на рис. 1. Искровая камера (I) помещена в магнит-соленоид, имеющий диаметр рабочей области 46 см и высоту 30 см. Ось камеры совпадает с осью соленоида. В центральной части искровой камеры расположена сделанная из пластического сцинтиллятора мишень (4), в которой останавливаются мезоны. Внутри и снаружи камеры установлены сцинтилляционные счётчики (II). Световые импульсы по длинным световодам (5) поступают на ФЭУ (6), расположенные снаружи магнита. В случае необходимости детектировать гамма-кванты внутри камеры устанавливается свинцовый конвертор (12). Разрез детектирующей части установки в плоскости, перпендикулярной пучку, показан на рис. 2.

Импульсы от ФЭУ поступают на быструю электронную схему выделения события (7, рис. 1), вырабатывающую импульс запуска установки (мастер-импульс) в соответствии с заданной логикой. Наряду с этим импульсы от ФЭУ подаются на 5-лучевой осциллограф (9) с целью проведения дополнительного амплитудного, временного и логического анализа. Мастер-импульс запускает развёртку осциллографа, генератор, подающий высоковольтный импульс на искровую камеру, и устройства смены кадров двух фотокамер РФК-5. Одна из фотокамер фотографирует экран осциллографа. На другую фотокамеру с помощью тонкого зеркала (13) подаётся изображение искр. Пучок мезонов вводится со стороны зеркала в направлении, совпадающем с осью искровой камеры.

В искровой камере имеется 18 цилиндрических рабочих зазоров величиной 5 мм каждый. В целях уменьшения количества веществ-

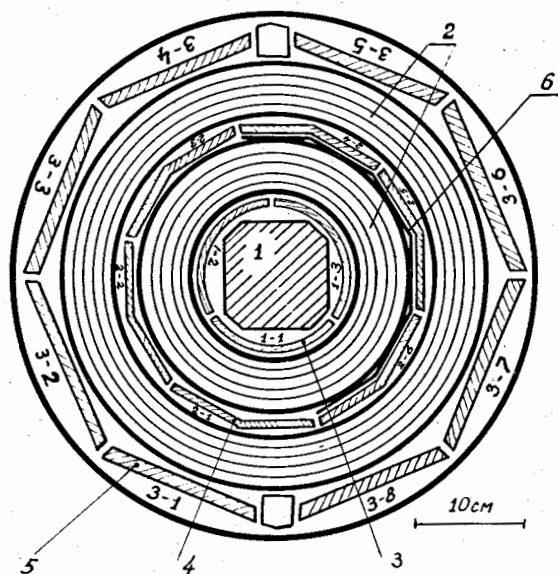


Рис. 2. Разрез спектрометра в плоскости, перпендикулярной направлению пучка пионов. 1 - мишень, 2 - зазоры искровой камеры, 3 - три сцинтиллятора I-го ряда, 4 - шесть сцинтилляторов 2-го ряда, 5 - восемь сцинтилляторов 3-го ряда, 6 - свинцовый конвертор.

ва на пути частиц все внутренние электроды камеры изготовлены из алюминиевой фольги толщиной 50 мкм. Одна из торцовых крышек камеры представляет собой линзу, с помощью которой происходит фотографирование объема камеры в лучах, параллельных её оси.

Координата по глубине камеры (Z -координата) определялась с помощью специального призматического устройства^{/ 3 /}, ранее не применявшегося в методике искровых камер. Использование его дало практическую возможность создать спектрометр с необходимыми характеристиками.

Чистота рабочего газа (неона) поддерживалась путём непрерывной циркуляции его через систему очистки с ловушкой из активированного угля, охлаждаемой жидким азотом.

Работа камеры во время экспозиций контролировалась с помощью специального телевизионного устройства.

Исследование смещения искр в камере при наличии скрещенных электрического и магнитного полей показало существенно нелинейную зависимость величины смещения от магнитного поля^{/ 4 /} в отличие от существовавшего ранее мнения о линейном характере этой зависимости. Было показано, что факт этот объясняется на основе известных закономерностей и зависимость смещения от величины магнитного поля описывается формулой Таунсенда. Было также отмечено, что наличие смещения позволяет определить время пролёта частицы в искровой камере с точностью $\sim 70-100$ нс.

Изучение важной при измерениях многочастичных процессов характеристики - эффективности регистрации в камере одновременно нескольких частиц (ливневой эффективности) - позволило сформулировать феноменологическую модель^{/ 5 /}, хорошо описывающую известные экспериментальные данные. Было показано, что распределение вероятностей возникновения определённого числа пробоев

при пролете нескольких частиц может быть описано с помощью формул биномиального распределения. При этом в формулы входят два параметра, определяемые по данным простого эксперимента с прохождением одной частицы через двухэлектродный промежуток камеры.

Вторая глава посвящена экспериментам по поиску распадов $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ и $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$ / 6-9 /.

