Институт ядерной физики имени Г.И.Будкера
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

Кузьмин
Александр Степанович

Изучение процесса $e^+e^- \to 3\pi$ в области энергий ϕ мезона с детектором КМД-2

Специальность 01.04.16 – физика ядра
и элементарных частиц

Диссертация на соискание
ученой степени кандидата
физико - математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико - математических
наук, старший научный сотрудник,
Б.А.Шварц

НОВОСИБИРСК – 1998

Содержание

Глава 1

Введение

Для изучения взаимодействия легких кварков и векторных мезонов ρ, ω, ϕ-мезонов, состоящих из них важную роль играют эксперименты, проводимые на встречных электрон-позитронных пучках. Распад $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ является одной из основных мод распада ϕ-мезона, хотя согласно правилу Цвейга, вероятность этого процесса должна быть подавлена. Измерение сечения $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ в области ϕ-резонанса позволяет получить информацию о структуре ϕ-мезона и найти параметры $\omega - \phi$ интерференции.

Кроме изучения полного сечения реакции $\phi \to 3\pi$, представляет интерес исследование динамики этого распада. Согласно предсказанию Гел-Мана, Шарпа, Вагнера [1], распад $\phi(\omega) \to 3\pi$ идет с образованием промежуточного $\rho\pi$ состояния. Однако, начиная с работ [2, 3] обсуждалась возможность наличия прямого контактного перехода $\phi(\omega) \to \pi^+\pi^-\pi^0$, а в работе [4] было отмечено, что для того, чтобы выполнялись и условия KSRF [5, 6], и низкоэнергетическая теорема [7], амплитуда $\gamma \to 3\pi$ должна выражаться через амплитуды рождения $\rho\pi$ и $\pi^0 \to 2\gamma$. К сожалению, спектр конкретных теоретических предсказаний на величину контактного члена достаточно широк [8, 9, 10, 11]. Кроме того, согласно [12], на динамику распада может влиять взаимодействие пионов в конечном состоянии.

Сечение реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в области энергий ϕ изучалось различными группами в Орсэ [13, 14, 15, 16, 17] и в Новосибирске [18, 19, 20, 21]. В первых экспериментах [13, 14, 18, 15], выполненных на электрон-позитронных накопителях АСО и ВЭПП-2, наблюдались события реакции $\phi \rightarrow 3\pi$, и с точностью $10 \sim 20$ % было измерено её сечение. В следующих измерениях, проведённых детекторами M3N [19] на накопителе АСО и ОЛЯ [19] — на ВЭПП-2М, впервые наблюдалась $\omega - \phi$-интерференция в канале 3π и было показано, что фаза интерференции близка к $180°$. В более поздних исследованиях, проведённых с детекторами DM1 [17] на накопителе АСО, а также ОЛЯ [20] и НД [21] — на ВЭПП-2М, сечение измерялось в более широком диапазоне от 660 до 1400 МэВ с интегральной светимостью в несколько сот обратных нанобарн. При этом была определена вероятность перехода $\phi \rightarrow 3\pi$ и угол $\omega - \phi$-интерференции.

Изучение распределения событий на диаграмме Далица в области энергий ϕ проводилось ранее только в одном эксперименте [22] [1], выполненном на статистике в 708 восстановленных событий 3π. Результаты работы подтвердили доминирующий механизм распада $\phi \rightarrow \rho\pi \rightarrow 3\pi$. При этом не учитывалась интерференция амплитуд $\rho\pi$ и 3π. Следует отметить, что эту интерференцию необходимо учитывать, поскольку интерференционный член отличен от нуля из-за большой ширины ρ-мезона. Таким образом, некорректно характеризовать распад $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ вероятностями $Br(\phi \rightarrow \rho\pi)$ и $Br(\phi \rightarrow 3\pi)$. Более правильно приводить полную вероятность распада $\phi \rightarrow 3\pi$ (с учётом всех промежуточных состояний), а также соотношение амплитуд и относительную фазу $\rho\pi$- и 3π-каналов. То, что в таблице характеристик свойств ϕ-мезона [23] эти два распада приводятся как независимые, следует рассматривать как недоразумение, которое будет устранено в следующих изданиях.

[1] Анализ диаграммы Далица для области энергий выше ϕ-мезона проводился в работе [21]

Детектор КМД-2 [24, 25] — это первый универсальный магнитный детектор, работающий в области энергий 340∼1400 МэВ. Он содержит как магнитный спектрометр, позволяющий измерять импульсы заряженных частиц, так и электромагнитный калориметр, обеспечивающий регистрацию фотонов, измерение их энергий и углов с достаточно хорошей точностью. Возможность регистрации всех частиц в конечном состоянии позволяет выделять процесс 3π практически без фона, что особенно важно для изучения динамики распада $\phi \to 3\pi$. Описанию детектора посвящена Глава 2 данной работы.

Глава 3 посвящена описанию цилиндрического калориметра, создание и обеспечение работы которого также входило в задачи автора. Была выбрана конструкция калориметра на основе кристаллов CsI толщиной 15 см, что соответствует примерно 8 X_0. Следует отметить, что в калориметрах полного поглощения используются кристаллы с полной толщиной $12 \sim 16$ X_0 [26, 27, 28, 29, 30, 31, 32], что позволяет получить энергетическое разрешение в 2-3 %. Однако, толщина активного вещества калориметра 8 X_0 обеспечивает высокую эффективность регистрации фотонов и энергетическое разрешение калориметра $\sigma_E/E = 8 \sim 12\,\%$ в диапазоне энергий от нескольких десятков до 700 МэВ и при этом позволяет существенно уменьшить размеры калориметра и детектора. Полученное разрешение вполне достаточно для работы в области энергий до 1,4 Гэв, так как имеется ограниченное число конечных состояний и большинство процессов имеют небольшую множественность, что позволяет привлекать законы сохранения энергии-импульса и другие кинематические связи для определения характеристик частиц.

С другой стороны, выбранная конструкция калориметра на основе тяжелых кристаллов имеет лучшее разрешение в области низких энергий, чем калориметр типа “сандвич”. Так, лучший на сегодняшний день калориметр такого типа, создаваемый для детектора KLOE [33], имеет энергетическое разрешение $\sigma_E/E = 4,7\,\%/\sqrt{E[\text{ ГэВ}]}$, то есть уже при энергиях фотонов ниже 250 МэВ — хуже 10 %. Еще сильнее различие проявляется при поиске редких радиационных переходов, таких как, $\phi \to \eta'\gamma$, для которого энергия фотона составляет 60 МэВ.

Для эффективного использования информации с калориметра необходимо создать соответствующее программное обеспечение. Оно включает две части. Первая — это программы реального времени, которые считывают информацию с электронных модулей калориметра, обеспечивают оперативную калибровку, позволяют производить настройку электроники системы и выявление неисправных каналов. Вторая часть программного обеспечения служит для преобразования записанной информации в физические характеристики события (число кластеров в калориметре, энергия и углы частиц и т.п.), а также для обеспечения точной калибровки калориметра. Создание такого программного обеспечения также входило в задачи данной работы.

В первых экспериментах с детектором КМД-2 [34], проведённых в 1992 году, были измерены вероятности основных мод распада ϕ-мезона. Данная работа основана на статистике, соответствующей интегралу светимости 1,4 пб$^{-1}$, набранной в 1993 году. Основные характеристики эксперимента представлены в Главе 4.

Анализ экспериментальных данных и полученные физические результаты описаны в Главе 5. В работе представлены результаты измерений вероятности распада $\phi \to 3\pi$ и фазы $\omega - \phi$ интерференции, а также изучение динамики распада $\phi \to 3\pi$. При этом, полная амплитуда процесса представлялась линейной комбинацией амплитуды $\phi \to \rho\pi \to 3\pi$ и контактного члена $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ и на основе анализа диаграммы Далица было получено ограничение на амплитуду контактного члена. Кроме того, был проведен поиск событий $\phi \to \rho\gamma\gamma$ и впервые установлен верхний предел на вероятность этого процесса. Также был найден верхний предел на вероятность нарушающего G-чётность распада $\phi \to \eta\pi^+\pi^-$.

Основные результаты работы приведены в Заключении.

Глава 2

Детектор КМД-2

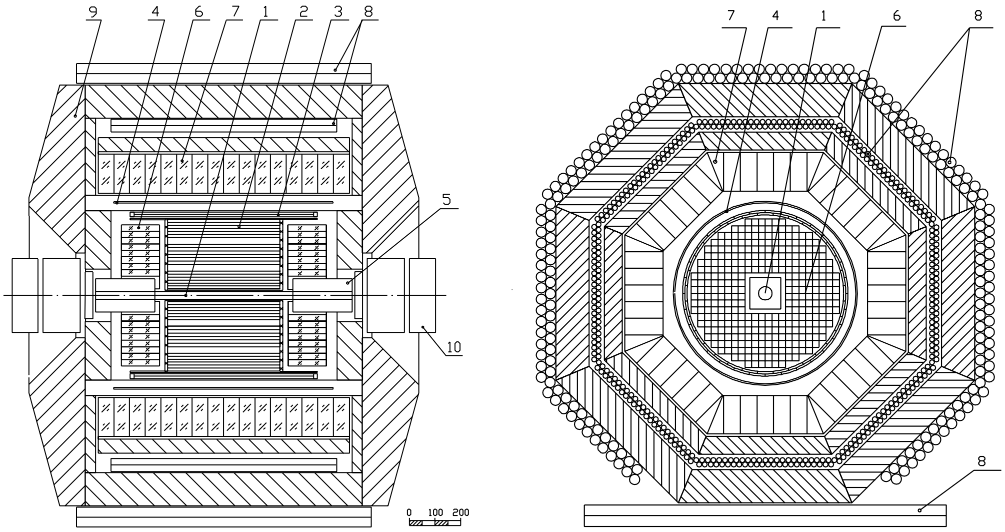

Рис. 2.1: Детектор КМД-2 в $R-\phi$ и Z проекциях. 1 — вакуумная камера; 2 — дрейфовая камера; 3 — Z-камера; 4 — основной сверхпроводящий соленоид; 5 — компенсирующий соленоид; 6 — торцевой калориметр на основе BGO; 7 — цилиндрический калориметр на основе CsI; 8 — мюонная система; 9 — ярмо магнита; 10 — квадрупольные линзы.

Эксперименты, описанные в данной работе, выполнены на детекторе КМД-2 [24]. КМД-2 — это универсальный детектор, позволяющий регистрировать и измерять с высокой точностью параметры как заряженных частиц, так и фотонов. Схема детектора представлена на Рис. 2.1. Координаты, углы вылета и импульсы заряженных частиц измеряются координатной системой детектора, состоящей из дрейфовой(2) и Z-камер(3), расположенных в магнитном поле, создаваемым соленоидом(4). Цилиндрический(7) и торцевой(6) электромагнитные калориметры, изготовленные из сцинтилляционных кристаллов CsI и BGO, обеспечивают измерение энергии и угла фотонов, а так же позволяют разделять электроны и адроны. Пробежная система(8) служит для разделения мюонов и адронов.

Вакуумная камера в прямолинейном промежутке имеет диаметр 40 мм и длину 1 м. Для уменьшения многократного рассеяния её центральная часть длиной 20 см изготовлена из бериллия толщиной 0,8 мм.

Магнитная система детектора состоит из основного и двух компенсирующих сверхпроводящих магнитов. Основной магнит создаёт магнитное поле 10 – 12 кГс вдоль оси пучков. Полная толщина катушки составляет 0,4 радиационные длины.

2.1 Дрейфовая камера

Регистрация заряженных частиц осуществляется дрейфовой камерой [35] длиной 44 см и диаметром 60 см, расположенной соосно с вакуумной камерой.

Дрейфовая камера заполнена газовой смесью 80% аргона и 20% изобутана. Пролетающая через камеру заряженная частица ионизует вдоль своего трека газ, и образовавшиеся в результате ионизации электроны дрейфуют в электрическом поле, созданном полевыми проволочками и регистрируются сигнальными проволочками.

Камера состоит из трех слоев, разбитых на ячейки. В первом, внутреннем слое содержится 16 ячеек по 6 сигнальных проволочек в каждой.

Второй слой имеет 32 ячейки по 7 проволочек, третий — 32 ячейки по 6 сигнальных проволочек. Таким образом, в общей сложности дрейфовая камера имеет 512 сигнальных проволочек. Сигнальные проволочки диаметром 18 мкм изготовлены из золоченого вольфрама. Полевые проволочки диаметром от 150 до 300 мкм выполнены из титана, покрытого медью. Расположение проволочек показано на Рис.2.2.

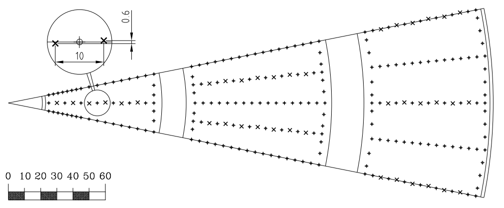

Рис. 2.2: Расположение проволочек в ячейках дрейфовой камеры. Кружками обозначены положения полевых и потенциальных проволочек, косыми крестиками — положения сигнальных проволочек.

Сигнальные проволочки в ячейке расположены вдоль оси пучка в окрестности радиальной плоскости со смещением на 300 мкм в левую и правую стороны через одну для устранения неопределённости в измерении координаты трека по времени дрейфа (с какой стороны от проволочки прошла частица). Только две первые проволочки в ячейках первого слоя не смещены. Полевые проволочки расположены на границах ячеек. На них подается напряжение, рассчитанное таким образом, чтобы электрическое поле в ячейке было как можно ближе к однородному. Вектор напряжённости электрического поля перпендикулярен плоскости сигнальных проволочек. При постоянном продольном магнитном поле, в котором находится камера, дрейф электронов происходит с постоянной скоростью под углом Лоренца к направлению электрического поля. Угол Лоренца и для условий дрейфовой камеры детектора КМД-2 имеет величину, $\alpha_L \approx 30°$. Между соседними сигнальными проволочками на одном радиусе с ними расположены потенциальные проволочки, которые служат для регулировки коэффициента газового усиления на сигнальных проволочках.

Сигнал с каждой проволочки снимается с обоих её концов и после усиления поступает на плату T2A [36], позволяющую измерять время прихода и амплитуды сигналов.

Зная расположение проволочек и распределение полей в камере, можно восстановить координаты трека пролетевшей через камеру заряженной частицы. Координаты в плоскости проволочек (x, y) определяются по номеру сработавшей проволочки и времени дрейфа. Координата z (вдоль проволочки или, соответственно, вдоль направления пучков) определяется методом деления заряда. Кроме того, измерение амплитуды сигнала используется для идентификации частиц по величине ионизационных потерь dE/dx.

Координатное разрешение дрейфовой камеры в плоскости $R-\varphi$ составляет 250 мкм, а вдоль проволочки 4 мм. Зависимость импульсного разрешения дрейфовой камеры от импульса показана на Рис. 2.3 [37], а разрешение по полярному и азимутальному углу трека составляет $\sigma\theta = 0,02$ и $\sigma\phi = 0,007$ радиан соответственно.

2.2 Z-камера

За дрейфовой камерой располагается двухслойная цилиндрическая пропорциональная Z-камера [38] со съёмом информации с катодов и с анодов.

Z-камера используется не только как координатный детектор, но также используется для формирования первичного заряженного триггера. С её помощью осуществляется временная привязка события к моменту столкновения пучков. Период оборота пучков в ВЭПП-2М составляет

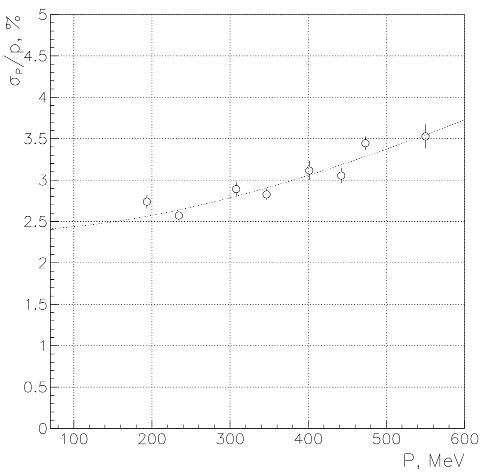

Рис. 2.3: Импульсное разрешение дрейфовой камеры.

60 нс, что определяет требования на временной разброс сигналов с Z-камеры. Для решения этой задачи в Z-камере используется быстрая газовая смесь и маленькое расстояние между чувствительными проволочками. Для увеличения эффективности регистрации камера выполнена в виде двух независимых слоев.

Конструктивно Z-камера состоит из самоподдерживающихся катодов и анодных проволочек, натянутых между посадочными кольцами. Катодные поверхности представляют собой три цилиндра длиной 800 мм и диаметрами 611,5, 629,5 и 647,7 мм, изготовленные из фольгированного стеклотекстолита толщиной 0,5 мм. Три цилиндра образуют два слоя Z-камеры. Средний(центральный) цилиндр является общим для двух слоев и имеет обе сплошные фольгированные поверхности. У внутреннего и внешнего цилиндров фольгированные поверхности, обращённые к центральному катоду, разделены на кольцевые полоски шириной 6 мм с зазором между ними - 0,5 мм. Каждое кольцо разделено на угловые сегменты по следующей схеме: 16 ближайших к центру колец — на 4 равные части, по 10 колец с каждого края камеры оставлены сплошными, остальные кольца разделены пополам. Всего в каждом слое 256 катодных полосок с независимым съёмом сигналов. Анодные проволочки натянуты между катодами вдоль образующих цилиндров с диаметрами 620,7 и 638,7 мм. Каждый слой содержит по 704 чувствительные проволочки.

Для уменьшения числа каналов электроники проволочки объединены в сектора по 22 штуки в каждом. Всего в слое имеется 32 сектора. Внешний слой сдвинут относительно внутреннего на половину ширины сектора. Сегментация Z-камеры в азимутальном направлении соответствует сегментации дрейфовой камеры, то есть 32 сектора в одном слое.

Камера продувается газовой смесью $CF_4 - iC_4H_{10}$ в соотношении 4:1.

Сигналы с катодных полосок поступают на зарядочувствительные усилители, расположенные в специальном крейте вблизи детектора, а усиленные сигналы оцифровываются платами А32 [39]. Сигналы с анодных секторов усиливаются, подаются на дискриминаторы, и логические сигналы поступают на блок формирования триггера.

Координатное разрешение Z-камеры составляет 250 мкм для нормально падающей частицы и ухудшается до 700 мкм при угле падения 45°. Временное разрешение для одного трека составляет 4,7 нс.

2.3 Пробежная система

Пробежная система [24] служит для разделения пионов и мюонов. Она состоит из двух частей: внутренней и внешней(Рис. 2.1). Обе части выполнены в виде восьми октантов, каждый из которых представляет собой блок стримерных трубок. Внутренние блоки расположены сразу за цилиндрическим калориметром, при этом толщина вещества перед ними 0,58 ядерных длин. Внешние блоки устанавливаются за ярмом магнита, толщиной 13 см железа, что составляет 0,76 ядерных длин. Телесный угол закрываемый пробежной системой, составляет около 50 % от полного телесного угла.

Каждая трубка блока стримерных труб представляет собой газовый детектор, работающий в ограниченном стримерном режиме. Катодом является тонкостенная (300 мкм) трубка из нержавеющей стали диаметром 20 мм для внутренней и 40 мм для внешней систем, а анодом 100 мкм проволочка из золочёного молибдена. Координата вдоль трубки измеряется по разности времён прихода сигналов на концы проволочки. Поперечная координата определяется по номеру сработавшей трубки.

Трубы в блоках внутренней и внешней части пробежной системы расположены в два слоя с шагом в слое 22,5 и 43,8 мм соответственно. Слои сдвинуты относительно друг друга на полшага. Расстояние между слоями внутренней части — 18 мм, внешней — 34,8 мм.

В каждом блоке внутренней части 48 труб. Для уменьшения числа каналов электроники трубы блока соединены по 12 последовательно, образуя четыре канала на блок. Длина труб 895 мм, за исключением верхнего блока, который на 100 мм короче для размещения криостата.