Отсутствие распадов $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ и $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$, поиски которых проводились многими авторами со все возрастающей точностью, заставило сделать предположение о существовании двух типов нейтрино: электронного и мюонного. Это предположение подтвердилось в нейтринных экспериментах. В них было найдено, что в пучках нейтрино, возникающих при распаде пиона, наблюдается образование мюонов и не наблюдается образования электронов. В настоящее время принято считать, что электрон и мюон, так же как и соответствующие им нейтрино, отличаются специальным квантовым числом — лептонным зарядом. Проблема различия физических свойств электрона и мюона, по-видимому, одна из фундаментальных в современной физике элементарных частиц. Экспериментальное определение степени справедливости закона сохранения лептонного заряда представляет в этом свете несомненный интерес. Высказывались предположения, что лептонный заряд после несохранения Р-четности и СР-инвариантности может быть одним из первых претендентов на нестрого сохраняющееся квантовое число. Точность экспериментальных данных, свидетельствующих в пользу сохранения лептонного заряда, допускает возможность относительно сильных нарушений. Несомненно, необходима постановка новых экспериментов (в частности, поисков распадов $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ и $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$) с целью дальнейшего прояснения этой важной проблемы.

Поиски распада $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ проводились на пучке пионов с энергией ~ 85 МэВ, получаемых на синхротроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Для регистрации гамма-квантов в камере был помещен свинцовый конвертор толщиной $2,47$ г/см² (рис. 1,2). Таким образом, счетчики 24, 25, 26, 35, 36, 37, 38 вместе с соответствующей частью искровой камеры составляли детектор гамма-квантов. Остальная часть спектрометра служила для детектирования позитронов. Между е- и гамма-детекторами были установлены свинцовые поглотители толщиной 6 радиационных длин. Это позволило уменьшить число запусков, возникающих при прохождении одного позитрона сразу через оба детектора.

Быстрая электроника вырабатывала мастер-импульс в случае совпадений в пределах разрешающего времени (~ 10 нс) импульсов в мишени, в счетчиках 2-го и 3-го рядов в обоих детекторах, в счетчике II или I2. При этом требовалось еще, чтобы не было импульса в счетчике I3 или какого-либо из совпадений (I1·26), (I2·24), (2I·3I·26), (2I·3I·38), (23·34·24), (23·34·35). Такое требование, не уменьшая практически эффективность регистрации распада $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$, значительно снижало число запусков установки от случайных совпадений, вызываемых позитронами, попадающими в гамма-детектор из мишени, или частицами с большой кривизной трека, проходящими сразу через оба детектора.

С целью контроля работы схем электроники в течение всей экспозиции регистрировался счет на выходе практически всех блоков.

На проведение поиска распадов $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ было затрачено

около 100 часов работы синхротрона, из них ~ 60% — на набор статистики. Величина магнитного поля составляла 0,92 Т.

В течение эксперимента в мишени распалось ~ $6 \cdot 10^9$ мюонов и было получено ~ 250 тыс. пар снимков, в которых могли быть зарегистрированы распады $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$.

Отбор событий производился по следующим критериям:

- 1) имеется однозначно определяемый трек позитрона в е-детекторе и однозначно определяемая пара или один трек в гамма-детекторе;
- 2) на фотографии угол между треком позитрона и направлением на точку конверсии гамма-кванта не превышает 30° ;
- 3) трек от конверсии гамма-кванта состоит не менее чем из трёх искр;
- 4) в гамма-детекторе нет искр между мишенью и конвертором, которые можно было бы интерпретировать как трек, идущий из мишени;
- 5) на треке позитрона есть не менее 4-х искр в 10 зазорах камеры, расположенных до второго ряда счётчиков, и не менее 3-х искр в остальных зазорах;
- 6) трек в е-детекторе и хотя бы один трек в гамма-детекторе имеют не менее двух искр в зазорах, в которых определяется Z-координата;
- 7) на осциллограмме имеются импульсы, соответствующие положению треков в камере;
- 8) событие не совпадает с моментом остановки пиона в мишени.

В результате отбора было найдено ~ 2600 событий, которые могли быть распадами $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ или $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$.

Отобранные события обмерялись с помощью шаблонов и специальной координатной сетки, на которую проектировалось изображение события.

При этом определялась кривизна трека, координаты центра окружности, совпадающей с треком, смещение искр, определяющих Z-координату, координата точки конверсии гамма-кванта.

На осциллограмме события измерялась амплитуда импульса в мишени, что давало возможность найти положение точки распада мюона с точностью ~ 1 см.

Полученные при измерениях данные пробивались на перфокарты и обрабатывались на ЭВМ. При этом производилась пространственная геометрическая реконструкция события и определялись кинематические параметры с учётом потерь в мишени.

Точность измерения энергии принятым способом определялась на основании результатов измерения энергии позитронов от распада $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ и составила ~ 10%.

При поиске редких распадов наличие фоновых процессов и возможность отделить их от искомого распада имеют определяющее значение. Процессами, имитирующими распад мю-е-гамма, могли бы быть:

- 1) распад $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$ в случае, когда нейтрино при распаде получают малую энергию;
- 2) радиационный распад пиона $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \gamma$;
- 3) перезарядка пиона $\pi^+ \rightarrow \rho^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ и последующий распад π^0 -мезона с парой Далица или с конверсией одного из гамма-квантов в мишени;
- 4) случайное совпадение между обычным распадом мюона в мишени и вылетом заряженной частицы или пары из конвертора; источником таких частиц могут быть мюоны, остановившиеся в конверторе, радиационные распады, фон гамма-квантов в экспериментальном зале.

Оценки показали, что в целом ожидаемый фон составляет 0,3 - 0,5 события.

Распад $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \tilde{\nu}_\mu \gamma$ является основным фоновым процессом при поиске распада мю-е-гамма. Наряду с этим его наличие играет и определённую положительную роль, так как его детектирование позволяет установить, правильно ли работает аппаратура в длительном многочасовом эксперименте.

После обработки отобранных снимков для дальнейшего анализа были оставлены события, у которых угол между направлениями вылета позитрона и гамма-кванта отличается от 180° не более чем на 15° . Таких событий было найдено 73. Распределение этих событий по энергиям позитрона и углу разлёта показано на рис.3. Выбор угла 15° был связан в основном с необходимостью избежать возможных потерь событий вблизи граничного угла (30°), принято при отборе событий.

По оценкам, среди отобранных событий в основном должны быть случаи радиационного распада мюона и I-4 события, обусловленные фоном типа 4.

Ожидаемое количество распадов $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \tilde{\nu}_\mu \gamma$ рассчитывалось на ЭВМ методом Монте-Карло. Оно оказалось равным 70. Результаты расчёта показаны на рис. 3. Видно, что экспериментальные и расчётные данные хорошо согласуются.

Как явствует из рис.3, ни одно из зарегистрированных событий не может быть интерпретировано как распад $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$.

Эффективность регистрации процесса $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ определялась путём моделирования методом Монте-Карло на ЭВМ. При этом принималась во внимание геометрия камеры, логика запуска, величина магнитного поля, многократное рассеяние и потери энер-

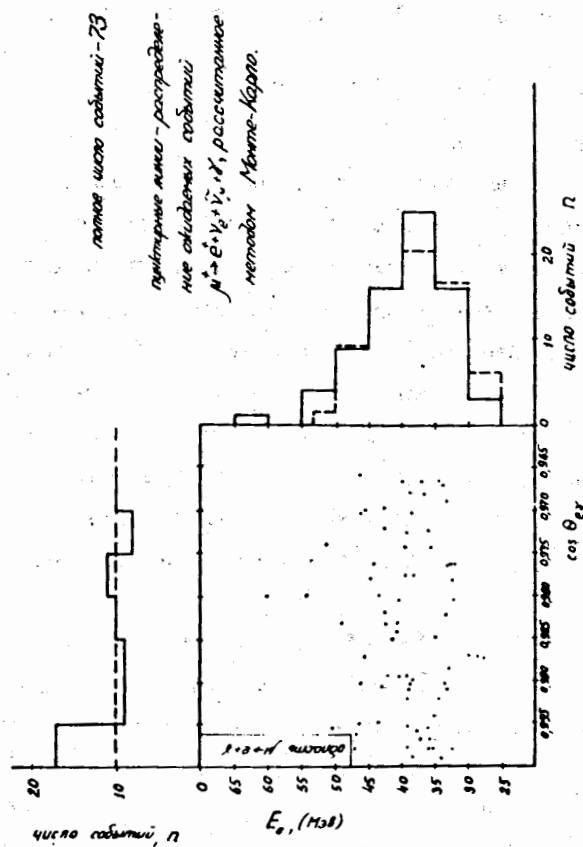


Рис. 3. Распределение событий распада $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e + \tilde{\nu}_\mu \gamma$ по энергии позитрона и косинусу угла разлёта позитрона и гамма-кванта.

гии позитронов и электронов на излучение и ионизацию. После введения всех поправок эффективность регистрации процесса $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ оказалась равной $(1,35 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$.

Отсюда, на основании распределения Пуассона, получается верхний предел относительной вероятности распада $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$

$$W_{\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma} / W_{\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu} \lesssim 2,9 \cdot 10^{-8} \quad (I)$$

на уровне 90% достоверности.

Это находится на лучшем достигнутом ранее уровне.

Поиски распада $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$ производились в общей постановке, аналогичной той, которая использовалась при поиске распада $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$. В связи с тем, что при распаде появляются только заряженные частицы, свинцовый конвертер был убран.

Быстрая логическая электронная система вырабатывала импульс, управляющий запуском установки, в случае совпадения в пределах разрешающего времени электроники (~ 10 нс) девяти импульсов, возникающих в мишени и в любых двух спцинтилляционных счётчиках 1-го ряда, трёх счётчиках 2-го ряда и трёх счётчиках 3-го ряда (см. рис. 2).

Всего за 620 часов экспозиции было остановлено $4,1 \cdot 10^{10}$ фотонов и получено 588 тыс. пар снимков с камеры и осциллографа, на которых могли быть зарегистрированы распады $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$. Около 64% экспозиции было проведено при величине магнитного поля 0,45 Т. Обработка полученного материала показала, что фоны невелики. Поэтому с целью увеличения эффективности регистрации процесса $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$ при последующей экспозиции магнитное поле было ослаблено до 0,3 Т.