Пять верхних блоков внешней системы имеют по 32 трубы, объединённые в четыре канала. Три нижних блока по 24 трубы, объединённых по шесть штук. Длины труб блоков составляют 1150 мм для всех, за исключением самого нижнего. Нижний блок расположен вдоль детектора и имеет длину труб 1400 мм.

Всего в пробежной системе 64 независимых канала электроники. Каждый канал вырабатывает логический сигнал с длительностью пропорциональной координате вдоль связки труб. Длительность измеряется платой ТП [36]. Координатная точность пробежной системы составляет 30 мм вдоль трубки.

2.4 Система сбора данных

Информация, зарегистрированная в системах детектора, должна быть считана в память ЭВМ и записана на магнитные ленты. Эту функцию выполняет система сбора данных детектора [40].

Схема системы сбора данных(ССД) используемой в заходах 1993-1994 года показана на Рисунке 2.4.

Сигналы с детектора регистрируются быстрой оцифровывающей электроникой, выполненной в стандарте КЛЮКВА [41]. В случае положительного решения триггера, данные из информационных плат крейтов КЛЮКВА передаются в блоки обмена [41] крейта КАМАК по алгоритму, записанному в процессоре ввода-вывода ПВ [42]. Электроника крейта КЛЮКВА позволяет на аппаратном уровне считывать только ненулевые данные из информационных плат, что уменьшает время на считывание события.

Данные из крейта КАМАК передаются в разработанный в ИЯФ быстродействующий процессор АП-32 [43] через быстрый интерфейс БАП [43]. Управление передачей осуществляется программой, записанной в автоматический программируемый контроллер К-07 [44].

Программа, работающая на АП-32, обеспечивает запись данных на магнитные ленты через ЭВМ PDP-11/73, накапливает статистику для задач мониторирования систем детектора, а так же позволяет пересылать часть данных в “центральную” ЭВМ — ”Электроника МС-1212”. Кроме этого, программа считывает из “центральной” ЭВМ необходимую служебную информацию(энергия накопителя, магнитное поле, файлы калибровок и т.д.), которая также записывается на магнитную ленту в начале каждого захода.

“Центральная” ЭВМ служит для управления заходами, установки триггера, загрузки задач в автоматический контроллер К-07 и в процессоры ввода-вывода крейтов КЛЮКВА, а также для проведения калибровок систем детектора. Задачи контроля напряжений, температуры и магнитного поля выполняет “Инженерная” ЭВМ — ”Электроника МС-

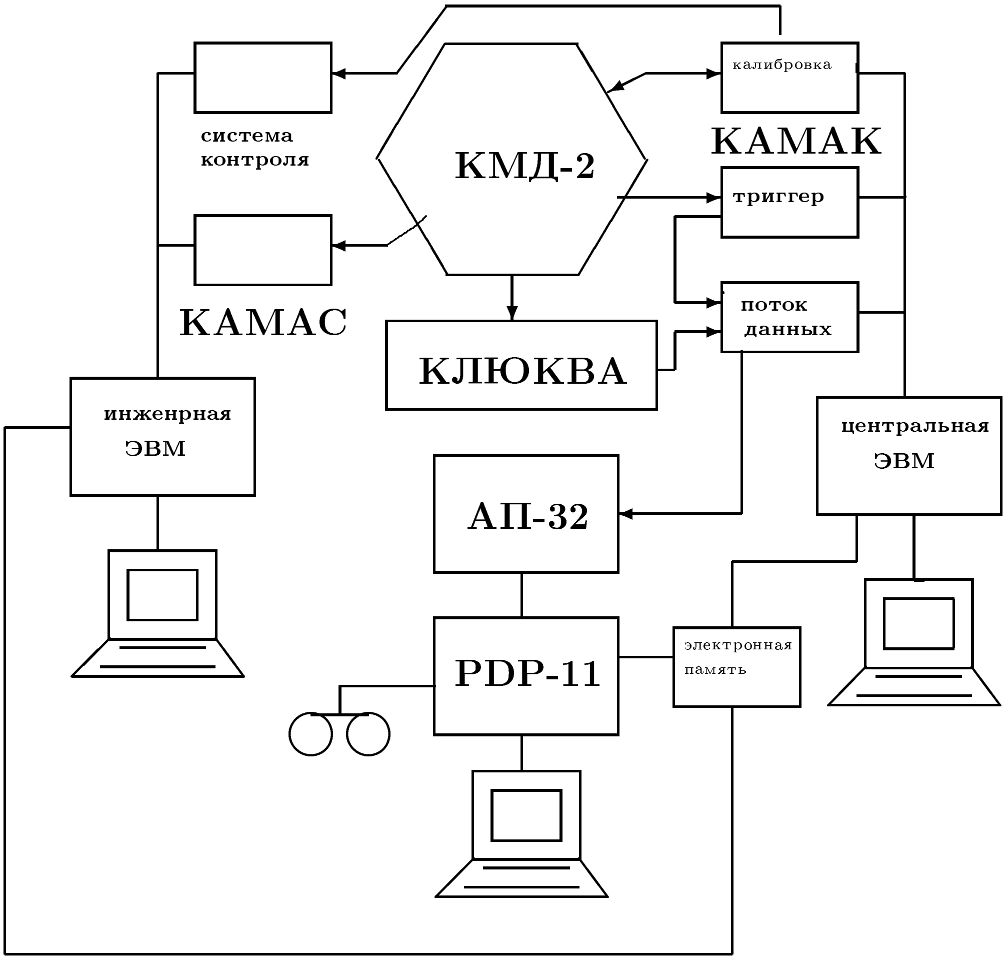

Рис. 2.4: Система сбора данных детектора КМД-2(1993).

1212”. Связь между ЭВМ осуществляется через общий электронный диск емкостью 2 Мбайт.

Максимальная частота считывания составляла около 70 событий в секунду при средней длине события около 1 kбайта и определялась скоростью записи на магнитную ленту.

2.5 Программа реконструкции событий

Для проведения анализа физических процессов информация, записанная во время эксперимента, должна быть преобразована в физические характеристики события (число частиц, их импульсы и направления, параметры, характеризующие тип частицы и т.п.). Для этого первичная информация обрабатывается программой реконструкции и помещается на "вторичные" ленты.

В процессе работы события записываются на магнитную ленту в виде записей переменной длины в формате ZEBRA [45]. Каждому событию соответствует запись. Записи разбиты на сегменты, каждый из которых содержит информацию с одной системы детектора. Информация представляет собой последовательность адресов каналов электроники и данных, считанных с них.

Для преобразования данных, считанных с первичной магнитной ленты в физическую информацию, используется программа реконструкции CMD2OFF.

Реконструкция информации с электромагнитного калориметра будет подробно обсуждена в следующей главе, а здесь коротко описан алгоритм преобразования информации с координатной системы [46].

На первом этапе по номерам сработавших проволочек, измеренным временам и амплитудам сигналов на концах проволочек, восстанавливаются координаты точек — источников первичной ионизации. Затем точки в плоскости $(R-\varphi)$ объединяются в группы, соответствующие трекам заряженных частиц. Каждая группа точек подгоняется окружностью, характеризующейся радиусом R и координатами центра. По этой информации рассчитывается поперечный импульс $p_{\perp}$, знак заряда частицы, угол вылета φ_t, минимальное расстояние окружности до центра пучков e^+e^- в плоскости $(R-\varphi)$ R_{min} и разброс точек относительно проведённой окружности σ_r. В случае двух и более треков происходит поиск вершин. Затем точки, принадлежащие одному треку, подгоняются отрезком спирали в плоскости $(R-Z)$, и определяются полярный угол вылета частицы θ_t, Z-координата ближайшей к пучку точки Z_{min} и разброс точек относительно подгоночной кривой σ_z. При подгонке в плоскости $(R-Z)$ принимается во внимание информация с Z-камеры(если есть срабатывание на продолжении трека). Точки двух треков, принадлежащих одной вершине, подгоняются одновременно, при этом требуется, чтобы точка пересечения треков в плоскости $R-\varphi$ имела одинаковую Z-координату обоих треков. Информация для каждого восстановленного трека помещается в банки структуры ZEBRA.

После восстановления треков и кластеров (связанных групп кристаллов в калориметре) происходит создание банков глобальной реконструкции, объединяющих информацию всех систем детектора. Для этого строится продолжение трека в область калориметра и, если это продолжение пересекает какой-то кластер или соседние с кластером кристаллы, кластер считается продолжением трека. Остальные кластеры в калориметре рассматриваются как фотоны.

Восстановленная информация записывается в виде банков структуры ZEBRA на вторичные магнитные ленты вместе с первичной информацией в том случае, если:

- имеется два восстановленных трека, соответствующих частицам с импульсом $p_i < 1,5E_{beam}$;
- полное энерговыделение в калориметре $E_{tot} > 300$МэВ при любом числе треков.

Если ни одно из условий не выполнено, событие отбрасывается. Это позволяет отбраковать события пучкового фона и космических частиц на раннем этапе реконструкции.

При таком отборе остается около 50 % всех записанных событий. Полная длина информационной записи на событие увеличивается приблизительно в четыре раза.

Глава 3

Цилиндрический калориметр детектора КМД-2

3.1 Конструкция калориметра

Цилиндрический калориметр [47] расположен между сверхпроводящей катушкой толщиной 0,4 X_0 и внутренним годоскопом пробежной системы Рис. 2.1. Калориметр состоит из сцинтилляционных кристаллов CsI(Tl) и CsI(Na) размером $6 \times 6 \times 15$ см^3. Толщина калориметра для нормально падающей частицы составляет около 8 X_0. Такая толщина активного вещества калориметра выбрана как компромисс между необходимой эффективностью регистрации и энергетическим разрешением калориметра, с одной стороны, и доступным для размещения калориметра пространством и стоимостью с другой.

Как показывает моделирование, в CsI выделяется в среднем около 80 % энергии падающего фотона, а энергетическое и пространственное разрешение определяется флуктуациями утечек ливня и составляют соответственно $\sigma_E/E = 8 - 12$ % и $\sigma_x = 8 - 12$ мм в интересующем нас диапазоне энергий. Свет с каждого кристалла регистрируется фотоумножителем ФЭУ-60 с рабочим диаметром фотокатода 14 мм и высотой 70 мм. При полученном для этой конструкции коэффициенте светосбора около

2%, вклад в энергетическое разрешение статистики фотоэлектронов пренебрежимо мал в области энергий выше 20 МэВ.

Благодаря небольшому числу конечных состояний в данной области энергий, такое пространственное и энергетическое разрешение оказывается достаточным для решения большинства задач.

3.1.1 Выбор материала калориметра

В качестве материала калориметра были выбраны кристаллы активированного иодида цезия CsI. Кристаллы CsI широко используются в физике высоких энергий [26], [27], [29], [30], [31] благодаря их высокому световыходу, малой радиационной длине, хорошим механическим свойствам и умеренной цене. Основные характеристики кристаллов CsI в сравнении с характеристиками наиболее распространённых в физике высоких энергий сцинтилляторов приведены в таблице 3.1 [23].

Таблица 3.1: Свойства основных сцинтилляционных материалов, применяемых в физике высоких энергий.

Характеристики	CsI(Tl)	CsI(Na)	BGO	BaF_2	NaI(Tl)
плотность, г/см^3	4,51		7,13	4,89	3,67
Радиационная длина, см	1,85		1,12	2,05	2,59
Ядерная длина, см	36,5		22,0	29,9	41,4
Мольеровский радиус, см	3,8		2,4	3,4	4,5
$(dE/dx)_{min}$, МэВ/см	5,6		9,2	6,6	4,8
Максимум спектра, нм	565	420	480	310/220	410
Время высвечивания, нс	1000	600	300	620/0,7	230
Световыход,фотонов/МэВ	40000	30000	10000	6500/2000	40000
Гигроскопичность	слабая		нет	нет	сильная

Работы с кристаллами CsI ведутся в ИЯФ с 1984 года, и в настоящее время этот материал используется в электромагнитных калориметрах детекторов КМД-2 и КЕДР [28], работающих в ИЯФ, а также WASA [29] и BELLE [30], создание которых идет с участием нашего Института.

В калориметре были использованы как кристаллы, активированные таллием CsI(Tl), так и кристаллы, активированные натрием CsI(Na). Это позволило нам приобретать кристаллы производимые на заводах "Химпром" в Усолье Сибирском и "Монокристалл" в Харькове и получить необходимое количество кристаллов в течение полутора лет.

3.1.2 Механическая конструкция и крепление кристаллов

Цилиндрический калориметр состоит из восьми октантов. Каждый содержит семь линейных модулей(линеек), закреплённых на дюралевой плите. Схема октанта показана на Рис. 3.1. В октант входят 5 стандартных линеек и 2 линейки счётчиков специальной формы (Рис. 3.2) для того, чтобы обеспечить сопряжение октантов без зазоров.

Линейки представляют собой 16 счётчиков CsI , закрепленных на стальной полосе толщиной 10 мм. Эти полосы служат также для экранирования ФЭУ от рассеянных магнитных полей. В продольном направлении блоки стянуты дюралевой лентой(0,5×60 мм), проходящей перед передней гранью кристаллов и закрепленных на торцах линейки. На стальной полосе каждый кристалл фиксируется с помощью 4-х шурупов, как показано на Рис. 3.3.

Процесс изготовления счётчиков на основе кристаллов CsI включал следующие процедуры. Для защиты кристаллов от действия атмосферной влаги их поверхность покрывалась прозрачным кремнийорганическим лаком КО-08. Затем кристалл оборачивался белой диффузноотражающей фторопластовой лентой СКЛ толщиной 70 мм и упаковывался в контейнер из 20 микронного алюминизированного лавсана. Пол-

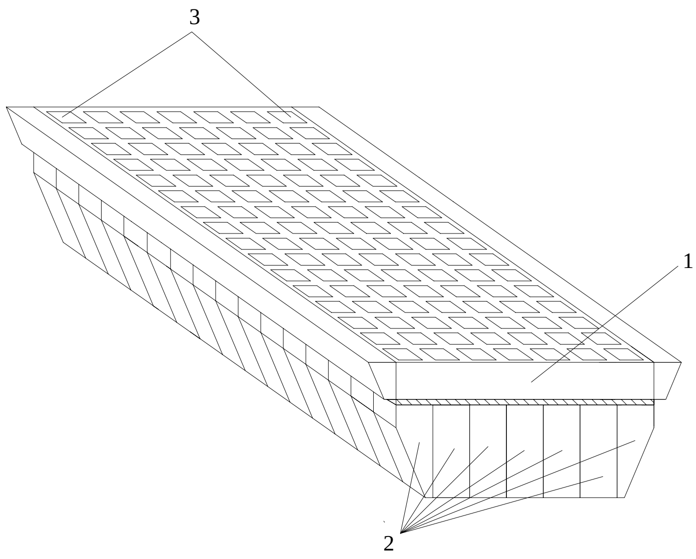

Рис. 3.1: Октант цилиндрического калориметра КМД-2. 1 — алюминиевая плита; 2 — кристаллы; 3 — делители напряжений ФЭУ.

ная толщина лака и упаковки не превышала 200 мкм на грань.

После упаковки проводилось измерение световыхода (S) и неоднородности коэффициента светосбора ($\eta = \frac{S_{max}-S_{min}}{S}$) каждого счётчика. Для этого использовался коллимированный источник Cs^{137}, перемещающийся вдоль оси кристалла, установленного на фотокатод ФЭУ. Ширина пятна, засвечиваемого γ-квантами, составляла около 10 мм. Управление движением коллиматора и регистрация сигнала с ФЭУ осуществлялась ЭВМ "Электроника-60" через блоки КАМАК. Блок-схема установки показана на Рис. 3.4.

В семи точках (каждые 2 см) набирался амплитудный спектр сигналов. Типичный спектр показан на Рис. 3.5. В области фотопика распределение аппроксимировалось функцией Гаусса, при этом определялись оптимальные значения среднеквадратичного отклонения(σ) и положения

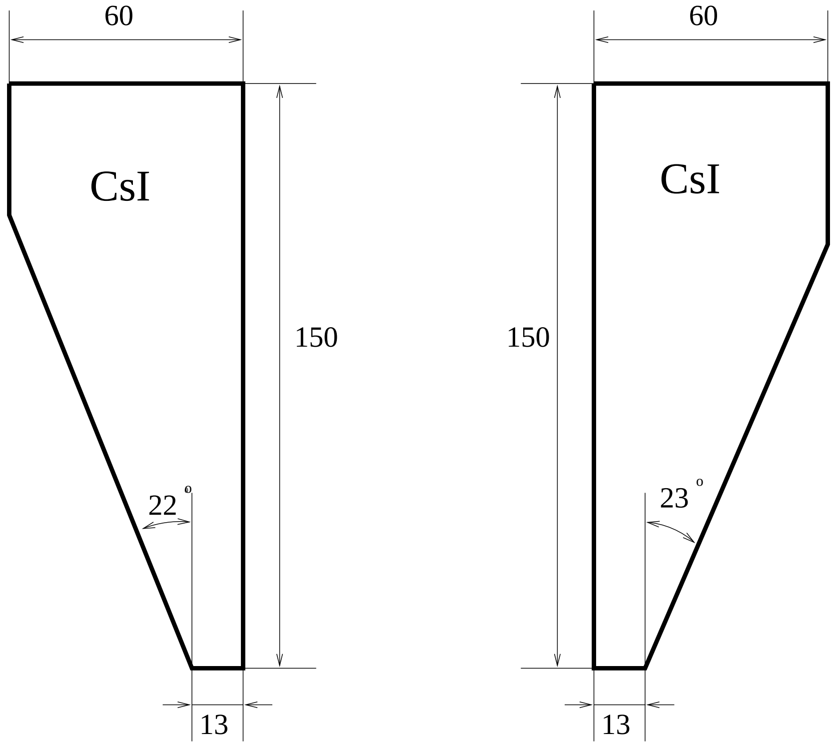

Рис. 3.2: Форма кристаллов боковых линеек.

максимума фотопика(A). Световыход определялся из отношения амплитуды сигнала в пике(A) измеряемого кристалла к A_{cal} -положению максимума фотопика для спектрометрического кристалла CsI(Tl) с известным световыходом. Измеренные таким образом значения световыхода и неоднородности записывались в базу данных. На Рис. 3.6 показано распределение по этим параметрам для упакованных прямоугольных кристаллов CsI(Na) и CsI(Tl). Световыход кристаллов, активированных натрием в области спектральной чувствительности ФЭУ-60 приблизительно в два раза выше, чем световыход кристаллов, активированных таллием. Световыход усечённых кристаллов немного выше, а их неоднородность несколько хуже. Счётчики с неоднородностью выше 20 % или световыходом менее 0,6 УЕСВ (единицы световыхода относительно стандартно упако-

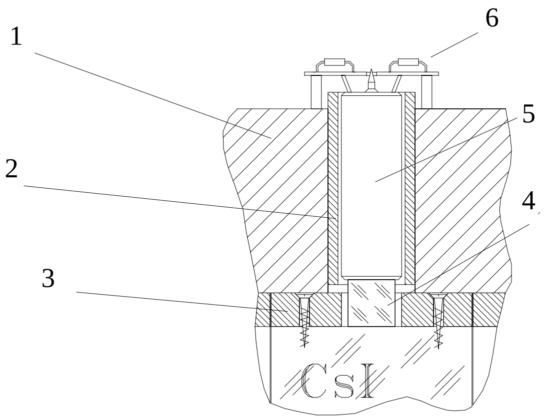

Рис. 3.3: Схема крепления счётчика в октанте. 1 — алюминиевая плита; 2 — магнитный экран; 3 — стальная пластина; 4 — стеклянный световод; 5 — фотоумножитель ФЭУ-60; 6 — делитель напряжения.

ванного кристалла) отбраковывались. Полученная величина световыхода соответствует регистрации на ФЭУ-60 30 фотоэлектронов/МэВ.

Поперечные размеры блоков колебались в пределах от 59,5 до 60,7 мм. Поэтому кристаллы разбивались на группы по размерам с шагом 0,2 мм. Для уменьшения зазоров между счётчиками на одну линейку устанавливались кристаллы из одной группы.

После установки кристаллов на линейки к каждому счётчику приклеивался стеклянный световод $\oslash 14 \times 14$ мм^2, и ещё раз проводились измерения световыхода каждого счётчика с помощью источника ^{137}Cs. Для регистрации света в этих измерениях использовался ФЭУ-60, коэффициент преобразования которого периодически контролировался с помощью спектрометрического кристалла CsI(Tl) размером $\oslash 10 \times 10$ мм.

Фотоумножители установлены в отверстиях дюралевой плиты октанта. Для дополнительного экранирования от рассеянных магнитных полей каждый ФЭУ расположен внутри цилиндрического пермаллоевого экрана с толщиной стенки 3 мм.

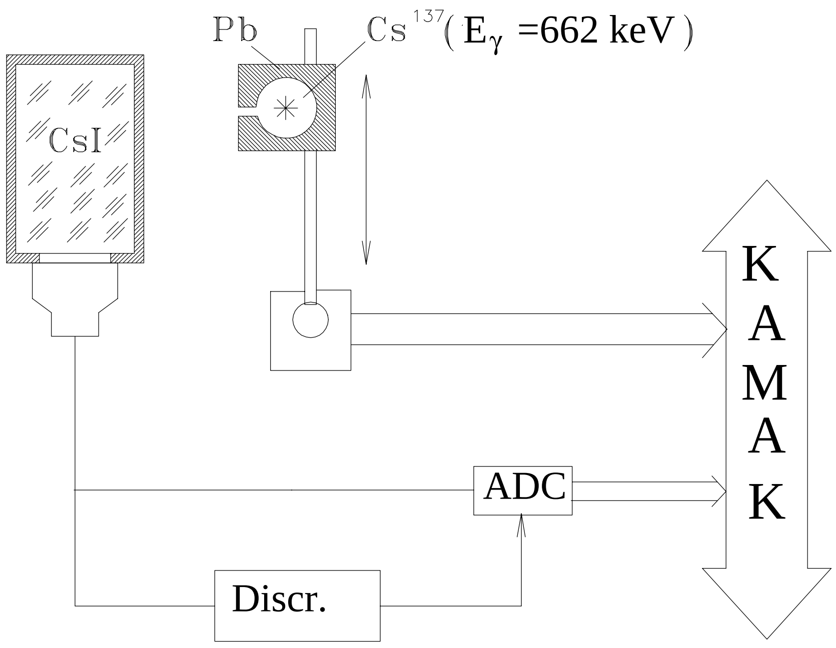

Рис. 3.4: Схема измерения световыхода и неоднородности коэффициента светосбора кристаллов.

3.1.3 Электронный тракт

Схема электронного канала калориметра [48] показана на Рис. 3.7. Сигналы с ФЭУ поступают на усилители-формирователи ($\tau = 2$ мкс), а затем по витой паре передаются на платы амплитудно-цифровых преобразователей А32 [39]. Усилители-формирователи расположены на платах промежуточной электроники Ф32 по 32 канала (2 линейки) на плату. На этих платах также организован вывод линейной суммы сигналов с линеек и логических сигналов, соответствующих превышению энерговыделения в линейках заданного порога. Эти сигналы используются в схеме запуска.

Усиление каждого канала Ф32 может регулироваться в пределах $\pm$ 10 дб.

Логический сигнал с каждого модуля калориметра, сформированный

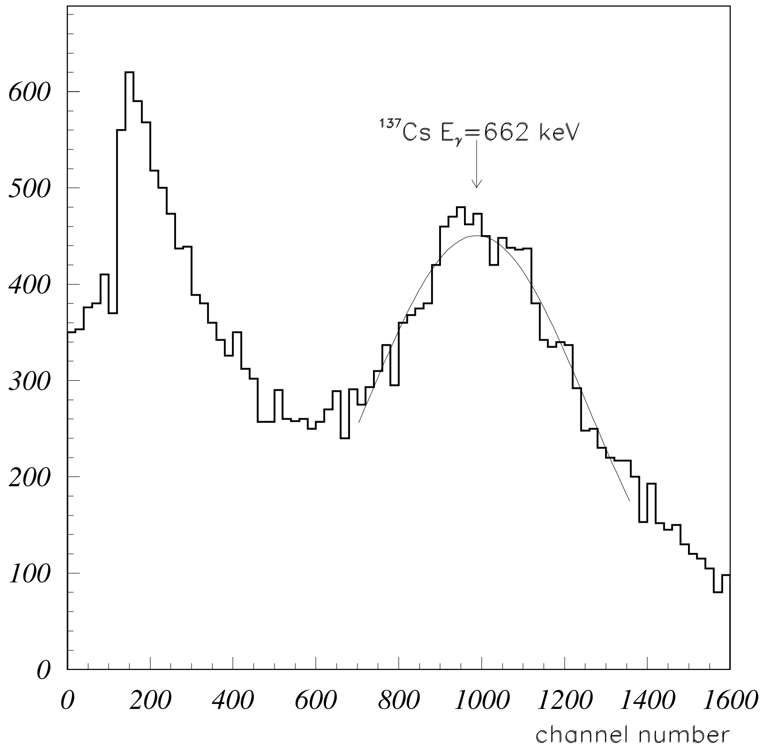

Рис. 3.5: Спектр γ-квантов изотопа $^{137}Cs(E_\gamma\ =\ 662\ )$кэВ на счётчике калориметра КМД-2.

на плате Ф32, поступает в тракт измерения времени, состоящий из экспандера времени и время-цифрового преобразователя, расположенных соответственно на платах Э16 и ТП [36] по 16 каналов на плату. Временное разрешение такого тракта составляет около 3 нс при энерговыделении в линейке 100 МэВ.

Все платы выполнены в разработанном в ИЯФ стандарте КЛЮКВА [41]. Платы промежуточной электроники расположены непосредственно на детекторе, оцифровывающая электроника – в специальном помещении на расстоянии около десяти метров от детектора , доступном во время

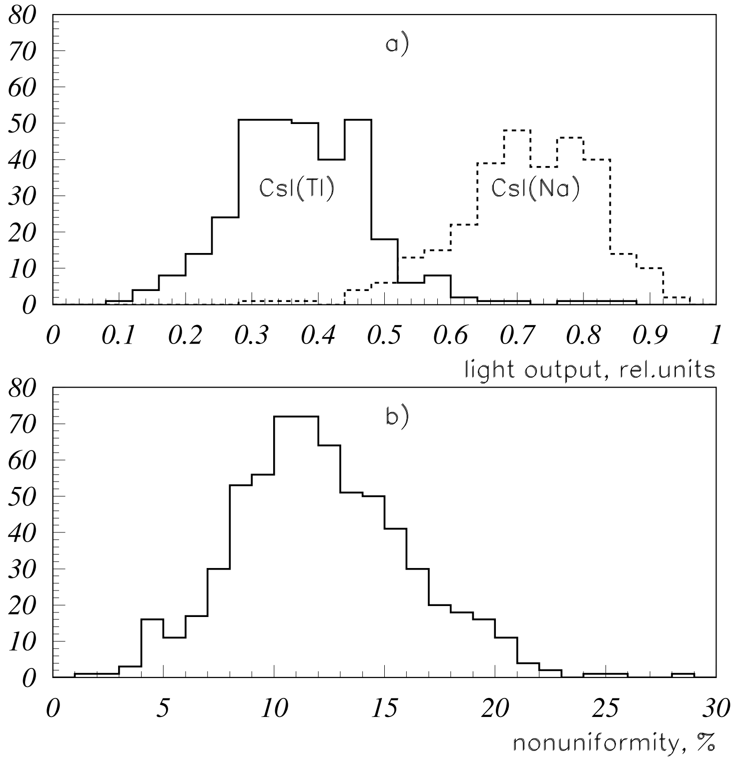

Рис. 3.6: Распределение по световыходу и неоднородности коэффициента светосбора для прямоугольных счётчиков.

работы ускорителя.

Система сбора данных позволяет считывать адреса и амплитуды с вычитанием пьедесталов только тех каналов, амплитуда которых превышает заданный порог (в нашем случае 10 каналов, что соответствует 1,5 МэВ). Подробное описание электроники детектора дано в работе [48]. Схема питания ФЭУ показана на Рис. 3.8. Для подачи напряжения на первые 7 динодов используется высокоомный делитель с полным сопротивлением R_{tot}=35 МОм для того, чтобы уменьшить потребление тока и сократить число источников высокого напряжения. Средний ток послед-

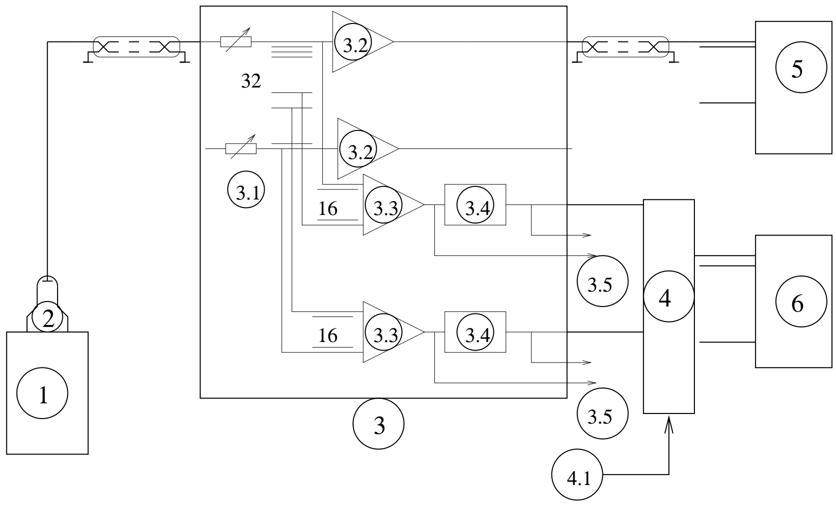

Рис. 3.7: Схема электронного тракта калориметра. 1 — кристалл CsI; 2 — фотоумножитель ФЭУ-60; 3 — плата усилителей формирователей Ф32; 3.1 — подстроичные сопротивления; 3.2 — усилители формирователи; 3.3 — линейные сумматоры; 3.4 — дискриминаторы; 3.5 — аналоговый и логический сигналы для нейтрального триггера; 4 — плата временных экспандеров Э-16; 4.1 — вход сигнала фазы ускорителя; 5 — плата амплитудноцифровых преобразователей А-32; 6 — плата время-цифровых преобразователей ТП.

них динодов уже достаточно велик, и использование здесь высокоомного делителя может привести к искажению распределения потенциалов на динодах, а, следовательно, и к изменению коэффициента усиления ФЭУ. Поэтому для питания последних 3 динодов используются отдельные каналы источников напряжения.

По напряжению питания делителей фотоумножители каждого октанта разбиты на четыре группы. Каждая группа включает 28 ФЭУ с суммарным потреблением тока не выше 2 мА, что позволяет использовать для их питания один канал разработанного в ИЯФ высоковольтного малогабаритного источника ВВИ. Питание последних динодов осуществля-

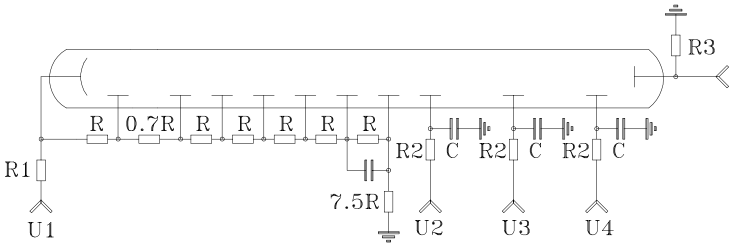

Рис. 3.8: Схема делителя ФЭУ. $R = 2,5$ МОм; $R1 = 1$ МОм; $R2 = 200$ кОм; $R3 = 9,1$ кОм; $C = 1500$ пФ; $U1 = 1100 \sim 1800$ В; $U2 = 450$ В; $U3 = 300$ В; $U4 = 100$ В.

ется тремя каналами ВВИ, общими для всех ФЭУ на октанте.

Перед установкой на детектор все ФЭУ проходили проверку, при этом измерялись коэффициент преобразования, временная задержка сигнала и нелинейность ФЭУ в рабочем диапазоне сигналов. Для этого использовался стенд, схема которого приведена на Рис. 3.9, включающий тракт измерения амплитуды и тракт измерения времени. Источником света служили два светодиода, через коммутаторы соединённые с генераторами импульсов. Измерения проводились при различных напряжениях на делителе: от 1000 В до 1800 В с шагом 100 В. В качестве рабочего выбиралось напряжение, при котором светодиодная вспышка 2×10^3 фотоэлектронов, соответствующая энерговыделению 700 МэВ, давала сигнал от 50 до 200 мВ на аноде ФЭУ. Для определения нелинейности ФЭУ измерялся его отклик на вспышку первого светодиода(A_1), второго светодиода(A_2) и вспышку обоих светодиодов(A_{12}). Нелинейность определялась как: $\eta = (A_{12} - A_1 - A_2)/A_{12}$. ФЭУ, для которых $\eta > 3$ %, от-

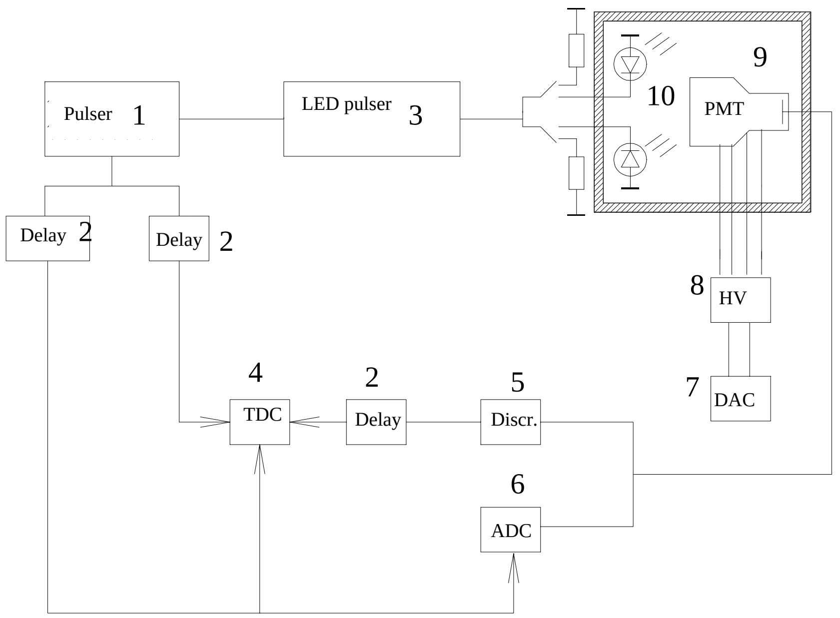

Рис. 3.9: Схема измерения параметров ФЭУ. 1 — генератор логических импульсов;2 — линии задержки; 3 — генератор сигналов для светодиодов; 4 — время-цифровой преобразователь; 5 — дискриминатор; 6 — зарядовоцифровой преобразователь; 7 — цифроаналоговый преобразователь, регулирующий высокое напряжение на делителе; 8 — источник высокого напряжения для ФЭУ; 9 — испытываемый ФЭУ; 10 — светодиоды.

браковывались. Разбиение октанта на группы по напряжениям питания делителей показано на Рис. 3.10.

В ходе эксперимента напряжения питания делителей ФЭУ и крейта с платами Ф32 измеряются каждые полчаса и записываются в базу данных. При отклонении измеренного напряжения от заданного более чем на 2% программа выдает предупреждающий сигнал.

Во время экспериментов информация с калориметра считывается в память ЭВМ и записывается на магнитные ленты. На каждое событие

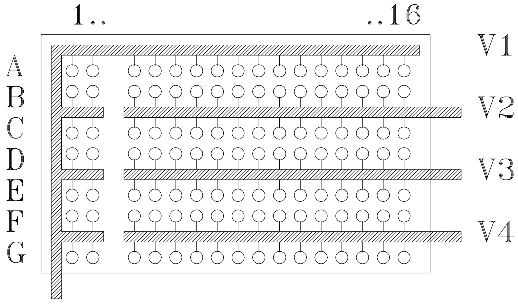

Рис. 3.10: Разбиение октанта на группы по высоковольтному питанию.

считываются и записываются адреса(N_i) и амплитуды(C'_i) только тех каналов A32, для которых $C'_i > P'_i = P_i + T$, где P_i – пьедестал, а T – порог считывания. В память ЭВМ считываются величины за вычетом пьедестала $C_i = C'_i - P'_i$. Величина порога была выбрана 10 каналов, что соответствует энерговыделению около 1,5 МэВ. Такой порог практически не ухудшает энергетического разрешения калориметра для фотонов с энергией более 20 МэВ, но эффективно подавляет считывание каналов, имитирующих сигнал за счёт шума и нестабильности пьедесталов Рис. 3.11.

На Рис. 3.12 показано характерное распределение по числу считываемых CsI счётчиков для событий, набранных при энергии $2E_{beam} =$ 510 МэВ.

3.2 Мониторирование счётчиков и калибровка электроники

Заряженная частица, проходя через калориметр, выделяет в нем часть своей энергии в виде ионизационных потерь. В сцинтилляторе часть энергии ионизации преобразуется в видимый свет, который ре-

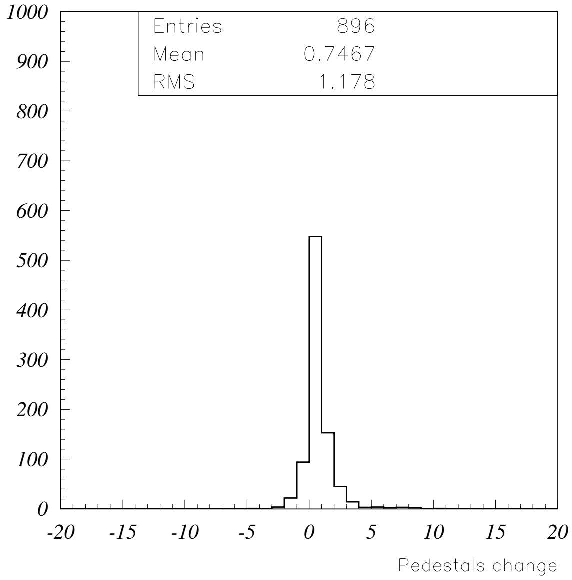

Рис. 3.11: Разница значений пьедесталов А32, измеренных с промежутком в сутки.

гистрируется ФЭУ. Сигнал с ФЭУ усиливается, оцифровывается и считывается в память ЭВМ. Для получения величины энерговыделения в каждом кристалле из считанных данных, необходимо произвести пересчёт номера канала АЦП в энергию:

$$E_i = a_i A_i, \tag{3.1}$$

где E_i - это энерговыделение в i-ом кристалле, A_i - амплитуда А32, a_i - коэффициент пересчёта.

Величина коэффициентов a_i определяется многими факторами, такими как коэффициент светосбора кристалла, квантовая эффективность, коэффициент преобразования электронного тракта. Для определения значений этих коэффициентов a_i проводится калибровка калориметра.

Для калориметра КМД-2 процесс калибровки включает в себя следующие стадии: проверка каналов электроники, контроль ФЭУ , предварительное определение коэффициентов преобразования по космическим

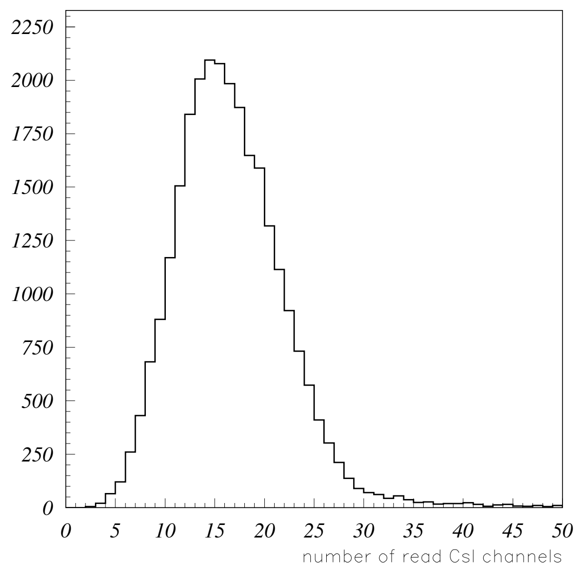

Рис. 3.12: Распределение по числу сработавших каналов А32 при $2E_{beam} = 510$ МэВ.