Отбор событий был проведен по следующим критериям:

- 1) имеются два трека позитронов и один трек электрона;
- 2) все треки доходят до 3-го ряда спцинтилляционных счетчиков;
- 3) все треки проходят через разные спцинтилляторы 2-го и 3-го рядов;
- 4) на каждом треке имеется не менее пяти искр;
- 5) на осциллограмме события имеются импульсы от тех спцинтилляционных счетчиков, через которые прошли частицы.

При отборе основная часть материала была просмотрена дважды и часть трижды. В результате было отобрано 2064 события для последующей обработки. Координаты треков этих событий измерялись на микроскопах с автоматизированным выводом данных (ПУОСах). Полученные данные были затем обработаны на ЭМ БЭСМ-6. Вначале методом наименьших квадратов восстанавливались треки отдельных частиц. При этом вводились поправки на неоднородность магнитного поля, учитывались многократное рассеяние и потери на ионизацию. После этого с помощью критерия χ^2 устанавливалось, могут ли все три трека выходить из одной точки, расположенной в мишени. События с величиной χ^2 , вероятность которой меньше 5%, отбрасывались. В результате осталось 307 событий. Затем с помощью того же критерия определялось, что наблюдаемая кинематика распада не противоречит гипотезе о том, что это был распад $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$. События с величиной χ^2 , вероятность которой меньше 10% считались фоновыми. После такой обработки осталось 2 события, которые можно было рассматривать как возможные "кандидаты" на случай распада $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$.

Основной метод отделения эффекта от фона — это возможно более точное определение кинематики события. Для того, чтобы сохранить точность определения кинематических параметров на достаточно высоком уровне, было решено не рассматривать события такой конфигурации, при которой в мишени тратится более 25% энергии всех частиц.

В таких случаях рассеяние, неточность в определении энергии отдельных частиц и места распада приводят к аномально большим ошибкам. В свою очередь, это значительно увеличивает вероятность получения малого значения χ^2 , т.е. имитации искомого распада. Оказалось, что оба оставшихся "кандидата" по этому критерию должны быть отброшены. В одном из случаев частицы потеряли в мишени 40 МэВ, импульсы по кривизне были определены с точностью 10-20%, а ошибка определения энергии частиц доходила до 80%. В другом случае наблюдалась аналогичная картина.

Оценки величин возможных фонов показали, что они пренебрежимо малы. Более того, оказалось, что, введя критерий отбрасывания событий с коррелированными параметрами, можно по крайней мере в 10 раз увеличить экспозицию, прежде чем суммарное число фоновых событий достигнет величины ~ 1 .

Эффективность регистрации распада $\mu^+ \rightarrow e^+ e^- e^-$ рассчитывалась методом Монте-Карло в предположении, что матричный элемент распада является константой. При этом учитывалась геометрия спектрометра, ионизационные потери в мишени, логика запуска установки, величина магнитного поля, потери, связанные с критерием отбрасывания случаев, в которых суммарная потеря энергии частицами больше 25 МэВ. Величина эффективности оказалась равной 5,5% для поля 0,45 Т и 7,8% для поля 0,3 Т.

Затем в эти значения были внесены поправки на эффективность спцинтилляционных счетчиков, ливневую эффективность искровой камеры, эффективность просмотра снимков, потери, связанные с мертвым временем фотокамер и введением доверительных интервалов по χ^2 .

В результате окончательная эффективность регистрации событий при поле 0,45 Т получилась равной $(2,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-2}$ и при поле 0,3 Т - $(4,3 \pm 0,8) \cdot 10^{-2}$. Количество распадов мюонов при поле

0,45 Т составило $2,64 \cdot 10^{10}$ и при поле 0,45 Т - $1,46 \cdot 10^{10}$.

Используя распределение Пуассона, получаем верхнюю границу относительной вероятности распада $\mu^+ \rightarrow e^+ e^- e^-$

$$W_{\mu^+ \rightarrow e^+ e^- e^-} / W_{\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu} \lesssim 1,9 \cdot 10^{-9} \quad (2)$$

на уровне 90% достоверности. Эта величина в ~ 70 раз лучше оценки, сделанной ранее в лабораториях СССР и США.

В настоящее время не существует общепринятой и свободной от теоретических трудностей модели взаимодействия, нарушающего закон сохранения лептонного числа.

Если в распадах, идущих во втором порядке по слабому взаимодействию (рис. 4 и 5), в одной из вершин имеет место взаимодей-

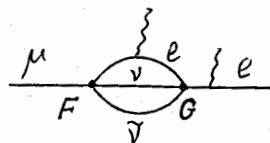


Рис. 4

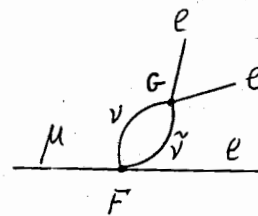


Рис. 5

ствием с константой F , не сохраняющее лептонный заряд, то, модифицируя известные расчеты и предполагая, что слабые взаимодействия обрезаются при энергии $\Lambda = 100$ ГэВ, получаем, исходя из экспериментальных ограничений (1) и (2),

$$F/G < (1-2) \cdot 10^{-2}.$$

Здесь G - константа Ферми.

Большой интерес в последнее время вызывает проблема нейтральных токов. Если в связи с этим предположить, что существует аномальное четырехлептонное взаимодействие типа $(\bar{e}e)(\bar{\mu}e)$, нарушающее закон сохранения лептонного числа, то распад $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$ будет процессом первого порядка по константе F_n такого взаимодействия. Для величины константы F_n на основании (2) получается оценка

$$F_n/G < 4,4 \cdot 10^{-5}.$$

В случае существования нейтрального промежуточного бозона можно было бы рассмотреть процесс (рис. 6), аналогичный обычному распаду мюона. Здесь g_0 - "нормальная" полуслабая константа взаимодействия нейтральных промежуточных бозонов, а g' - полуслабая константа, нарушающая закон сохранения лептонного заряда. Используя (2) и экспериментальные сечения процессов с нейтральными токами, получаем:

$$g'/g < 1,4 \cdot 10^{-4}.$$

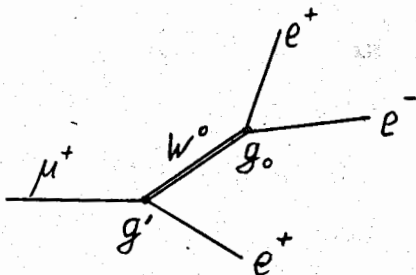


Рис. 6

В третьей главе изложены результаты впервые проведенных исследований распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ /10-12/.

В распаде $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ наибольший интерес представляет структурнозависимая часть распада (рис. 7). Детальное изучение этого

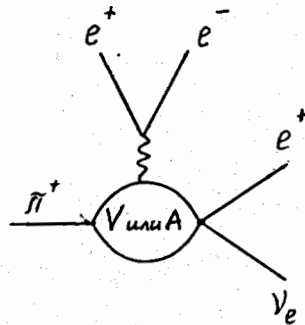


Рис. 7

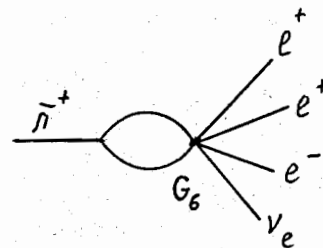


Рис. 8

распада позволяет, в принципе, определить аксиальные формфакторы пиона (параметры δ и ξ), проверить справедливость важных положений теории элементарных частиц (гипотеза частичного сохранения аксиального тока, соотношения алгебры токов), измерить электромагнитный радиус пиона, определить относительный знак амплитуд распадов $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ и $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$.

Распад $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ может также происходить за счет 6-фермионного взаимодействия (рис. 8), если оно существует. Оценки константы такого взаимодействия, сделанные на основе результатов нейтринных экспериментов, дали границу относительной вероятности распада $R_{\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-} \ll 10^{-4}$.

Статистический материал по распаду $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ был получен в той же экспозиции, которая проводилась с целью поиска распада

$\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$. Блок-схема, вырабатывающая мастер-импульс, отличалась только тем, что во 2-м ряду сцинтилляторов достаточно было совпадений импульсов от любых двух счетчиков. Это увеличило эффективность регистрации распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$. Дополнительно требовалось, чтобы событие типа $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ происходило в пределах временных "ворот" длительностью 70 нс, открываемых через 5 нс после остановки пиона.

Просмотр и отбор событий происходил одновременно с отбором событий $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$. В результате было отобрано 794 снимка для последующей обработки. Все отобранные (и по каналу $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$, и по каналу $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$) события обрабатывались по одной программе. Это было сделано с целью лучше оценить возможный фон событий типа $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$.

После применения χ^2 критерия на вероятность того, что все 3 трека выходят из одной точки, осталось 68 событий. Из них соответствующими кинематике распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ по χ^2 критерию оказалось 12 событий.

Вероятными источниками фона для распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ являются:

- 1) распад $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \gamma$ с последующей конверсией γ -кванта в мишени;
- 2) распад $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \tilde{\nu}_\mu \gamma$ с последующей конверсией γ -кванта;
- 3) распад $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \tilde{\nu}_\mu e^+ e^-$;
- 4) случайные совпадения вылета двух позитронов от распадов мюонов, причем один из них рассеивается на электроны мишени, передавая ему достаточно большую энергию ($> 10-15$ МэВ);
- 5) случайные совпадения между вылетом позитрона от распада мюона и сквозным прохождением заряженной частицы из области, лежащей вне камеры, через всю камеру и мишень, так как такая частица имитирует позитрон и электрон.

С целью подавить перечисленные источники фона зарегистрирован-

ные события проверялись на наличие электрон-позитронной пары с инвариантной массой < 20 МэВ или с помощью критерия χ^2 - на наличие сквозного прохождения и отбрасывались по этим критериям.

Оказалось, что 7 событий - случаи со сквозным прохождением, а оставшиеся 5 событий имеют коррелированную пару с инвариантной массой < 20 МэВ.