частицам и абсолютная калибровка по процессу упругого e^+e^- рассеяния.

3.2.1 Калибровка с использованием генератора и светодиодов

Калибровка электроники необходима для измерения величин пьедесталов и коэффициентов преобразования каждого канала, а также для оперативного выявления неисправных каналов на платах Ф32 и А32.

Калибровка электроники калориметра производится один раз в смену (12 часов) и после каждой замены неисправной платы Ф32 или А32.

Для измерения пьедесталов запуск ССД происходит по сигналу от генератора фиксированной частоты, и на каждый запуск считываются данные со всех плат А32. По статистике в 1000 событий определяется среднее положение пьедесталов(P_i) и их среднеквадратичная ширина(σP_i).

Для исправной платы величины пьедесталов должны лежать в пределах 10-150 каналов, а $\sigma\ P_i$ не превышать 2 каналов($\sim 0,3$ МэВ). Массив значений пьедесталов записывается на диск и загружается в процессор ввода-вывода крейта “КЛЮКВА” для подавления считывания сигналов с амплитудой меньше 10 каналов, что соответствует порогу около 1,5 МэВ.

Для измерения коэффициентов преобразования электронного тракта на калибровочный вход каждой из плат Ф32 через коммутаторы-разветвители Р16 подается сигнал от генератора импульсов фиксированной амплитуды. Форма импульса имитирует вспышку кристалла CsI(Tl)($\tau = 1$ мкс). Амплитуда сигнала стабильна с точностью 10^{-3} и соответствует энерговыделению около 150 МэВ. Одновременно с подачей калибровочного сигнала происходит запуск ССД, и считываются данные с плат А32.

Аналогично измерению величин пьедесталов, для каждого канала определяется среднее значение и среднеквадратичный разброс сигнала калибровки от генератора импульсов (электронной калибровки) F_i и σF_i. Массив полученных значений F_i записывается на диск. Величины $F_{0,i}$, записанные в начале сезона работы, используются как эталонные. При каждой калибровке значения F_i сравниваются с $F_{0,i}$, и при отличии более чем на 20% выдается сообщение оператору.

Для контроля работоспособности ФЭУ на каждом счётчике калориметра установлен светодиод, позволяющий освещать фотокатод ФЭУ через боковую поверхность световода. Светодиоды одной линейки соединены параллельно. При светодиодной калибровке сигнал с генератора через коммутатор поочередно подается на линейки светодиодов, при этом регистрируется амплитуда сигналов с каждого счётчика (L_i). Основной задачей этой системы является оперативное выявление больших ($> 30\%$) изменений коэффициента усиления ФЭУ.

3.2.2 Калибровка по космическим частицам

Для первичной калибровки коэффициентов преобразования используются космические частицы. Космические мюоны, составляющие около 75% от всех космических частиц, теряют свою энергию в кристаллах за счёт ионизационных потерь. Средняя величина выделенной в кристалле энергии может быть рассчитана и использована для калибровки кристалла.

Калибровка по космическим частицам проводится в режиме ON-line и использует информацию только с калориметра.

Для проведения калибровки написан пакет программ CSCOS, работающих на АП-32 и “центральной” ЭВМ, при этом организуется специальный запуск системы сбора данных(ССД), набор и обработка событий. Запуск ССД происходит при срабатывании хотя бы одной линейки калориметра. Для каждого счётчика отбираются события, удовлетворяющие следующему условию: энерговыделение каждого из двух соседних кристаллов (сверху и снизу или слева и справа) превышает порог 10 МэВ. Характерное распределение по энерговыделению в исследуемом блоке для таких событий показано на Рис. 3.13. Его ширина определяется разбросом пути, пройденного частицей в кристалле (за счёт углового распределения) и флуктуациями ионизационных потерь. По отобранным событиям вычисляется среднее. Для уменьшения вклада далеких “хвостов” спектра в начале работы по маленькой статистике (10 событий) определяется среднее $\overline{A}$, в дальнейшем для вычисления среднего отбираются события в интервале $0,3\ \overline{A} < A < 1,7\ \overline{A}$. При статистике около 100 событий на счётчик статистическая точность определения среднего составляет 2-5%, что сравнимо с вкладом неоднородности коэффициента светосбора кристаллов. При существующей организации системы сбора данных такая процедура занимает около двух часов.

Было проведено моделирование величины среднего энерговыделения космических частиц для различно-ориентированных кристаллов. По из-

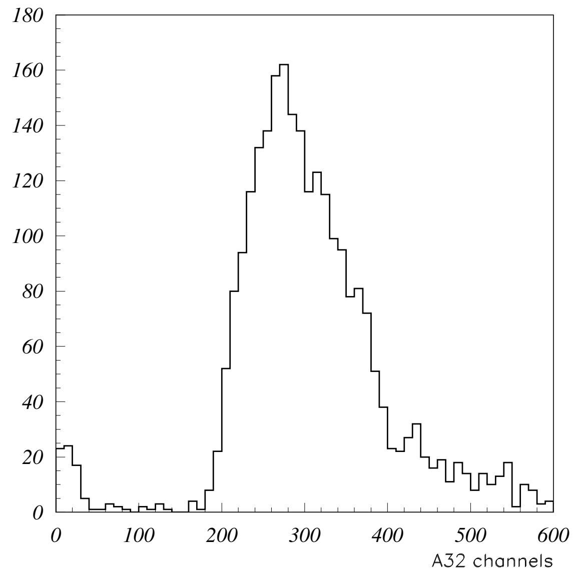

Рис. 3.13: Спектр энерговыделения космических частиц, удовлетворяющих условиям отбора.

меренным средним значениям каналов А32 и по расчётной величине среднего энерговыделения определяются коэффициенты a_i, для формулы (3.1).

Эта информация используется для предварительного выравнивания коэффициентов усиления плат Ф32.

В начале захода на магнитную ленту записывалась следующая информация с калориметра: значения пьедесталов, результаты электронной и светодиодной калибровки(P_i, F_i, L_i), а также калибровочные коэффициенты (a_i) полученные из последней калибровки по космическим частицам.

3.2.3 Настройка коэффициентов усиления плат Ф32

Для того, чтобы порог для нейтрального запуска не зависел от места попадания частицы в калориметр, перед началом работы проводилось выравнивание коэффициентов преобразования энергия-амплитуда для всех кристаллов.

Формирующие усилители Ф32 позволяют изменять коэффициент усиления в пределах ± 10 дб, а амплитуда триггерного сигнала жестко связана с амплитудой на выходе спектрометрического канала. Таким образом, выравнивание коэффициентов преобразования спектрометрического канала приводит к тому, что становятся одинаковыми и коэффициенты триггерного канала с точностью до разброса коэффициентов преобразования плат А32, составляющего ± 5%.

Для такой настройки использовались результаты калибровки по космическим частицам a_i. Из сравнения измеренных значений a_i и желаемого коэффициента $a_0 = 0,15$ МэВ/канал, для каждого канала определялся фактор изменения коэффициента усиления $S_i = a_i/a_0$.

Коэффициенты усиления каналов плат Ф32 выравнивались на отдельном стенде 3.14. При этом на вход платы Ф32 подавался сигнал, ими-

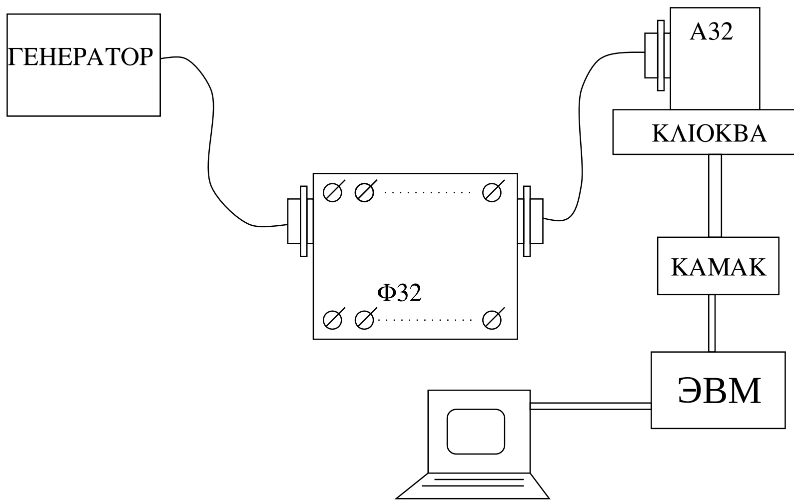

Рис. 3.14: Схема стенда для настройки плат Ф32.

тирующий форму вспышки сцинтиллятора CsI(Tl). Амплитуда сигнала составляла 50 мВ, что соответствует энерговыделению около 200 МэВ.

Амплитуды сигналов на выходе Ф32 (G_i) регистрировались АЦП А32. Коэффициенты преобразования платы А32 (A_i) предварительно измерялись с помощью того же генератора.

Измерения G_i проводились непосредственно после калибровки по космическим частицам и по ним рассчитывались коэффициенты усиления каналов платы Ф32 $\kappa_{cur,i} = G_i/A_i$ и желаемые коэффициенты усиления $\kappa_{f,i} = \kappa_{cur,i}/S_i$, по которым производился пересчёт желаемых откликов на сигнал с генератора $G_{f,i} = G_i/S_i$. Программное обеспечение стенда позволяло выводить на экран дисплея текущие и желаемые значения G_i, а оператор подстраивал коэффициенты усиления каналов, добиваясь совпадения значений с точностью 5 %, что соответствовало точности начальной калибровки по космическим частицам.

Значения $\kappa_{f,i}$ записывались в файл и использовались в дальнейшем при настройке плат Ф32 во время замены вышедших из строя.

Настройка плат проводилась вначале каждого сезона после установки магнитного поля в детекторе. Это было необходимо в связи с тем, что после доработки торцов ярма магнита рассеянные поля в области калориметра увеличились и в некоторых областях достигали 200 Гс. Такие магнитные поля не экранировались полностью магнитными экранами, что приводило к падению коэффициента усиления ФЭУ. Характерное изменение коэффициентов преобразования каналов в зависимости от положения кристалла вдоль оси Z показано на Рис. 3.15. На том же рисунке показано поведение расчётного магнитного поля от координаты Z.

3.3 Восстановление энергии и координат частиц

Во время эксперимента в каждом событии записываются адрес и информация АЦП для всех кристаллов, амплитуда сигнала с которых пре-

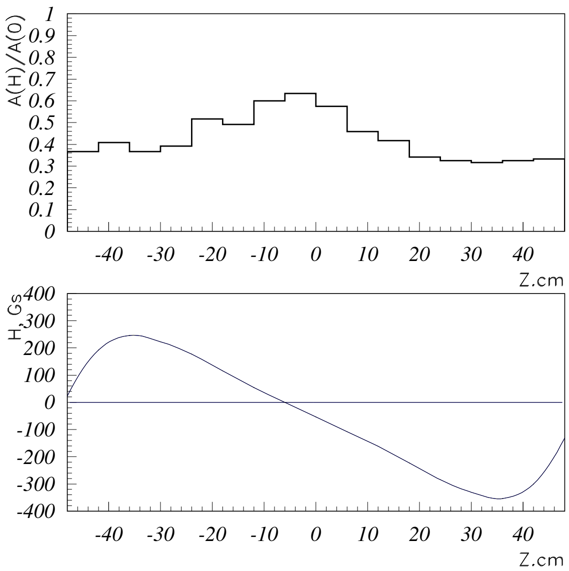

Рис. 3.15: Отношение сигналов с ФЭУ с полем и без поля в зависимости от положения кристалла вдоль оси пучка. На том же рисунке показана рассчитанные величины поля в области расположения ФЭУ с экранами.

высила определенный порог. При первичной обработке данных программа реконструкции кластеров проводит следующие операции:

- Пересчёт адресов и каналов А32 в номера кристаллов и энерговыделения в них с использованием данных калибровки.
- Поиск кластеров.
- Расчёт энерговыделения и координат кластеров.
- Расчёт наиболее вероятной величины энергии и углов вылета произведшей этот кластер частицы, в предположении что это фотон или электрон.

На первом этапе для каждой пары значений адрес-амплитуда происходит пересчёт адреса в номер кристалла и производится поправка амплитуды в нем с учётом данных электронной калибровки:

$$A_i = \frac{F_{0,i}}{F_i}(C_i + T). \tag{3.2}$$

Затем амплитуды в кристаллах пересчитываются в энергию с учётом калибровочных коэффициентов по формуле (3.1). При первичной обработке используются коэффициенты космической калибровки, а после проведения OFF-line калибровки – коэффициенты последней.

На следующем этапе происходит поиск кластеров. Кластером называется связанная группа кристаллов с энерговыделением $E > E_{min} =$ 2 МэВ, содержащая хотя бы один счётчик с энерговыделением более E_{seed}(15 МэВ). Связанными считаются кристаллы, соприкасающиеся гранью или углом. Счётчики, граничащие с кластером, но имеющие энерговыделение меньше E_{min} также включаются в него, но их соседи не рассматриваются на предмет включения в текущий кластер. В случае, если такой счётчик граничит с двумя кластерами он включается в кластер с наибольшим энерговыделением. Эффективность восстановления фотона в зависимости от энергии для такого алгоритма, полученная из событий моделирования показана на Рис. 3.16. Как видно из рисунка, для фотонов с энергией больше $E_\gamma > 30$ МэВ эффективность восстановления выше 80 %, а для фотонов с $E_\gamma > 50$ МэВ – выше 95 %.

Номера кристаллов, не вошедшие ни в один кластер, а также энерговыделение в них записываются в отдельную структуру. Отдельно расположенные кристаллы с небольшим энерговыделением возникают в основном от нейтронов, рожденных при ядерном взаимодействии мезонов.

Энерговыделение кластера рассчитывается как сумма энерговыделений кристаллов E_i, а углы — как угол центра тяжести кластера:

$$E_{cl} = \sum_i E_i \quad , \theta_{cg} = \frac{\sum_i E_i \Theta_i}{E_{cl}} \quad , \qquad \varphi_{cg} = \frac{\sum_i E_i \Phi_i}{E_{cl}} \quad , \tag{3.3}$$

где Θ_i, Φ_i — угловые координаты центра передней (то есть обращенной к месту встречи) грани кристалла, а суммирование проводится по всем счётчикам, включенным в кластер.

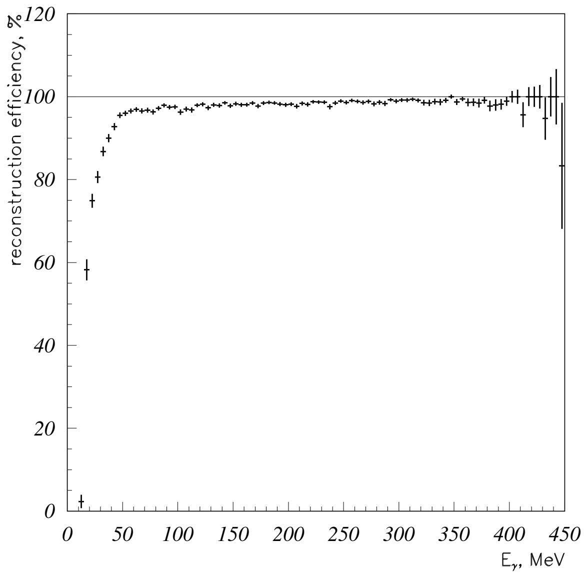

Рис. 3.16: Эффективность восстановления фотона в зависимости от энергии.

3.3.1 Восстановление энергии фотона

Основная задача калориметра — это измерение энергии и координат фотонов. Цилиндрический калориметр детектора КМД-2 является достаточно тонким, 8 радиационных длин, поэтому фотон выделяет в CsI в среднем от 75 до 85% в зависимости от угла вылета частицы. В связи с этим для восстановления энергии фотона из энерговыделения вводилась поправка, зависящая от точки попадания фотона в калориметр:

$$E_\gamma = \frac{E_{cl}}{F(L_{eff}, \theta_{cl}, \varphi_{cl}, E_{cl})}, \tag{3.4}$$

где E_γ — оценка энергии фотона, F — функция, дающая поправку на долю утечек ливня.

Для центральной части калориметра, которая может быть рассмотрена как плоскопараллельный слой вещества, энерговыделение для фотона определённой энергии зависит только от эффективной толщины слоя CsI на пути фотона(L_{eff}). Если кластер расположен у границы октанта, на расстоянии сравнимом с мольеровским радиусом, существенными становятся утечки ливня через боковые грани кристаллов. Поэтому поправочная функция может быть представлена в виде произведения основной зависимости от L_{eff} и дополнительных поправочных функций на краях калориметра.

$$F(L_{eff}, \theta_{cl}, \varphi_{cl}, E_{cl}) = F_1(L_{eff}, E_{cl}) F_2(\theta_{cl}, E_{cl}) F_3(\varphi_{cl}, E_{cl}), \tag{3.5}$$

Определение поправочных функций

Поправочные функции F_i определялись с помощью моделирования методом Монте-Карло взаимодействия фотонов с веществом калориметра КМД-2 [49, 50]. Для нескольких энергий фотонов: 50, 100, 300, 500 МэВ моделировалось испускание фотона из места встречи с плавным угловым распределением. По фотонам, попадающим в центральную часть октантов($|\theta - \pi/2| < 0,7$ рад и $|\varphi| < 0,3$ рад) определялась зависимость наиболее вероятного энерговыделения от L_{eff}. Для этого область значений L_{eff} разбивалась на интервалы, и для каждого интервала строилось распределение по выделенной в калориметре энергии. Эти распределения аппроксимировались функцией нормального логарифмического распределения:

$$f(E) = N \exp(-\frac{1}{2\sigma_0^2} \ln^2(1 - \frac{E - E_p}{\sigma_E}\eta) - \frac{\sigma_0^2}{2}) \frac{\eta}{\sigma_0 \sigma_E \sqrt{2\pi}} \tag{3.6}$$

где E — выделенная в CsI энергия, E_p — наиболее вероятная энергия, $\sigma_E = \frac{FWHM}{2{,}35}$ — энергетическое разрешение, η — величина, характеризующая асимметрию распределения, N – нормировочный множитель, а $\sigma_0 = \sinh^{-1}(2\xi\eta)/(2\xi), \xi = 2\sqrt{2\ln 2} \approx 2,35$. Эта функция при асимметрии $\eta = 0$ переходит в нормальное распределение, а при $\eta \neq 0$ имеет асимметричную форму и достаточно хорошо описывает энерговыделение ливнеобразующих частиц.

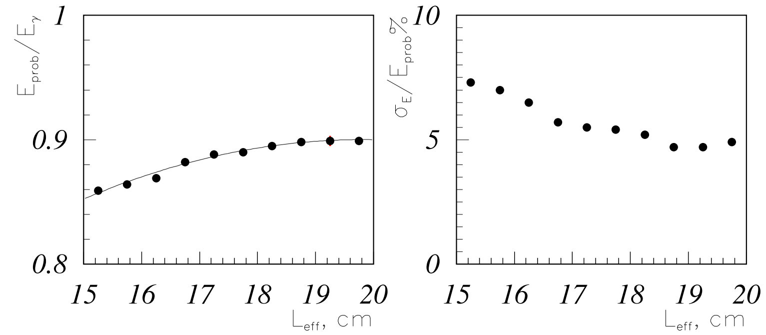

Рис. 3.17: Зависимость наиболее вероятного значения энергии фотона, нормированное на его энергию (a), и энергетического разрешения (b) от эффективной толщины CsI на пути фотона.

На Рис. 3.17 показана зависимость величины E_p/E_γ и σ_E/E_p для энергии начального фотона 500 МэВ. Зависимость E_p/E_γ от L_{eff} аппроксимировалась полиномом второй степени

$$F_1 = a_0 + a_1(L_{eff} - 15) + a_2(L_{eff} - 15)^2 \tag{3.7}$$

и в дальнейшем использовалась как поправочная функция F_1 для данной энергии. В таблице 3.2 приведены коэффициенты (3.7) для различных энергий. Для энергии 100 МэВ и ниже зависимость энерговыделения от L_{eff} согласуется с константой.