Таким образом, ни одно событие не может быть интерпретировано как распад $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$, не давший коррелированных $e^+ e^-$ -пар.

Эффективность регистрации распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ рассчитывалась методом Монте-Карло в предположении, что матричный элемент распада является константой. При этом учитывались все факторы, влияющие на эффективность. После внесения необходимых поправок эффективность регистрации при поле 0,45 Т получилась равной $(0,8 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$ и при поле 0,3 Т - $(1,8 \pm 0,4) \cdot 10^{-2}$.

Отсюда получается верхняя граница относительной вероятности распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$:

$$R_{\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-} \leq 4,8 \cdot 10^{-9} \quad (3)$$

на уровне 90% достоверности.

Полученное значение (3) позволяет дать ограничение на константу λ 6-фермионного взаимодействия:

$$\lambda > 575 \text{ МэВ.}$$

Известная оценка из результатов нейтринных экспериментов:

$$\lambda > 100 \text{ МэВ.}$$

Для аксиального формфактора ξ из (3) получается ограничение:

$$|\xi| < 7.$$

Отсюда следует ограничение на величину электромагнитного радиуса пиона

$$r_\pi < 1,03 \text{ ферми.}$$

С целью определить, что собой представляют 5 событий с коррелированной парой, были сделаны оценки возможных вкладов фоновых процессов. Вклад процессов $2-4$ оценивался на основе информации, полученной при обработке событий типа $\mu^+e^+e^-e^-$ по программе $\pi^+e^+\nu_e e^-$. Он оказался равным $\sim 0,5$ события. Это означает, что оставшиеся события – в основном распады $\pi^+e^+\nu_e\gamma$ и $\pi^+e^+\nu_e e^-$. Вклады этих процессов, не зависящие от γ , а также зависящие от γ и от γ^2 , рассчитывались на ЭВМ СДС-6200 методом Монте-Карло. При расчетах учитывалась геометрия установки, логика запуска и все другие условия эксперимента, влияющие на эффективность регистрации. Оказалось, что отношение вкладов $\pi^+e^+\nu_e e^-$ и $\pi^+e^+\nu_e\gamma$ составляет величину $\sim 1/6$ и слабо зависит от значения γ . Это позволяет считать, что найденные события в основном являются распадами $\pi^+e^+\nu_e\gamma$ с последующей конверсией гамма-кванта в мишени. Оценки величины γ , сделанные на основе этого предположения,

$$\gamma = -2,15^{+1,65}_{-1,0} \quad \text{или} \quad \gamma = 1,0^{+1,05}_{-1,5} ,$$

согласуются с результатами более точных измерений γ , сделанных при изучении распада $\pi^+e^+\nu_e\gamma$.

Хотя распад $\pi^+e^+\nu_e e^-$ не был достоверно идентифицирован, можно утверждать, что с вероятностью 55% среди имеющихся 5 событий могут быть случаи распада $\pi^+e^+\nu_e e^-$.

В четвертой главе диссертации рассмотрены вопросы дальнейшего расширения исследований редких процессов с целью изучения фундаментальных закономерностей физики элементарных частиц (закон сохранения лептонного заряда, структура слабых взаимодействий, структура пиона и т.д.). Такие исследования планируются на всех "мезонных фабриках", уже работающих или строящихся.

Создание "мезонных фабрик", обеспечивающих принципиально новые экспериментальные возможности, требует создания адекватной этим возможностям аппаратуры. В связи с этим предложено дальнейшее развитие методики цилиндрического магнитного спектрометра – установка с цилиндрическими пропорциональными многопроволочными камерами АРЕС (Анализатор Редких Событий) / 13 /, разрабатываемая в настоящее время. По своим возможностям спектрометр АРЕС намного превосходит известные предложения экспериментов по изучению редких процессов с мюонами и пионами на "мезонных фабриках".

Общее схематическое устройство спектрометра АРЕС аналогично уже описанному в I-й главе спектрометру с той, однако, принципиальной разницей, что детектор гамма-квантов располагается вокруг детектора заряженных частиц (рис. 9). Размеры детекторов и величина магнитного поля (до $\sim 1,8$ Т) выбраны такими, что заряженные частицы, идущие из мишени, полностью заворачиваются в детектирующем объеме. Это создает "магнитную защиту" детектора гамма-квантов и позволяет работать при интенсивностях в 100-1000 раз больших, чем раньше.

Цилиндрическая геометрия спектрометра обеспечивает:

- 1) максимальный телесный угол для заданного количества проволочек;
- 2) эффективное использование рабочего объема магнитного поля;
- 3) определенную изотропию свойств спектрометра (независимость свойств спектрометра от угла в плоскости, перпендикулярной оси камер) и связанную с этим унификацию логики запуска, упрощение систем фильтрации информации и программ обработки данных;
- 4) пороговые свойства при использовании мишеней малого диаметра, так как определенному радиусу соответствует определенный диапазон импульсов частиц;
- 5) удобство создания "магнитной защиты".