Таблица 3.2: Параметры зависимости энерговыделения от $L_{eff}, \theta_{cl}, \varphi_{cl}$

E, МэВ	a_0	a_1	a_2	b_θ	b_φ
50	0,945	0	0	0	0
100	0,926	0	0	0	0
300	0,875	0,0158	-0,0021	6,1	0
500	0,853	0,0197	-0,0021	4,9	1,7

После определения зависимости от L_{eff} аналогичным образом определялись зависимости $F_2(\theta)$ и $F_3(\varphi)$. Для энергии 500 Мэв эти зависимости показаны на Рис. 3.18. Зависимость энерговыделения от углов на краю

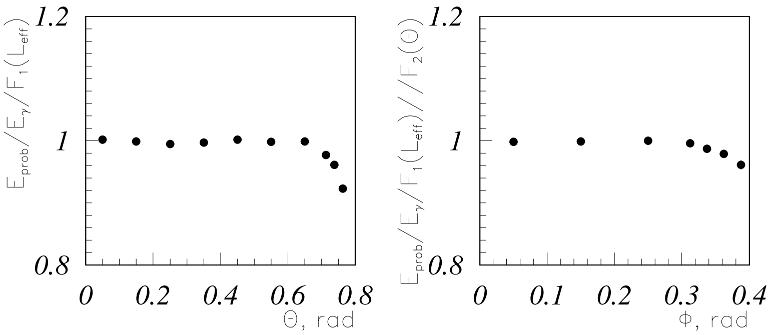

Рис. 3.18: Зависимость наиболее вероятного значения энергии фотона нормированное на его энергию и поправленное на $F_1(L_{eff})$ от полярного (a) и азимутального (b) углов.

калориметра подгонялось функциями:

$$F_2(\theta) = \{ \begin{array}{ll} 1, & |\theta - \pi/2| \leq 0,65 \\ 1 - b_\theta(|\theta - \pi/2| - 0,65)^2, & |\theta - \pi/2| > 0,65 \end{array}$$

и

$$F_3(\varphi) = \{ \begin{array}{ll} 1, & |\varphi| \leq 0,25 \\ 1 - b_\varphi(|\varphi| - 0,25)^2, & |\varphi| > 0,25 \ , \end{array}$$

где φ — азимутальный угол кластера, отсчитываемый от центра октанта. Оптимальные параметры b_θ, b_φ, полученные для различных энергий, приведены в таблице 3.2.

Таким образом были определены поправочные функции для фиксированных энергий фотонов $E_i = 50,\ 100,\ 300,$ и 500 МэВ.

Для произвольной энергии поправочная функция $F(E)$, используемая в формуле (3.5), определялась путем линейной интерполяции значений $F(E_i)$.

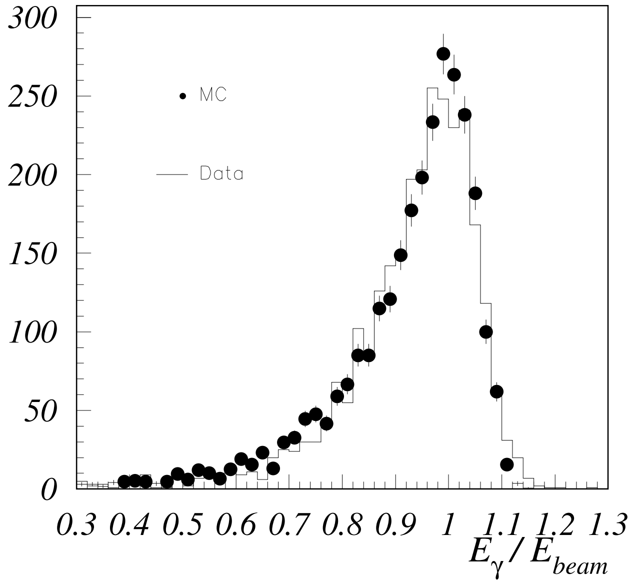

Рис. 3.19: Распределение по восстановленной в калориметре энергии фотона для событий процесса $e^+e^- \to \gamma\gamma$. Сплошная кривая — эксперимент, точки — моделирование.

На рисунке 3.19 показаны распределения восстановленной энергии фотона для отобранных событий $e^+e^- \to \gamma\gamma$ и для событий моделирования этого процесса. Эти распределения хорошо согласуются между собой. Небольшое превышение ширины экспериментального распределения над расчётной объясняется тем, что в моделировании не учтена неоднородность световыхода кристаллов.

3.3.2 Калибровка по событиям упругого $e^+e^- \to e^+e^-$ рассеяния

В первом приближении коэффициенты a_i (3.1) находились из калибровки по космическим частицам. Конечные их значения, используемые в обработке экспериментальной информации, определялись в режиме OFF-line непосредственно по экспериментальным событиям, с использованием статистики коллинеарных событий упругого e^+e^- рассеяния и процессов $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ [51]. В событиях упругого рассеяния электроны образуют в калориметре электромагнитные ливни с профилем близким к фотонному, то есть неоднородность светосбора кристаллов усредняется похожим образом в обоих случаях. Поэтому полученные в результате этой калибровки коэффициенты учитывают эффекты, связанные с неоднородностью светосбора для фотонов.

События процессов $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ и $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ эффективны для калибровки кристаллов на краю калориметра, для которых в случае ливнеобразующих частиц велики утечки ливня через боковую поверхность, а, следовательно, хуже точность калибровки. Кроме того, использование событий с минимально ионизирующими частицами позволяет увеличить диапазон амплитуд сигналов в калибруемых кристаллах. Это особенно важно, если необходимо учитывать нелинейные эффекты. Такая необходимость возникла в эксперименте в некоторых заходах, когда для счётчиков одного октанта исчезало высокое напряжение питания последнего динода фотоумножителей. В результате эти фотоумножители имели заметную нелинейность. Для приближённого описания нелинейности для таких счётчиков вводятся квадратичные калибровочные коэффициенты b_i, так что пересчёт энерговыделения производится по формуле:

$$E_i = a_i A_i + b_i {A_i}^2. \tag{3.8}$$

В задачу калибровки входит определение как линейных, так и квадратичных коэффициентов в выражении (3.8).

Калибровка проводится после реконструкции событий и основана на минимизации выражения (3.9)

$$\sum_{k=1}^{n} \left(E^k_{dep} - \sum_{i=1}^{892} (a_i A^k_i - b_i {A^k_i}^2) \right)^2 w^k = \min, \tag{3.9}$$

где E_{dep}^{k} - ожидаемое среднее энерговыделение в калориметре для k-ого события, A_i^k - амплитуда i-ого канала электроники, w^k - относительный вес события.

Внутренняя сумма по i в (3.9) ведется по всем кристаллам калориметра. Квадратичные члены, описывающие нелинейности, вводятся для октанта с нелинейно работающими ФЭУ. Внешняя сумма по k ведется по всем событиям с двумя коллинеарными частицами в конечном состоянии. При этом статистика минимально ионизирующих частиц приблизительно в 10-20 раз меньше статистики электронов. Так как дисперсии энерговыделения для электронов и минимально ионизирующих частиц различны, в выражение вводится относительный весовой фактор w, равный отношению дисперсий.

Среднее энерговыделение в калориметре E_{dep} определяется как

$$E_{dep} = F\left(E_{beam}, z_0, \theta, \phi\right) E_{beam}, \tag{3.10}$$

где функция $F\left(E_{beam}, z_0, \theta, \phi\right)$ дает среднюю долю энергии, выделяемую в калориметре частицей, первоначально имеющей энергию пучка. Данная функция зависит от того, из какой точки вдоль пучка и под каким углом летит частица. Информация об углах и координате получается из данных дрейфовой и Z-камер. В случае электронов функция $F\left(E_{beam}, z_0, \theta, \phi\right)$ определяется с помощью моделирования методом Монте-Карло аналогично тому, как такая функция определялась для фотонов. Для минимально ионизирующих частиц она предполагается пропорциональной расстоянию, проходимому частицей в CsI.

Оптимизация (3.9) сводится к системе линейных уравнений, в результате решения которой получаются коэффициенты a_i, b_i, минимизирующие (3.9).

Значения получаемых коэффициентов a_i, b_i могут быть сдвинутыми относительно коэффициентов, дающих реальное энерговыделение в кристаллах. Это возникает из-за того, что утечки ливня не пренебрежимы, и имеется корреляция между энерговыделением и распределением энергии в ливне. Этот эффект особенно велик для крайних кристаллов калориметра, где отклонение коэффициентов от реальных достигает $\sim 5\%$ [50].

Это отклонение может быть устранено наложением дополнительных условий связи на коэффициенты:

$$\frac{1}{n_1}\sum_{k=1}^{n_1}\sum_{i\in region_J}(a_iA_i^k + b_i{A_i^k}^2)w^k = \frac{1}{n_1}\sum_{k=1}^{n1}\sum_{i\in region_J}E_{dep}^k w^k, \tag{3.11}$$

По физическому смыслу каждое условие означает, что для выбранного класса событий ($region_J$) выполняется равенство среднего значения энерговыделения в калориметре расчётной величине. Все события разбиваются на 9 классов. В один класс входят все минимально ионизирующие частицы. События упругого e^+e^- рассеяния разбиваются на 8 классов по положению кристалла с максимальным энерговыделением в калориметре. Если кристалл лежит в крайних кольцах(1-ом или 16-ом) — 1-й класс, во 2-м или 15-м — 2-й класс и так далее.

После введения этих условий, как видно из рисунка 3.20, систематический сдвиг коэффициентов не превышает $0,3\%$.

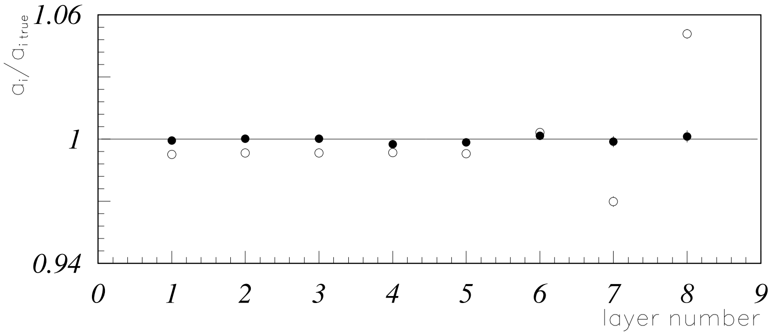

Рис. 3.20: Систематический сдвиг коэффициентов, получаемых из минимизации (3.9) в зависимости от номера кольца кристаллов, начиная от центра. Пустые кружки — без дополнительных условий; черные точки — при наложении 9-ти условий (3.11).

3.3.3 Восстановление координат фотонов

Углы вылета фотона из места встречи (θ, ϕ) определялись на основе распределения энергии ливня по кристаллам калориметра. Значения угловых координат θ_{cg} и ϕ_{cg} точки попадания фотона в калориметр, полученные методом центра тяжести (3.3) нелинейным образом связаны с истинным значением. Следует отметить два наиболее существенных эффекта.

1. Конфигурация калориметра (см. Рис. 3.22) не является "проективной", то есть частицы, вылетающие из места встречи, попадают в калориметр под некоторым углом к оси кристаллов. Проекция центра тяжести на плоскость, в которой лежит передняя грань кристалла, (точка M на Рис. 3.22) не совпадает с точкой входа частицы в калориметр (точка N). Соответственно, углы θ_{cg} и ϕ_{cg} (угловые координаты точки M) отличаются от "истинных" углов θ_{true} и ϕ_{true} тем сильнее, чем больше угол, под которым частица входит в калориметр.

2. При развитии электромагнитного ливня в веществе приблизительно 90% энергии выделяется внутри цилиндра с радиусом Мольера R_M (для CsI $R_M = 3,8\ cm$). Сегментация калориметра на счётчики с поперечным размером $6 \times 6\ cm$ приводит к тому, что в случае, когда частица входит в кристалл вблизи центра передней грани, значительная доля энергии выделяется именно в этом кристалле, и он дает наибольший вклад в углы θ_{cg} и ϕ_{cg} , вычисляемые по формулам (3.3). При этом небольшие отклонения точки входа от центра практически не изменяют величины θ_{cg} и ϕ_{cg}. Когда же частица проходит вблизи границы кристаллов, величины энергии, выделившейся в соседних счётчиках, становятся сравнимыми, и углы θ_{cg} и ϕ_{cg} приближаются к "истинным" значениям θ_{true} и ϕ_{true}.

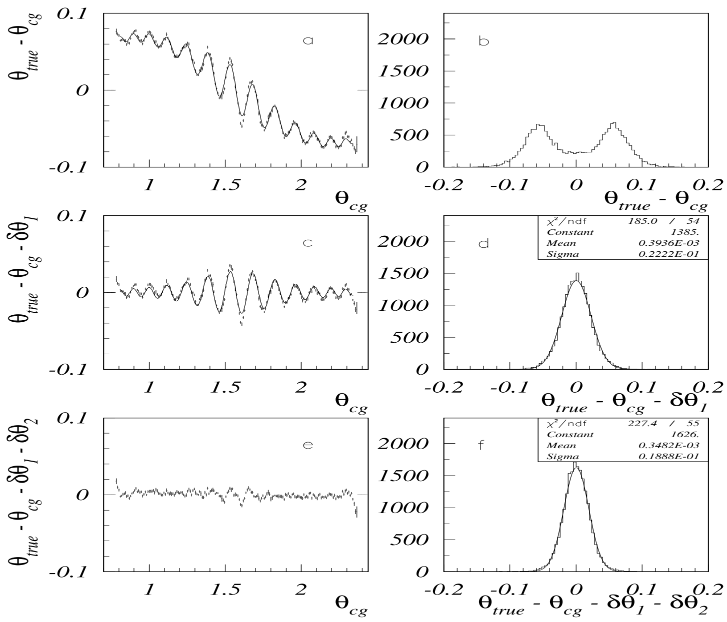

Рис. 3.21: a), c), e) Зависимость восстановленного угла фотона θ от его истинного значения. b), d), f) Распределение по разнице восстановленного и истинного значений угла θ. a), b) — определение угла по центру тяжести ливня; c), d) — с учётом поправки, связанной с эффектом "непроективности" геометрии калориметра (см. текст 1); e), f) — с учётом поправки, связанной с эффектом сегментации калориметра (см. текст 2). Энергия фотонов 500 МэВ.

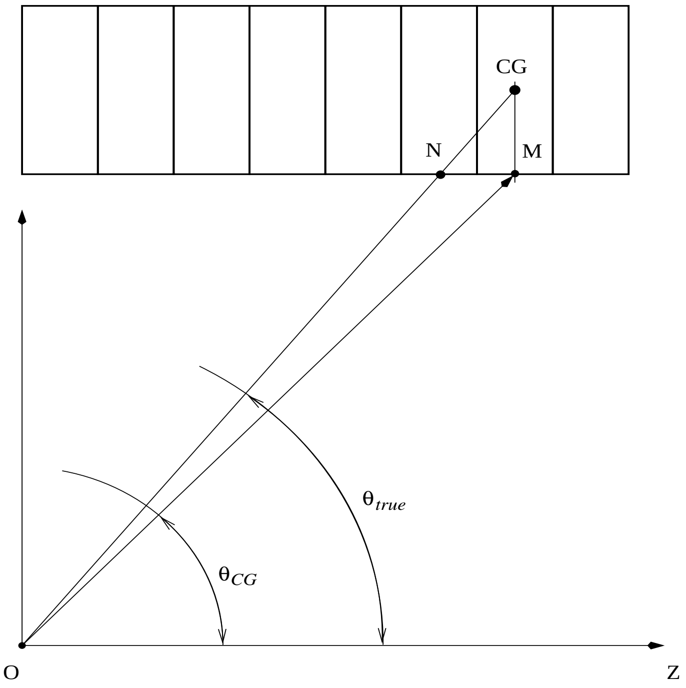

Рис. 3.22: Сдвиг координат центра тяжести ливня.

Зависимость θ_{cg}, а также угла после введения перечисленных поправок, от его истинного значения показана на Рис. 3.21. Эти зависимости получены для событий моделирования. На Рис. 3.21.а наблюдается заметное отличие восстановленного угла от его истинного значения, которое последовательно уменьшается для зависимостей Рис. 3.21.c-e, полученных после введения поправок.

Таким образом, угловые координаты фотонов определяются следующим образом:

$$\theta_{cor} = \theta_{cg} + \delta\theta_1(\theta_{cg}) + \delta\theta_2(\theta_{cg}) \tag{3.12}$$

$$\phi_{cor} = \phi_{cg} + \delta\phi_1(\phi_r) + \delta\phi_2(\phi_r), \tag{3.13}$$

где ϕ_r – значение угла ϕ_{cg} , измеренное относительно центра октанта; $\delta\theta_1, \delta\phi_1$ — поправки, связанные с эффектом геометрии калориметра, а

Таблица 3.3: Параметры поправочных функций.

p_1^0	-2,814	$\cdot 10^{-2}$	k_1	$-0,0295$	q_1	-0,214	$\cdot 10^{-2}$
p_2^0	9,831	$\cdot 10^{-2}$	k_2	$-0,0349$	q_2	1,267	$\cdot 10^{-2}$
p_3	-0,028	$\cdot 10^{-3}$			q_3	0,031	$\cdot 10^{-3}$
p_4	-3,114	$\cdot 10^{-1}$			q_4	3,455	$\cdot 10^{-1}$
p_5	0,217	$\cdot 10^{-3}$			q_5	41,010	$\cdot 10^{-1}$

$\delta\theta_2, \delta\phi_2$ — поправки соответствующие сегментации калориметра.

Поправки параметризуются следующим образом:

$$\delta\theta_1(\theta_{cg}) = p_1(\theta_{cg} - \pi/2) + p_2(\theta_{cg} - \pi/2)^3. \tag{3.14}$$

$$\delta\theta_2(\theta_{cg}) = \frac{p_3}{1 + [p_4(\theta_{cg} - \pi/2)]^2} \sin \frac{2\pi(\theta_{cg} - \pi/2)}{0,15 - [p_5(\theta_{cg} - \pi/2)]^2}. \tag{3.15}$$

$$\delta\phi_1(\phi_r) = q_1\phi_r + q_2{\phi_r}^3, \tag{3.16}$$

$$\delta\phi_2(\phi_r) = \frac{q_3}{1 + [q_4\phi_r]^2} \sin(q_5\phi_r). \tag{3.17}$$

Где параметры p_i, q_i определяются с помощью моделирования прохождения фотонов через калориметр [52]. Параметры p_3, p_4, p_5, q_i одинаковы для всех энергий фотона, а параметры p_1, p_2 слабо зависят от энергии:

$$p_i(E_\gamma) = p_i^0 + k_i \ln(E_\gamma), \tag{3.18}$$

где $i = 1, 2$. Величины параметров приведены в таблице 3.3.

Усреднённое по телесному углу калориметра угловое разрешение для фотонов в зависимости от энергии, полученное из моделирования процесса $e^+e^- \to \gamma\gamma$, показано на рисунке 3.23.

3.4 Состояние калориметра

Конструирование цилиндрического калориметра было начато в конце 1988 года. Весной 1991 года калориметр в полном объеме был установлен

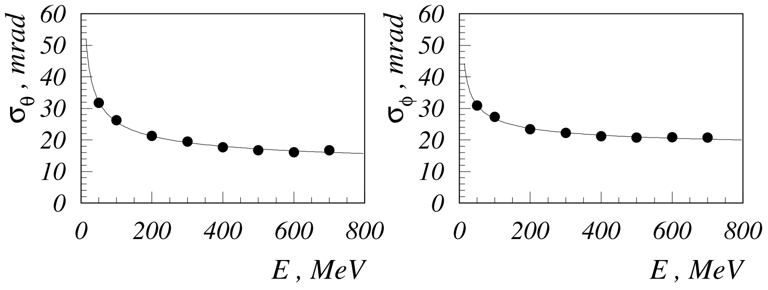

Рис. 3.23: Зависимость углового разрешения калориметра от энергии фотона, полученное с помощью моделирования.

в детектор КМД-2, к началу 1992 года была готова вся электроника калориметра и созданы мониторирующие программы, ON-line калибровка по космическим частицам и программное обеспечение OFF-line реконструкции. В 1992 году на детекторе КМД-2 были проведены первые сеансы набора статистики [34]. В 1993 году была закончена разработка процедуры калибровки по событиям упругого рассеяния и была введена в эксплуатацию система нейтрального триггера [48]. По мере модернизации системы сбора данных КМД-2, проводилась модификация ON-line обеспечения и улучшения процедуры OFF-line калибровки [50].