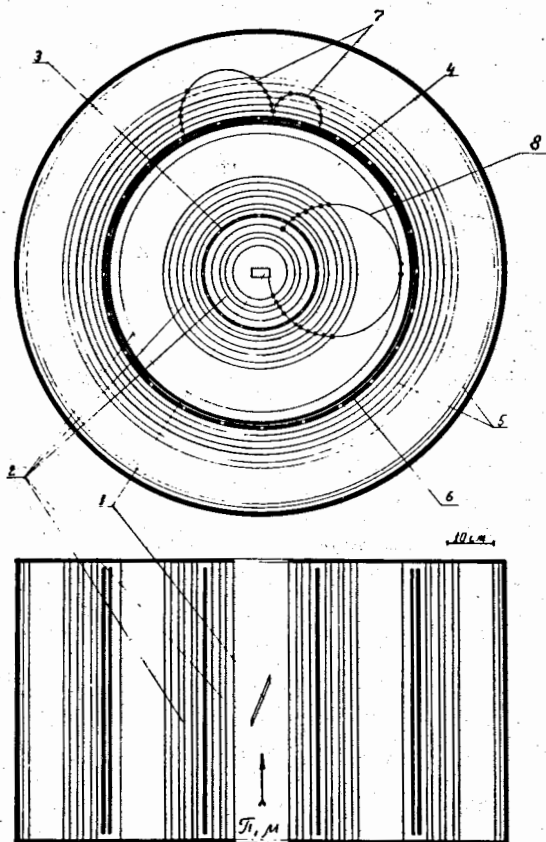


Рис. 9. Схема детектирующей части спектрометра АРЕС.
 1 - мишень, 2 - слои сигнальных нитей пропорциональных камер детектора заряженных частиц, 3 - сцинтилляторы детектора заряженных частиц, 4 - конвертор гамма-квантов, 5 - слои сигнальных нитей пропорциональных камер детектора гамма-квантов, 6 - сцинтилляторы детектора гамма-квантов, 7 - треки электрон-позитронной пары, 8 - трек позитрона.

Использование пропорциональных камер в спектрометре позволяет работать в условиях большой интенсивности остановок ($\sim 10^7 \text{ с}^{-1}$) и применить достаточно сложную логику для уменьшения числа запусков установки. Камеры располагаются так, что между ними нет разделяющих стенок. Это обуславливает большую "прозрачность" детекторов.

Внешний диаметр детектора гамма-квантов составляет 106 см, высота - 60 см. Общее число сигнальных нитей в камерах ~ 16 тыс. Электроника пропорциональных камер, сделанная на больших гибридных схемах, включающих все необходимые элементы, располагается на ядре магнита. Пропорциональные камеры через систему вывода и малую ЭВМ связываются в линию с ЭВМ ЕС-1040.

Разрешение по импульсам частиц распадов составляет $\sim 0,5\%$, временное разрешение сцинтилляционных счетчиков при учете места пролета частицы ~ 1 нс.

В связи с большими потоками информации от детекторов предусматривается многоступенчатая система фильтрации, включающая развитую наносекундную логику, устройство, реагирующее на знак частицы, систему быстрого распознавания треков (РАСТР), основанную на быстром специальном процессоре, а также алгоритмы фильтрации в ЕС-1040.

Спектрометр АРЕС в значительной мере удовлетворяет требованиям, сформулированным в I-й главе.

На АРЕСе можно будет проводить изучение редких распадов пионов и мюонов на уровне до 10^{-10} - 10^{-11} от вероятности обычного распада, т.е. на уровне в 100-1000 раз более низком, чем это было достигнуто до сих пор. Универсальный характер установки позволит выполнять на ней широкий круг исследований. Помимо распадов $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$, $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$, $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \gamma$, $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$, предполагается исследовать процессы $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \tilde{\nu}_\mu$, $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$, $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \tilde{\nu}_\mu \gamma$, $\mu^+ A \rightarrow e^+ A^*$, $\mu^+ p \rightarrow n \nu_e \gamma$, $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$ и другие. Большое место займут, по-видимому, исследования

взаимодействий пионов и мюонов с ядрами, в особенности многочастичных процессов.

Вся экспериментальная информация, получаемая на АРЕСе, будет через ЭВМ выводиться на стандартную магнитную ленту, что создает благоприятные условия для организации сотрудничества на базе этой установки.

Основные результаты, изложенные в диссертации:

1. Предложена новая методика для исследования редких распадов мюонов и пионов. Создан цилиндрический магнитный искровой спектрометр для изучения процессов на уровне относительной вероятности $10^{-8} - 10^{-9}$.

2. Проведены экспериментальные и теоретические исследования работы искровой камеры. Показано, что зависимость смещения разрядов в скрещенных электрическом и магнитном полях имеет нелинейный характер. Предложена и экспериментально проверена удобная феноменологическая модель ливневой эффективности искровой камеры.

3. Проведён эксперимент по поиску распада $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$. Получена оценка верхней границы вероятности распада $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ $R_{\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma} < 2,9 \cdot 10^{-8}$ на уровне 90% достоверности. Эта величина находится на уровне лучшего мирового значения и получена в условиях более надёжного отделения фона. Кинематические характеристики частиц в наблюдаемых случаях распада $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$ и их число находятся в согласии с ожидаемыми для обычного радиационного процесса.