В начальный период эксплуатации калориметра, в 1991-1992 годах, оцифровывающая электроника (платы А32) была недостаточно надёжна и требовала регулярного ремонта ($2 \sim 3$ канала в сутки). После 1993 года ситуация стабилизировалась, и среднее число каналов электроники, требующих ремонта, сократилось до ~ 1 в неделю. Кристаллы и ФЭУ работали достаточно надежно и стабильно. Число выходящих из строя ФЭУ составляло один-два за сезон. Это происходило, как правило, в течении первой недели после разборки-сборки детектора и было связано с нарушением контактов в делителе напряжения. На Рис. 3.24 показана зависимость среднего значения калибровочных коэффициентов калориметра от времени. Поскольку стабильность электронного тракта

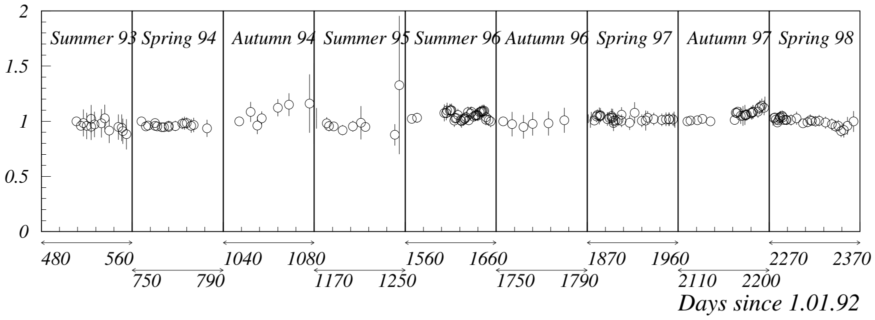

Рис. 3.24: Зависимость среднего по октанту значения калибровочных коэффициентов от времени. Начало отсчёта 1 января 1992 года. Коэффициенты нормированы на значения, полученные в начале каждого сезона.

учтена калибровкой по генератору, эта зависимость характеризует стабильность коэффициентов усиления ФЭУ и световыхода кристаллов. Калибровочные коэффициенты нормированы на значения, определённые в начале каждого сезона, потому что, как отмечалось ранее, коэффициенты усиления ФЭУ зависели от рассеянных магнитных полей, величина которых несколько изменялась после разборки-сборки детектора. Как видно из рисунка во время работы не наблюдается деградации световыхода кристаллов.

На Рис. 3.25 показано полученное энергетическое разрешение калориметра для процесса $e^+e^- \to \gamma\gamma$. Там же приведены результаты моделирования без учёта и с учётом продольной неоднородности кристаллов CsI. Как видно из рисунка, полученные результаты хорошо согласуются с результатами моделирования с учётом эффекта неоднородности.

Рисунок 3.26 демонстрирует пространственное разрешение, измеренное по событиям $e^+e^- \to e^+e^-$, которое хорошо согласуется с результатами моделирования.

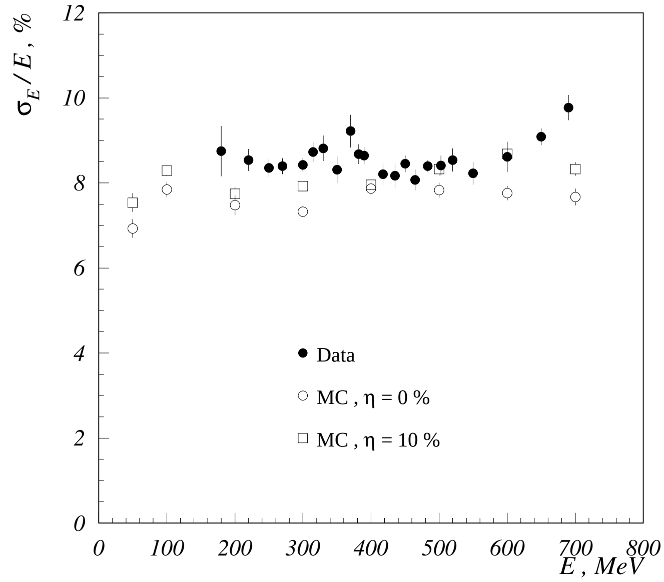

Рис. 3.25: Зависимость энергетического разрешения калориметра для процесса $e^+e^- \to \gamma\gamma$. Жирные точки — экспериментальное разрешение; пустые кружки — моделирование без неоднородности; квадратики — моделирование при неоднородности коэффициента светосбора 10 %.

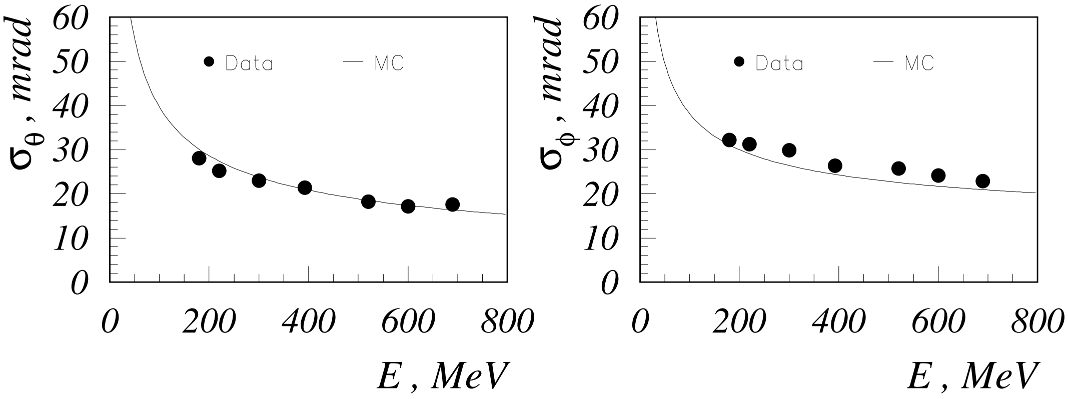

Рис. 3.26: Зависимость углового разрешения калориметра для электронов от его энергии. Сплошные кривые — результаты моделирования.

Глава 4

Описание эксперимента

4.1 Комплекс ВЭПП-2М

Эксперимент, описанный в данной работе, проводился на установке ВЭПП-2М со встречными e^+e^- пучками. Ускорительно-накопительный комплекс, схема которого приведена на рисунке 4.1, состоит из инжектора, синхротрона, бустера и самого накопителя [53]. Инжектором комплекса является импульсный ускоритель электронов с максимальной энергией частиц 3 МэВ. Синхротрон Б-3М ускоряет электроны до энергии 200 МэВ. В режиме накопления электронов пучок из Б-3М перепускается в бустерный накопитель БЭП [54].

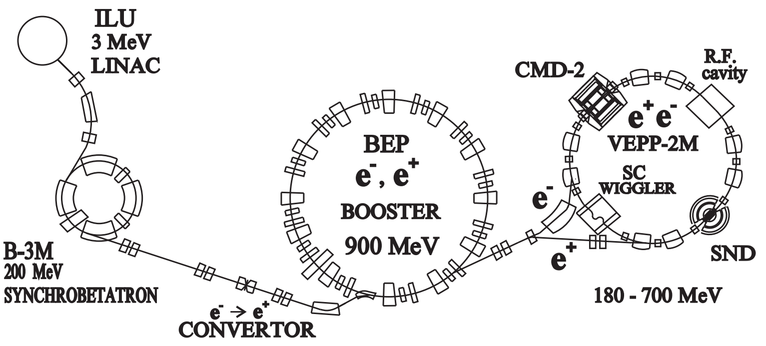

Рис. 4.1: Схема ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-2М.

Таблица 4.1: Характеристики накопителя ВЭПП-2М.

Энергия пучков, МэВ	160∼700
Длина орбиты , см	1788
Радиус кривизны в поворотных магнитах , см	122,2
Максимальное поле в поворотных магнитах, кГс	18
Энергетический разброс в пучке (∼500 МэВ), кэВ	300
Размеры пучков в месте встречи, мм	
вертикальный	0,01
радиальный	0,2∼0,3
продольный	∼25

В режиме накопления позитронов в канал между Б-3М и БЭП вводится вольфрамовый конвертор. Позитроны, образующиеся в конверторе, собираются фокусирующей системой и накапливаются в БЭП. После накопления тока 10-20 мА пучок ускоряется до энергии эксперимента и перепускается в накопительное кольцо ВЭПП-2М системой однооборотного ввода-вывода. Затем цикл накопления повторяется.

Накопитель ВЭПП-2М представляет собой жесткофокусирующее кольцо с четырьмя прямолинейными промежутками (∼200 см). В одном из промежутков находится ускоряющий резонатор на 200 МГц, в противоположном — сверхпроводящий Виглер-магнит (“змейка”) [54], служащий для получения большей светимости за счёт увеличения радиального фазового объёма пучка. В двух других промежутках установлены детекторы КМД-2 и СНД [32]. Рабочие токи в ВЭПП-2М составляли 10∼40 мА. Время жизни пучков при таких токах и энергии 500 МэВ составляло ∼2000 с и определялось в основном эффектом Тушека. Параметры накопителя приведены в таблице 4.1.

4.2 Общие характеристики набора экспериментальных данных

В мае-июле 1993 года на накопителе ВЭПП-2М проводился эксперимент с детектором КМД-2 по изучению сечения рождения различных адронных состояний в области ϕ-мезона.

Набор статистики осуществлялся в 14 точках по энергии в диапазоне $2E_{beam}$ от 994 МэВ до 1040 МэВ. Эксперимент проводился при средней светимости $0,5 \sim 1,5 \times 10^{30}$ см$^{-2}$с$^{-1}$. В таблице 4.2 приведена хронология и статистика набора событий по энергетическим точкам.

Энергия накопителя задавалась силой тока в основных магнитах ВЭПП-2М, при этом точность установки энергии была около 200 кэВ. Более точно энергия пучка (E_{beam}) в накопителе определялась по измерению среднего импульса заряженных каонов(P_K) в реакции $e^+e^- \to K^+K^-$ [55, 56]:

$$E_{beam} = \sqrt{P_K^2 + m_K^2} + \Delta_{dE/dx} + \Delta_{rad}, \tag{4.1}$$

где $\Delta_{dE/dx}$ — средние ионизационные потери каонов в вакуумной трубе и веществе дрейфовой камеры, а Δ_{rad} — смещение пика среднего импульса за счёт испускания реальных фотонов начальными частицами. Большая масса рождающегося каона позволяет получить выигрыш в точности измерения энергии:

$$\sigma E_{beam} = \frac{\sigma P_K P_K}{E_{beam}\sqrt{N}}, \tag{4.2}$$

где σP_K — импульсное разрешение для каонов (5 МэВ/с), а N — число найденных пар K^+K^-. Полученные значения энергии представлены в таблице 4.2. Приведённая ошибка учитывает только статистическую погрешность и точность расчёта dE/dx. Систематическая погрешность определяется точностью знания и стабильностью магнитного поля в объёме дрейфовой камеры и составляет 100 кэВ.

Таблица 4.2: Хронология и статистика эксперимента лета 1993 года.

дата набора день.месяц	номер точки	$2E$, МэВ	полное число событий млн. штук	число событий вошедшее в анализ млн. штук
20.05-23.05	7	$1020,76 \pm 0,06$	2,370	2,370
24.05-31.05	8	$1021,35 \pm 0,06$	5,400	2,750
31.05-02.06	9	$1021,54 \pm 0,06$	3,003	3,003
02.06-05.06	10	$1022,23 \pm 0,06$	3,283	3,283
05.06-09.06	11	$1022,94 \pm 0,06$	5,119	5,119
09.06-13.06	12	$1025,35 \pm 0,07$	5,102	4,546
13.06-17.06	13	$1029,20 \pm 0,07$	5,525	5,525
17.06-19.06	14	$1040,00 \pm 0,20$	2,924	2,924
19.06-26.06	6	$1019,51 \pm 0,06$	4,442	3,871
27.06-01.07	5	$1018,87 \pm 0,06$	4,086	4,086
01.07-04.07	4	$1018,26 \pm 0,06$	3,643	3,410
04.07-06.07	3	$1016,54 \pm 0,07$	3,066	3,066
06.07-09.07	2	$1012,76 \pm 0,06$	4,000	4,000
09.07-16.07	1	$994,00 \pm 0,20$	6,963	6,963

К сожалению, детектор в течение данного эксперимента имел некоторые неисправности. В калориметре в октанте N 6 внутри детектора произошел обрыв кабеля, обеспечивающего напряжение питания последнего динода фотоэлектронных умножителей этого октанта, что привело к нелинейности ФЭУ октанта до 30 %. Для учёта нелинейности были введены квадратичные поправки, но результирующее разрешение получилось несколько хуже. Так, для фотонов с энергией 510 Мэв разрешение для нормального октанта составляло 8 %, а для 6-го октанта 10 %.

В дрейфовой камере имелись неисправности, приводящие к некоторому уменьшению эффективности регистрации и ухудшению импульсного разрешения для заряженных частиц и нестабильности коэффициента газового усиления, затруднявшего использование dE/dx для разделения частиц. В течение некоторых заходов имелись проблемы с оцифровывающей и промежуточной электроникой детектора. Эти заходы не использовались для данного анализа.

Несмотря на перечисленные проблемы, данные, набранные в течении этого эксперимента, позволяют получить достаточно точные физические результаты.

4.3 Система запуска детектора

Важным элементом электроники детектора является система запуска, служащая для того, чтобы достаточно быстро (в течении 1,2 мкс), на основании ограниченной информации принять решение о полезности события и, в случае положительного ответа, инициировать оцифровку и считывание информации в ЭВМ.

Запуск детектора КМД-2 может вызываться сигналами "заряженного" (ЗТ) и "нейтрального" триггера (НТ), включёнными по "ИЛИ". Сигнал ЗТ генерируется в случае совпадения сигнала о наличие трека в координатной системе детектора, выдаваемого трековым процессором (ТРП) [57], и сигнала превышения порога ($\sim$ 25 МэВ) хотя бы в одном модуле цилиндрического калориметра. ТРП ведет поиск треков в $r - \varphi$ проекции, на основе информации о сработавших секторах в Z-камере и сработавших проволочках первого и второго слоёв дрейфовой камеры. Алгоритм поиска основан на сравнении конфигурации сработавших элементов в событии с эталонными комбинациями, записанными в ОЗУ процессора [57].

Сигнал превышения порога модулей калориметра генерируется не позднее чем через $\sim$ 100 нс после прохождения частицы. Начало работы ТРП инициируется сигналом срабатывания Z-камеры, стробированным сигналом фазы накопителя. Через время 400 нс, определяемое дрейфом ионизации в ячейках ДК, в ТРП считывается информация с проволочек и через 400 нс, в случае наличия трека, трековый процессор выдает сигнал.

В качестве исходной информации для НТ [48] используются сигналы превышения порога линеек кристаллов. По расположению сработавших линеек электроника НТ определяет число кластеров в $R-\varphi$ плоскости и углы между кластерами. На основе этой информации в НТ выделяются классы однокластерных, двухкластерных коллинеарных, двухкластерных неколлинеарных, и многокластерных событий. Кроме того электроника НТ формирует быстрый (300 нс) сигнал полного энерговыделения в калориметре. Запуск осуществляется в случае превышения сигналом полного энерговыделения, определённого для каждого класса событий порога. Время принятия решения НТ составляет 960 нс с момента старта, задаваемого сигналом "ИЛИ" срабатывания всех линеек, стробированного сигналом "фаза" ускорителя.

Характерная частота запусков детектора при светимости 10^{30} с$^{-1}$см$^{-2}$ была около $30 \sim 50$ Гц. Частота полезных событий, вызванных e^+e^- взаимодействиями, составляла несколько событий в секунду, около ~ 10 Гц было обусловлено космическими частицами, остальные запуски вызывались фоном частиц пучка рассеянных на элементах накопителя.

4.4 Определение светимости

Для получения значения сечений исследуемых процессов по числу зарегистрированных событий (N) необходимо знать интеграл светимости e^+e^- взаимодействий (L):

$$\sigma_{exp} = N/L.$$

Светимость зависит от токов и размеров пучков в накопителе.

В данном эксперименте светимость определялась по числу зарегистрированных событий упругого $e^+e^- \to e^+e^-$ рассеяния, отбор которых проводился согласно процедуре, используемой в коллаборации КМД-2, описанной в [58]. Сначала, по дрейфовой камере выделялись двухтрековые коллинеарные события, рождённые в месте встречи и попадающие в рабочую область Z-камеры. Затем из отобранных событий выделялись те, для которых энерговыделение каждого трека в калориметре лежит в пределах от 250 до 600 МэВ. Используя то, что в событиях упругого рассеяния имеются две одинаковые частицы, по этим же событиям оценивалась эффективность регистрации. По числу отобранных событий N_{ee} и вычисленной эффективности регистрации ε_{rec} определялся интеграл светимости для каждого захода:

$$L = \frac{N_{ee}}{\sigma_0 \cdot (1-\delta) \cdot (1-\delta_\Theta) \cdot \varepsilon_{rec}},$$

где N_{ee} — число найденных событий $e^+e^- \to e^+e^-$; $\sigma_0(E, \Theta_{min})$ — борновское сечение процесса $e^+e^- \to e^+e^-$; δ — радиационная поправка к сечению, рассчитанная по программе RADCOR [59], основанной на работе Беренца [60]; $\delta_\Theta(\Theta_{min}, \sigma_\Theta)$ — поправка к сечению, связанная с наличием экспериментального разрешения σ_Θ при измерении полярного угла трека Θ и с резкой зависимостью сечения от угла Θ.

Полученный интеграл светимости для точек по энергии приведён в таблице 4.3.

Систематическая ошибка в величине светимости определяется точностью расчёта радиационных поправок, неопределённостью калибровки телесного угла, погрешностью разделения частиц и составляет 1,2%.

Таблица 4.3: Интеграл светимости для точек по энергии данного эксперимента.

номер точки	$2E$, МэВ	$\int Ldt$, нб$^{-1}$
1	$994,00 \pm 0,20$	$152,04 \pm 0,70$
2	$1012,76 \pm 0,06$	$110,90 \pm 0,58$
3	$1016,54 \pm 0,07$	$85,47 \pm 0,51$
4	$1018,26 \pm 0,06$	$93,50 \pm 0,54$
5	$1018,87 \pm 0,06$	$110,79 \pm 0,58$
6	$1019,51 \pm 0,06$	$82,96 \pm 0,49$
7	$1020,76 \pm 0,06$	$89,12 \pm 0,51$
8	$1021,35 \pm 0,06$	$80,80 \pm 0,52$
9	$1021,54 \pm 0,06$	$85,50 \pm 0,50$
10	$1022,23 \pm 0,06$	$93,42 \pm 0,53$
11	$1022,94 \pm 0,06$	$123,36 \pm 0,62$
12	$1025,35 \pm 0,07$	$114,33 \pm 0,59$
13	$1029,20 \pm 0,07$	$121,73 \pm 0,63$
14	$1040,00 \pm 0,20$	$81,76 \pm 0,51$

Глава 5

Изучение поведения сечения $e^+e^- \to 3\pi$

5.1 Общие характеристики распада $\phi \to 3\pi$

Процесс $\phi \to 3\pi$ является одной из основных мод распада ϕ-мезона, вероятность которой около 15 %. Так как π^0-мезон в 99 % случаев распадается на два фотона, в детекторе события такого процесса должны иметь два трека в дрейфовой камере и два свободных кластера в калориметре, если все частицы попадают в телесный угол детектора $\Omega \approx 0,7 \times 4\pi$. По параметрам треков восстанавливаются импульсы $P_{+(-)}$ и углы $\theta_{+(-)}$, $\varphi_{+(-)}$ заряженных частиц (как описано в Главе 2.5). По информации калориметра восстанавливаются энергии $E_{\gamma,i}$ и углы $\theta_{\gamma,i}$, $\varphi_{\gamma,i}$ фотонов.

С определённой вероятностью в событии 3π может наблюдаться более двух свободных кластеров. Это вызвано тем, что в случае ядерного взаимодействия заряженных пионов с веществом детектора, с некоторой вероятностью рождаются нейтроны. Имея достаточно большие длины поглощения, такие нейтроны могут создавать свободные кластеры, расположенные достаточно далеко от начальной точки взаимодействия пиона.

При обработке событий $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ могут быть использованы дополнительные кинематические условия:

$$\begin{aligned} E_+ + E_- + \sum_{k=1}^{2} E_{\gamma k} &= 2E_{beam} \\ \vec{P}_+ + \vec{P}_- + \sum_{k=1}^{2} \vec{P}_{\gamma k} &= 0 \\ 2(E_{\gamma 1}E_{\gamma 2} - \vec{P}_{\gamma 1}\vec{P}_{\gamma 2}) &= m^2_{\pi^0}, \end{aligned} \tag{5.1}$$

где $E_+, \vec{P}_+(E_-, \vec{P}_-)$ - энергия и импульс $\pi^+(\pi^-)$ -мезона, $E_{\gamma k}, \vec{P}_{\gamma k}$ - энергия и импульс фотонов, E_{beam} - энергия пучка электронов, а m_{π^0}-масса π^0-мезона.

Наличие этих дополнительных условий позволяет, регистрируя только два π мезона, восстановить характеристики третьей частицы из (5.1).

Основные результаты настоящей работы основаны на статистике полностью восстановленных событий с двумя заряженными частицами и двумя фотонами от распада π^0-мезона. События, в которых зарегистрированы две заряженные частицы, или заряженная частица и два фотона, использовались для вычисления поправок к эффективности.

5.2 Выделение событий процесса $\phi \to 3\pi$

Для описания условий отбора введем следующие понятия: “хороший“ трек и “хороший“ π^0:

Определение “хороший” трек включает в себя следующее(S1):

- 1.Число сработавших проволочек ДК на треке $n_{hits} > 6$.
- 2.Разброс точек относительно трека в плоскости $r - \varphi \sigma_r < 0,6$ мм;
- 3.Разброс точек относительно трека в плоскости $r - Z$ $\sigma_z < 3$ см;
- 4.Расстояние трека от места встречи в плоскости $r - Z$ $Z_{tr} < 10$ см;

- 5.Расстояние трека от оси пучка в плоскости $r - \phi$ $R_{min} < 0,3$ см;
- 6.130 МэВ/с< P_π <500 МэВ/с
- 7.$|\theta_\pi - \frac{\pi}{2}| < 0,67$ рад.;

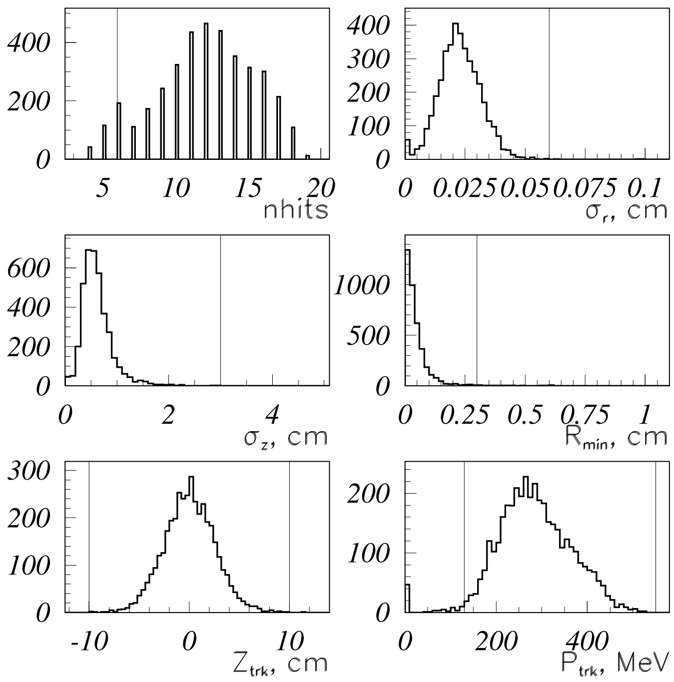

Рис. 5.1: Распределения по параметрам трека.

Определение параметров σ_r, σ_z, Z_{tr} и R_{min} дано в Главе 2.5. Характерные распределения по перечисленным параметрам для отбираемых событий 3π показаны на Рис. 5.1. Эти условия позволяют эффективно подавить вклад основных фоновых физических процессов, а также фон космических и выбивающихся из пучка частиц. Ограничение на диапазон углов треков отбраковывает события, где хотя бы один трек попадает в область Z-камеры с низкой эффективностью.

В понятие "хороший" π^0 включаются следующие условия(S2):

- 1.Число свободных кластеров $N_{phot} > 1$;
- 2.Инвариантная масса двух фотонов лежит в пределах 70 МэВ/$c^2 < m_{\gamma\gamma} <$ 170 МэВ/c^2. В случае, когда имеются 3 и более свободных кластеров, для каждой пары проводится кинематическая реконструкция события в предположении распада 3π и выбирается комбинация, имеющая наилучший χ^2. Процедура кинематической реконструкции описана в приложении А.
- 3.Измеренная энергия каждого из двух фотонов больше $E_{\gamma,i} > 30$ МэВ;
- 4.Полярный угол фотонов лежит в пределах $|\theta_\gamma - \frac{\pi}{2}| < 0,67$ радиан.

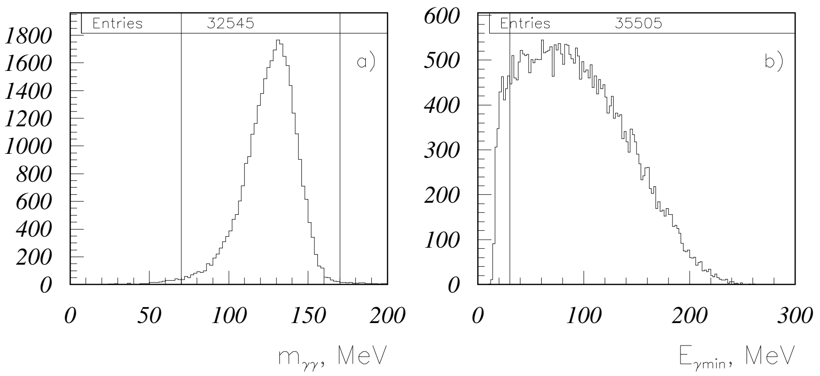

Рис. 5.2: a) Распределение по инвариантной массе двух фотонов для событий моделирования процесса 3π. b) Распределение по минимальной энергии фотона для событий моделирования процесса 3π. Вертикальные линии показывают границы обрезания для отбора событий.

Характерные распределения по инвариантной массе двух фотонов и по минимальной из энергий этих фотонов для событий 3π, отобранных вблизи пика ϕ-мезона без наложения условий S2.2, S2.3, показаны на Рис. 5.2.

Величина импульса π^0 мезона определялась по измеренным характеристикам γ-квантов с использованием дополнительного условия связи на их инвариантную массу (5.1.3). Разрешение по квадрату инвариантной массы фотонов определяется как угловым, так и энергетическим разрешением калориметра:

$$(\frac{\sigma_{m^2}}{m^2})^2 = (\frac{\sigma_{E_1}}{E_1})^2 + (\frac{\sigma_{E_2}}{E_2})^2 + (\cot(\psi/2)\sigma_\psi)^2, \qquad (5.2)$$

где $E_1,\ E_2$ — энергии фотонов, ψ — угол между фотонами, а $\sigma_{E_1},\ \sigma_{E_2},\ \sigma_\psi$ — разрешение по соответствующим параметрам. Вклад углового разрешения калориметра в разрешение по инвариантной массе двух фотонов от π^0 пренебрежим по сравнению с вкладом энергетического разрешения 5.3. В этом случае, если считать что энергетическое разрешение для

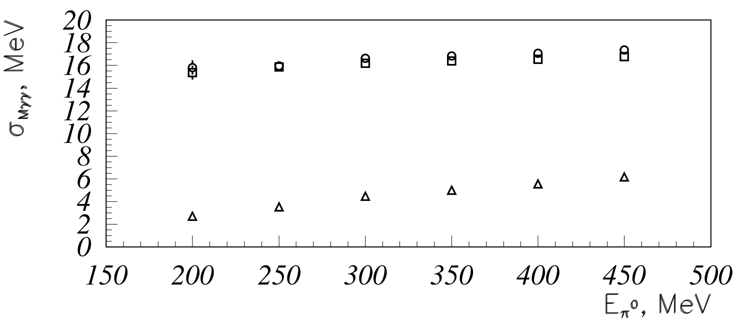

Рис. 5.3: Зависимость разрешения (среднеквадратичного отклонения) по инвариантной массе двух фотонов, полученная на событиях моделирования. Квадратики показывают вклад энергетического разрешения; треугольники — вклад углового разрешения; кружки результирующее разрешение.

фотонов $\sigma_{E_\gamma}/E_\gamma$ не зависит от энергии, оптимальным значением энергии каждого фотона является величина: $E'_\gamma = E_\gamma m_{\pi^0}/m_{\gamma\gamma}$. А для энергии и импульса π^0 оптимальной оценкой являются следующие величины:

$$E_0 = (E_{\gamma,1} + E_{\gamma,2})\frac{m_{\pi^0}}{m_{\gamma\gamma}}; \vec{P}_0 = (\vec{P}_{\gamma,1} + \vec{P}_{\gamma,2})\frac{m_{\pi^0}}{m_{\gamma\gamma}} \qquad (5.3)$$

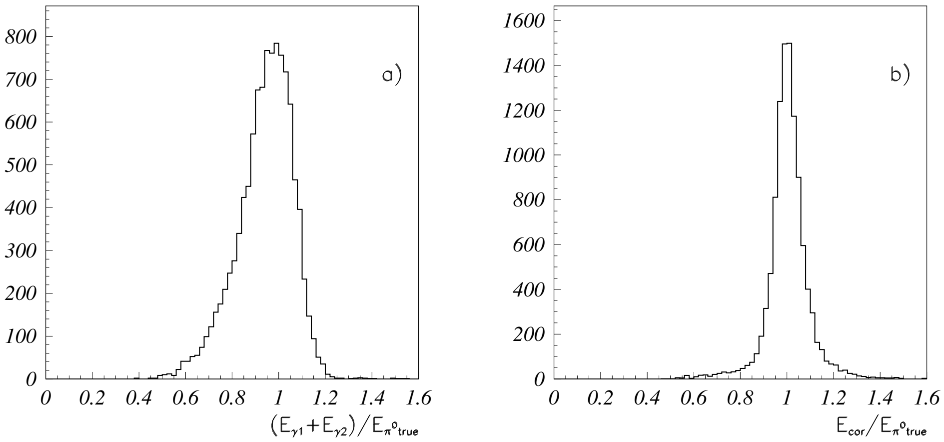

Рис. 5.4: Распределение отношения измеренной энергии π^0 к истинной: a) без поправки; b) с поправкой.

На Рис. 5.4 показано распределение отношения восстановленной энергии π^0 к истинной энергии для событий моделирования. Как видно из Рис. 5.5, введение поправки позволяет существенно улучшить разрешение по энергии нейтрального пиона.

5.2.1 Условия отбора и источники фона

Отбор событий проводился в два этапа. На первом этапе отбирались события, попадающие хотя бы в один из двух классов: двухтрековых событий с любым числом фотонов или событий с восстановленным π^0 и с количеством треков больше одного.

К двухтрековым событиям относились события, удовлетворяющие следующим условиям (S3):

- 1.Наличие двух треков противоположных знаков.
- 2.Угол между треками $\psi < 172°$.
- 3.Импульсы треков 50 МэВ/c< P_i < 600 МэВ/c;

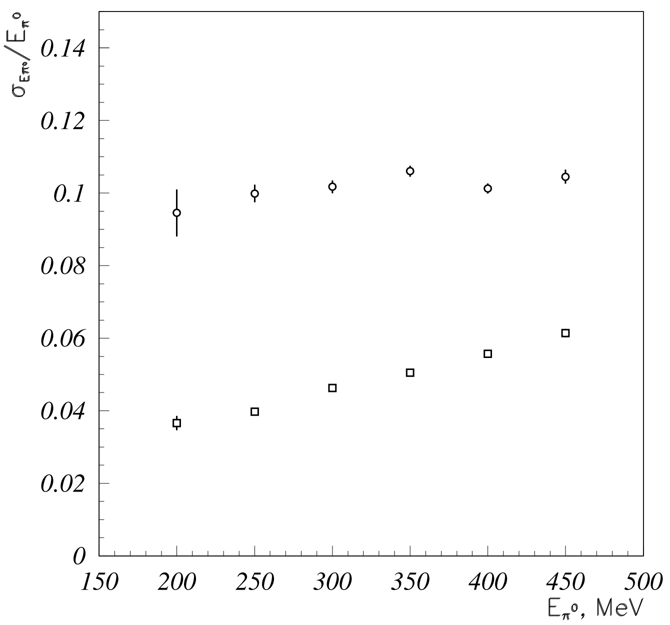

Рис. 5.5: Зависимость разрешения (FWHM/2,35) по энергии π^0, полученная на событиях моделирования. Кружки — разрешение без поправки; квадратики — после введения поправки.

- 4. $(|\vec{P}_+ + \vec{P}_-| - P^{calc}_{K_S})^2 + ((m_{\pi^+\pi^-} - m_{K_S})c)^2 > (50$ Мэв/с$)^2$;
- 5. $|\vec{P}_+ + \vec{P}_-|^2 + ((m_{K^+K^-} - m_\phi)c)^2 > (50$ Мэв/с$)^2$, где $m_{\pi^+\pi^-}, m_{K^+K^-}$ инвариантные массы двух заряженных частиц в предположении, что они являются π или K мезонами, m_{K_S}, m_ϕ — массы K_L и ϕ мезонов соответственно, $P^{calc}_{K_S}$–расчётный импульс каона для данной энергии.

Последние два условия служат для подавления событий, соответствующих распадам $K_S \to \pi^+\pi^-$ и $\phi \to K^+K^-$, которые на плоскости $(|\vec{P}_+ + \vec{P}_-|, m_{+-})$ группируются вокруг точек $(P^{calc}_{K_S}, m_{K_L})$ и $(0, m_\phi)$ соответственно. Распределение отобранных событий на этой плоскости показано на Рис. 5.6.

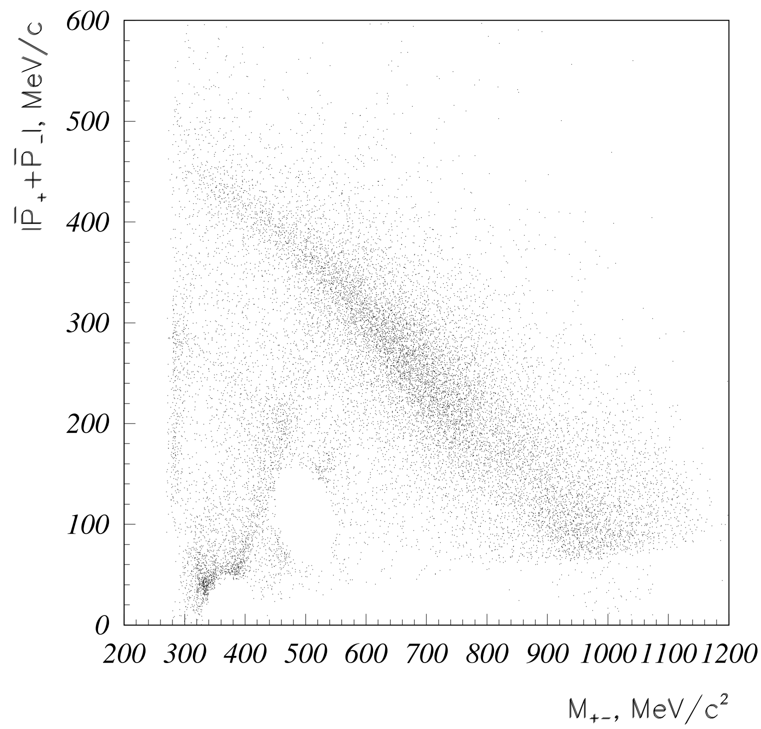

Рис. 5.6: Распределение двухтрековых событий на плоскости M_{charge} vs $|\vec{P}_{charge}|$. Пустые области соответствуют отбракованным событиям K^+K^- и $K_S \to \pi^+\pi^-$.

К классу событий с π^0 относятся следующие (S4):

- 1.Наличие одного или более треков.
- 2.Наличие двух или более фотонов.
- 3.Импульс хотя бы одного трека лежит в пределах 50 МэВ/с< P_i <600 МэВ/с.
- 3.Инвариантная масса одной из пар фотонов лежит в пределах 70 МэВ/c^2 < $m_{\gamma\gamma}$ <170 МэВ/c^2.

События, удовлетворяющие условию (S3) или (S4), записывались в виде файлов на дисках со структурой NTUPL. Полное число отобранных событий в 14 точках по энергии составляло 641137 событий.

На следующем этапе проводилось выделение событий $\pi^+\pi^-\pi^0$ из числа отобранных ранее. Для этого требовалось выполнение следующих условий (S5):

- 1. Наличие двух "хороших" треков противоположных знаков;
- 2. Наличие "хорошего" π^0;
- 3. Недостающая масса каждой пары пионов $m_{miss:i,j}$ лежит в пределах:
  - a(+−) $|\frac{m^2_{miss:+-}}{m^2_{\pi^0}} - 1| < 5$;
  - b(+0) $|\frac{m^2_{miss:+0}}{m^2_{\pi^-}} - 1| < 5$;
  - c(−0) $|\frac{m^2_{miss:-0}}{m^2_{\pi^-}} - 1| < 5$.

Во всех энергетических точках было найдено 11169 событий, удовлетворяющих перечисленным условиям. В основном это события процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Как будет показано далее примесь событий других процессов не превышает 4%.

Распределения по Z-координате вершины для заряженного трека и спектр инвариантных масс двух γ-квантов для отобранных событий показан на рисунке 5.7. Ширина распределения по Z-координате определяется продольными размерами пучков в накопителе. Как видно из рисунков, распределения экспериментальных событий хорошо согласуются с моделированием процесса рождения $\pi^+\pi^-\pi^0$ и примесь фона невелика.

Фоном для реакции 3π могут быть следующие процессы:

- Фон от космических частиц;
- Рассеяние электронов пучка на остаточном газе;
- $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$;

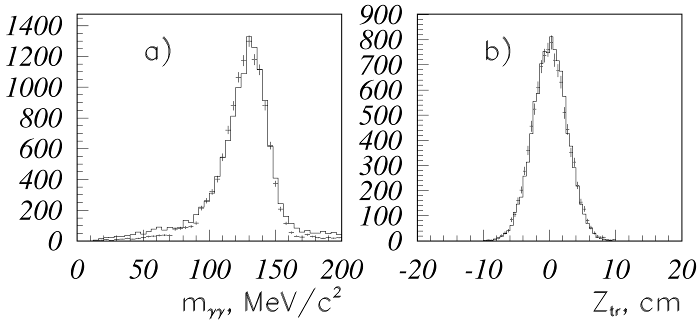

Рис. 5.7: Распределения для отбираемых событий: a) – инвариантная масса двух фотонов; b) – распределение по Z-координате заряженных частиц. Сплошные линии – экспериментальные данные, крестики – моделирование.

- $e^+e^- \to \eta\gamma, \eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ или $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$;
- $e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma$, $\pi^+\pi^-\gamma\gamma$ и $\pi^+\pi^-\gamma$, для последнего процесса второй свободный кластер возникает от нейтронов, рождающихся в ливне ядернопровзаимодейсвовавшего пиона;
- Фон от неправильно восстановленных событий K^+K^- и K_SK_L.

Числа событий процессов 4π и $\eta\gamma$, удовлетворяющие перечисленным условиям, рассчитывались из экспериментальных данных по этим каналам [21], [23]:

$$N_{4\pi} = \sigma_{4\pi} L_{int} \varepsilon_{4\pi};$$

$$N_{\eta\gamma} = \sigma_{\eta\gamma} L_{int} \varepsilon_{\eta\gamma},$$

где $\sigma_{\eta\gamma}, \sigma_{4\pi}$ –сечение соответствующего процесса, L_{int} –интеграл светимости, $\varepsilon_{\eta\gamma}, \varepsilon_{4\pi}$–эффективность регистрации процесса, которая определялась из моделирования.