4. Проведены поиски распада $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$. Получена оцен-

ка верхней границы относительной вероятности распада

$R_{\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-} < 1,9 \cdot 10^{-9}$ на уровне 90% достоверности, что в 70 раз улучшает достигнутый ранее мировой уровень.

На основе установленных границ вероятности распадов $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ и $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$ сделаны оценки константы гипотетических взаимодействий, нарушающих закон сохранения лептонного заряда.

6. Впервые проведены исследования распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$. Получена оценка верхней границы относительной вероятности распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ за счёт взаимодействий, не дающих коррелированных пар, $R_{\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-} < 4,8 \cdot 10^{-9}$ на уровне 90% достоверности.

Даны оценки значений аксиальных формфакторов пиона, получены ограничения на величину электромагнитного радиуса пиона и константу 6-фермионного взаимодействия.

7. Рассмотрены перспективы дальнейшего развития исследований редких процессов на "мезонных фабриках". Предложены конкретные пути развития методики магнитного цилиндрического спектрометра, позволяющие расширить круг изучаемых проблем, продвинуться дальше в изучении редких процессов на 2 - 3 порядка.

Основные результаты, вошедшие в диссертацию, опубликованы в работах / I-I4 /; содержатся в материалах Международного совещания по искровым камерам (Дубна, 1966), Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра (США, Колумбия, 1969), XV Международной конференции по физике высоких энергий (Киев, 1970), XVI Международной конференции по физике высоких энергий (США, Батавия, 1972), III Международного симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц

(Румыния, Синая, 1973) / I4 / , Международного семинара по μ -e проблеме (Москва, 1972); защищены авторскими свидетельствами.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. С.М.Коренченко, А.Г.Морозов, К.Г.Некрасов, Ю.В.Роднов. ОИЯИ, Р13-5170, Дубна, 1970; Международное совещание по искровым камерам. ОИЯИ, I3-2958, Дубна, 1966.
2. С.М.Коренченко, А.Г.Морозов, К.Г.Некрасов. ОИЯИ, 2662, Дубна, 1966.
3. С.М.Коренченко, К.Г.Некрасов. Авторское свидетельство № 22534I, Бюлл. ИПОТЗ, №27, 1968г.; ПТЭ, I, 54 (1971).
4. С.М.Коренченко, А.Г.Морозов, К.Г.Некрасов. ПТЭ, 5, 72 (1966); ОИЯИ, P-2344, Дубна, 1965.
5. С.М.Коренченко, Г.В.Мицельмахер, К.Г.Некрасов. ПТЭ, I, 60 (1972); ОИЯИ, Р13-5810, Дубна, 1971.
6. С.М.Коренченко, Б.Ф.Костин, Г.В.Мицельмахер, К.Г.Некрасов, В.С.Смирнов. ЯФ, I3, 34I (1971); ОИЯИ, Р1-525I, Дубна, 1970; Int. Conf. on High Energy Phys. V.I, 373, Kiev, 1970.
7. С.М.Коренченко, Б.Ф.Костин, Г.В.Мицельмахер, К.Г.Некрасов, В.С.Смирнов. ЯФ, I3, I265 (1971); ОИЯИ, Р1-5542, Дубна, 1970.
8. С.М.Коренченко, Б.Ф.Костин, Г.В.Мицельмахер, К.Г.Некрасов, В.С.Смирнов. Труды семинара по μ -e проблеме (Москва, 1972), стр. 8I, "Наука", М., 1974; XVI Int. Conf. on High Energy Phys. (Batavia, 1972), paper 865.
9. С.М.Коренченко, Б.Ф.Костин, Г.В.Мицельмахер, К.Г.Некрасов, В.С.Смирнов. ОИЯИ, Р1-8875, Дубна, 1975.
10. С.М.Коренченко, Б.Ф.Костин, Г.В.Мицельмахер, К.Г.Некрасов,

В.С.Смирнов. ЯФ, I3, 339 (1971); ОИЯИ, Р1-5250, Дубна, 1970; Proc. Int. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure (USA, Columbia, 1969), p.680, N.-Y.-L., 1970.

- II. С.М.Коренченко, Б.Ф.Костин, Г.В.Мицельмахер, К.Г.Некрасов, В.С.Смирнов. ОИЯИ, Р1-6760, Дубна, 1972.
- I2. С.М.Коренченко, Б.Ф.Костин, Г.В.Мицельмахер, К.Г.Некрасов, В.С.Смирнов. ОИЯИ, Р1-923I, Дубна, 1975.
- I3. С.М.Коренченко. Авторское свидетельство № 502350. Бюлл. ОИПОТЗ № 5, 1976.
- I4. С.М.Коренченко, Б.Ф.Костин, Г.В.Мицельмахер, К.Г.Некрасов, В.С.Смирнов. Труды III Международного симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц (Румыния, Синая, 1973). ОИЯИ, Д I, 2-778I, стр. 398, Дубна, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 февраля 1976 года.