Распределение по недостающей массе $m_{miss:\pi^+\pi^-}$ и $m_{miss:\pi^+\pi^0}$ для событий моделирования $3\pi, 4\pi$ и $\eta\gamma$ показаны на Рис. 5.8. Вертикальными

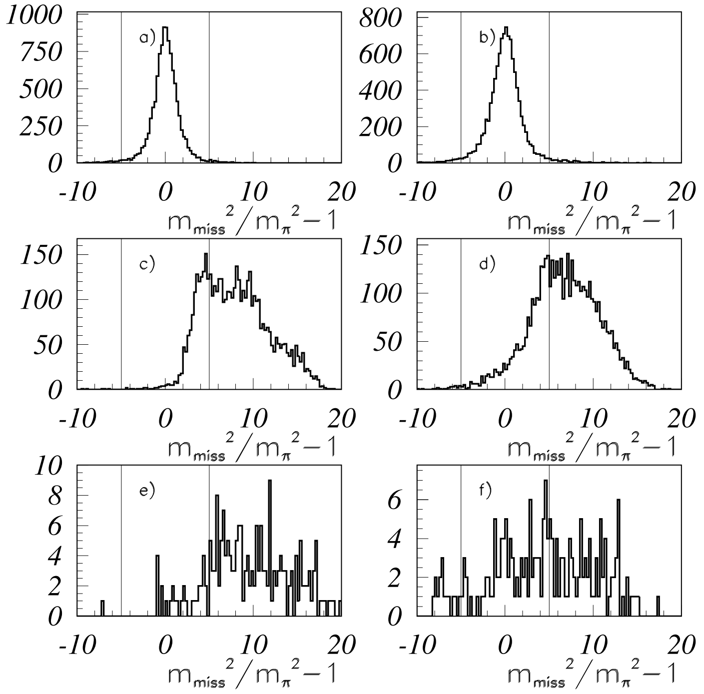

Рис. 5.8: Распределение по квадрату недостающей массы двух пионов для событий моделирования процессов: a),b) –3π c),d) –4π e),f) –$3\eta\gamma$. Левые картинки — недостающая масса двух заряженных частиц, правые — недостающая масса заряженного пиона и π^0.

линиями на рисунке отмечен интервал недостающих масс, задаваемый условиями отбора. Как видно из рисунка, для событий 3π это распределение имеет явный пик, в то время как для событий 4π и $\eta\gamma$ распределение достаточно широкое и максимум смещён вправо для всех комбинаций пионов. Таким образом, выбранный интервал содержит около 94 % событий 3π удовлетворяющих остальным условиям S5 и только 11 % и 18 % событий процессов 4π $\eta\gamma$ соответственно.

Для изучения фона, вызванного событиями $e^+e^-\gamma\gamma$, этот процесс выделялся путем наложения дополнительного условия. Требовалось, чтобы энерговыделение в калориметре каждой заряженной частицы было близко к значению её измеренного импульса: $|E_{ch,i}/P_i - 1| < 0,2$.

Согласно моделированию, этому условию удовлетворяет 73 ± 3 % событий $e^+e^-\gamma\gamma$ и $1,1 \pm 0,2$ % событий 3π. Вне области ϕ-мезона ($2E <$ 1016 МэВ и $2E >$ 1025 МэВ), после наложения вышеописанного условия отбора, вкладом событий 3π можно пренебречь. По этим точкам было определено наблюдаемое сечение процесса $e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma$ в предположении энергетической зависимости $1/E^2$. По этому сечению было рассчитано ожидаемое число событий фона от этого процесса для каждой точки по энергии.

Для оценки фона $\pi^+\pi^-\gamma\gamma$ и $\pi^+\pi^-\gamma$, являющегося в основном радпоправками к процессу $e^+e^- \to \gamma\gamma$, измерялось отношение числа событий $\pi^+\pi^-\gamma(\gamma)$ к числу событий $e^+e^-\gamma\gamma$ для случая, когда фотоны не формируют π^0: $m_{\gamma\gamma} < 50$ МэВ/c^2 или $m_{\gamma\gamma} > 180$ МэВ/c^2. Измеренное значение этого отношения $1,1 \pm 0,5$. Предполагая, что это отношение такое же в области инвариантных масс фотонов $90 < m_{\gamma\gamma} < 160$ МэВ/c^2, рассчитывалось число событий такого фона. Полученные числа событий фона показаны в таблице 5.1

Поскольку фон космических частиц и пучковый фон распределён равномерно вдоль оси Z, его величина оценивалась наложением условий отбора (S5) на события с координатой Z вне точки взаимодействия пучков: $20 > |Z| > 10$ см. Для всех энергетических точек было найдено 7 событий, удовлетворяющих этому условию, из чего можно сделать вывод, что этим фоном можно пренебречь.

С вероятностью около 75% ϕ-мезон распадается на пару каонов. K-мезоны, распадающиеся в объеме дрейфовой камеры(ДК) или ядерно-взаимодействующие с веществом вакуумной или дрейфовой камер, могут имитировать события 3π. Использование моделирования для оценки числа таких событий проблематично, так как требуется достаточно точное описание ядерных взаимодействий каонов с веществом.

Однако неправильно восстановленные события K^+K^-, а так же события $K_S K_L$, должны иметь широкое распределение как по параметру R_{min}, так и по недостающей массе пары пионов.

Зная распределение по недостающей массе для событий $K\bar{K}$ и 3π, можно восстановить исходное число событий этих процессов. Для этого рассматривались две области значений по m^2_{mis}. Одна из них — это область, задаваемая в условиях (S5) пунктом (3), в которую попадает основная доля событий 3π. В качестве другой выбрана область, удовлетворяющая следующим условиям (S6):

- для любой пары пионов выполняется условие: $|\frac{m^2_{miss:i,j}}{m^2_{\pi^k}} - 1| < 10$, но не выполняется требование (3) условий (S5).

Число событий $N_{3\pi}$ и N_{KK} определяется по количеству N^{good} в искомой области и N^{out} в области (S6), из решения системы линейных уравнений:

$$
\begin{aligned}
N^{good} - N^{good}_{bg} &= \varepsilon^{good}_{3\pi} N_{3\pi} + N_{KK} &(5.4)\\
N^{out} - N^{out}_{bg} &= \varepsilon^{out}_{3\pi} N_{3\pi} + N_{KK}\varepsilon_{KK}, &(5.5)
\end{aligned}
$$

где $N^{good(out)}_{bg}$ — расчётные числа событий фоновых процессов (4π, $\eta\gamma$, $ee\gamma\gamma$, $\pi\pi\gamma\gamma$) в соответствующих областях, $\varepsilon^{good(out)}_{3\pi}$– эффективность для событий 3π, определённая из моделирования, при расчёте которой учитывались радиационные поправки (см. следующий раздел), а ε_{KK} – отношение доли числа событий $K\bar{K}$ в искомой и дополнительной областях.

Распределение по недостающей массе и, следовательно, величина ε_{KK} определяется из измерения по событиям с $R_{min} > 0,4$ см. Как видно из рисунка 5.9, распределение достаточно гладкое. Зависимость величины ε_K от R_{min} приведена на Рис. 5.10.d Эта зависимость не противоречит константе. Большие ошибки точек объясняются малой статистикой фоновых событий. Лучшую статистическую точность можно получить для случая, когда анализируется недостающая масса только пары пионов, вне

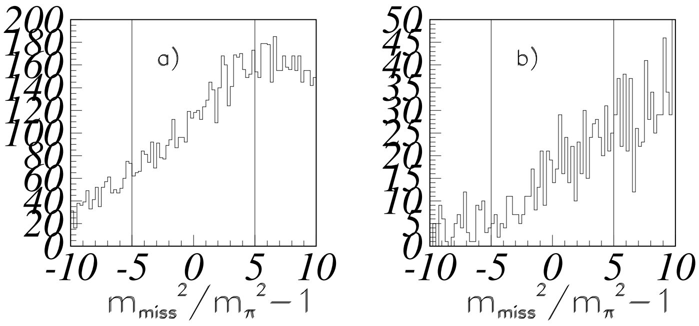

Рис. 5.9: Распределение по квадрату недостающей массы: a) двух заряженных частиц и b) заряженного и нейтрального пиона для $R_{min} > 0,4$ см.

зависимости от регистрации третьей. Рис. 5.10.a-c демонстрирует зависимость доли событий лежащей в интервале недостающих масс пары частиц $|m_{miss}^2/m_\pi^2 - 1| < 5$ от параметра R_{min}. Эти поведения согласуются с константой.

Найденные числа событий фона и 3π показаны в таблице 5.1. Как видно из таблицы — более 96 % отобранной статистики это события 3π.

Таблица 5.1: Статистика отобранных событий 3π и фоновых процессов.

Номер точки	$N_{selected}$	$N_{4\pi+\eta\gamma}$	$N_{ee\gamma\gamma+\pi\pi\gamma\gamma}$	$N'_{K\bar{K}+cosm}$	$N'_{3\pi}$
1	120	$6,0 \pm 0,5$	$12,2 \pm 4,1$	$6,0 \pm 3,3$	96 ± 12
2	393	$6,6 \pm 0,5$	$8,8 \pm 2,9$	$1,7 \pm 5,3$	376 ± 21
3	817	$5,9 \pm 0,5$	$6,8 \pm 2,3$	$7,9 \pm 6,1$	796 ± 30
4	1420	$7,4 \pm 0,6$	$7,4 \pm 2,5$	$26,7 \pm 9,8$	1379 ± 40
5	1974	$9,1 \pm 0,8$	$8,8 \pm 2,9$	$38,3 \pm 12,6$	1917 ± 48
6	1644	$6,8 \pm 0,6$	$6,6 \pm 2,2$	$15,9 \pm 8,2$	1615 ± 43
7	1307	$6,9 \pm 0,6$	$7,1 \pm 2,4$	$17,2 \pm 8,1$	1276 ± 39
8	895	$6,1 \pm 0,5$	$6,4 \pm 2,1$	$14,7 \pm 7,2$	867 ± 32
9	847	$6,4 \pm 0,5$	$6,8 \pm 2,3$	$5,7 \pm 6,1$	828 ± 31
10	670	$6,9 \pm 0,6$	$7,4 \pm 2,5$	$11,1 \pm 6,7$	644 ± 28
11	610	$9,0 \pm 0,8$	$9,8 \pm 3,3$	$8,1 \pm 6,7$	584 ± 27
12	304	$8,4 \pm 0,7$	$9,1 \pm 3,0$	$5,1 \pm 6,0$	281 ± 19
13	129	$9,4 \pm 0,8$	$9,7 \pm 3,2$	$0,5 \pm 5,7$	110 ± 14
14	39	$7,4 \pm 0,6$	$6,5 \pm 2,2$	$0,5 \pm 5,4$	25 ± 9
всего	11169	102 ± 9	113 ± 39	160 ± 27	10794 ± 114

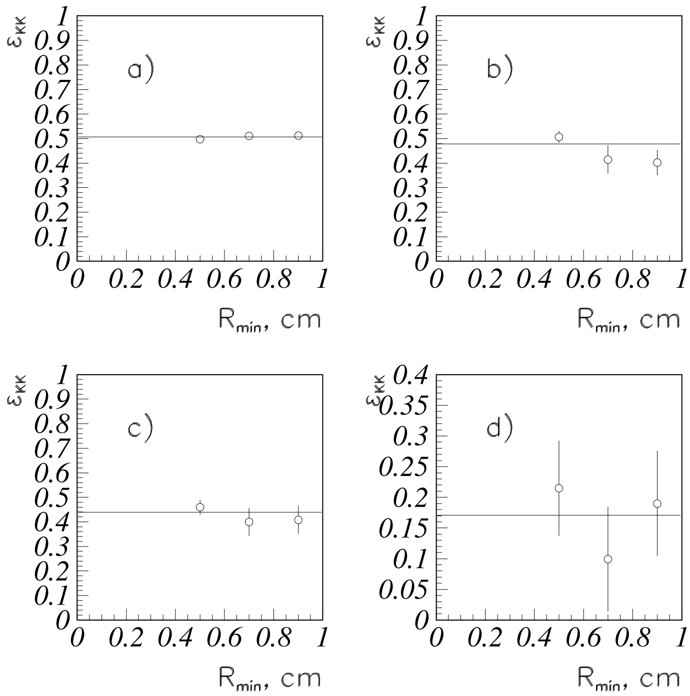

Рис. 5.10: Зависимость доли событий, лежащих в интервале недостающих масс $|m^2_{miss}/m^2_\pi - 1| < 5\ \varepsilon_K$ от R_{min}. a) Рассматриваются только две заряженные частицы и их недостающая масса; b) то же для положительнозаряженной частицы и π^0; c) то же для отрицательнозаряженной частицы и π^0; d) рассматриваются все три частицы и три недостающие массы.

5.3 Эффективность регистрации

По числу событий процесса $\pi^+\pi^-\pi^0$ — $N_{3\pi}$, зарегистрированных в каждой точке по энергии с интегралом светимости L, восстанавливалось сечение процесса $\phi \to 3\pi$:

$$\sigma_{3\pi} = \frac{N_{3\pi}}{L\varepsilon_{trig}\varepsilon_{MC}(1-\delta_{MC})(1+\delta_{rad})(1+\delta_{wid})} \ , \qquad (5.6)$$

где ε_{MC} — эффективность регистрации, рассчитанная по событиям моделирования, δ_{MC} — поправка к эффективности регистрации, связанная с неидеальностью детектора и моделирования, ε_{trig} — эффективность триггера, δ_{rad} — радпоправки, $1+\delta_{wid}$ — множитель, учитывающий разброс энергии в пучке. Величины и расчёт перечисленных множителей приведены в следующих разделах.

5.3.1 Моделирование

Для расчёта эффективности регистрации детектором процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ и фоновых процессов, а также для получения распределений по параметрам, используемым при обработке данных, применялась программа моделирования CMD2SIM [49]. Эта программа написана на основе пакета GEANT [61]. Программа CMD2SIM содержит описание рабочих систем детектора КМД-2 и пассивного вещества и функционально состоит из трёх частей.

На этапе первичного моделирования генерируются координаты взаимодействия e^+e^- в соответствии с экспериментально измеренным размером пучков в ВЭПП-2М, а также энергии и углы конечных частиц с плотностью вероятности, соответствующей матричному элементу изучаемого процесса.

На следующем этапе моделируется прохождение каждой частицы через элементы детектора с учётом их размера, расположения в пространстве и свойств материалов, из которых он состоит. При моделировании взаимодействия частиц с веществом GEANT учитывает следующие процессы:

- рождение пар фотонами
- Комптон-эффект на свободных электронах
- фотоэффект на электронных оболочках атомов
- фоторасщепление
- рождение дельта-электронов
- аннигиляция позитронов на лету
- тормозное излучение электронов и позитронов
- адронные взаимодействия
- мюонно-ядерные взаимодействия
- распады частиц
- рождение пар фотонами
- ионизационные потери частиц
- многократное рассеяние
- рассеяние заряженных частиц на электронах атомов

Адронные взаимодействия генерировались программой моделирования адронных ливней GHEISHA [62]. Продукты распада или взаимодействия частиц проводятся через детектор так же, как и начальные частицы.

На последнем этапе моделируется отклик систем детектора: амплитуды и времена прихода сигналов на проволочки дрейфовой камеры, времена и амплитуды анодных сигналов и амплитуды катодных сигналов

Z-камеры, энерговыделение в кристаллах CsI калориметра и момент срабатывания трубок годоскопа пробежной системы.

Времена и амплитуды сигналов с дрейфовой и Z- камер генерируются в соответствии с величиной ионизации, произведённой частицами. Кроме того, моделируются потери эффективности, которые возникают из-за поглощения электронов ионизации в газе и краевых эффектов в ячейке.

Моделирование амплитуд счётчиков калориметра проводилось для случая кристаллов без неоднородности коэффициента светосбора. Эффект продольной неоднородности учитывался после моделирования энерговыделения. Для этого вводился дополнительный разброс амплитуд, величина которого выбиралась таким образом, чтобы согласовать данные моделирования с экспериментальным разрешением, и для счётчиков всех октантов, кроме шестого, составляла 5%. Для шестого октанта разброс был выбран 10% для того чтобы учесть вклад нелинейности ФЭУ.

Результаты оцифровки записываются в файл. Выходной файл имеет ту же структуру, что и экспериментальные данные и в дальнейшем обрабатывается таким же образом.

Эффективности регистрации 3π определялась на основе 200 000 событий моделирования. Угловое и энергетическое распределение пионов описывалось моделью с промежуточными состояниями $\rho\pi$. Полученная величина эффективности составила $\varepsilon_{MC} = 4,93 \pm 0,05$ %, где приведена статистическая ошибка. Неопределённость, связанная с возможностью наличия в матричном элементе контактного члена прямого распада $\phi \to 3\pi$, оценивалась с помощью упрощённого моделирования, когда генерировались угловые и импульсные распределения процесса без проведения частиц через детектор, а условия отбора применялись к начальным параметрам частиц. При ограничениях, полученных в данной работе, эта неопределённость составляла $0,03$ %.

5.3.2 Поправки к эффективности

К сожалению, моделирование не может учесть всех особенностей конкретной экспериментальной ситуации. Наиболее существенными факторами, которые было трудно или невозможно учесть в моделировании, являются следующие:

1. Влияние поглощения ионизации в газовой смеси ДК. В моделировании этот процесс учитывался лишь в среднем. Однако, в течении экспериментов состав газовой смеси контролировался недостаточно точно и менялся с изменением атмосферного давления, что приводило к заметному изменению коэффициента газового усиления и величины поглощения ионизации. Учёт всех нестабильностей потребовал бы подбора параметров и моделирования эффективности для каждого индивидуального захода.

2. Точность моделирования ядерных взаимодействий пионов низких энергий невысока, так как ни существующие теоретические модели, ни экспериментальные данные не описывают с достаточной точностью состав вторичных частиц в таком взаимодействии, также не достаточно точно описываются их угловые и энергетические распределения.

3. В реальном заходе присутствовало несколько неисправных каналов, что также не учитывалось моделированием.

Для определения поправок к моделированию использовались экспериментальные события. Как отмечалось ранее, для регистрации процесса 3π, достаточно зарегистрировать в детекторе два пиона, а характеристики третьего можно восстановить, используя законы сохранения энергии-импульса. В этом случае эффективность будет определяться эффективностью регистрации и реконструкции только двух частиц.

Таким образом, можно выделить следующие подмножества событий:

1. Зарегистрированы все пионы $\pi^+\pi^-\pi^0$;
2. зарегистрированы только $\pi^+\pi^-$;
3. зарегистрированы только $\pi^+\pi^0$;
4. зарегистрированы только $\pi^-\pi^0$;

Сравнивая числа событий 3π, полученные на основе событий этих подмножеств, с результатами моделирования, можно восстановить поправки к эффективностям регистрации для каждого из них. Эти события не использовались для определения сечения $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$, так как уровень фона для них заметно больше, чем для событий со всеми зарегистрированными частицами, однако для оценки поправок к эффективности регистрации их использование вполне оправданно.

Для расчёта этих поправок проводился отбор трех классов событий, соответствующих описанным подмножествам (1) и (2) — (N_{2+-}), (1) и (3) — (N_{2+0}), а также (1) и (3) — (N_{2-0}).

Восстановление событий 3π при регистрации двух заряженных пионов

При регистрации событий 3π в этом канале требовалось выполнение следующих условий S11:

- 1.Наличие двух “хороших” треков противоположных знаков.
- 2.Угол расколлинеарности между треками $\psi < 150°$.
- 3.Восстановленная масса улетевшей частицы m_{miss} лежит в пределах: $|\frac{m^2_{miss}}{m^2_{\pi^0}} - 1| < 5$.

Второе условие служило для подавления фона событий $\pi\pi\gamma$ и $ee\gamma$.

Распределения по углу между заряженными частицами ψ для событий моделирования 3π и $ee\gamma$ показаны на Рис. 5.11. Как видно из рисунка,

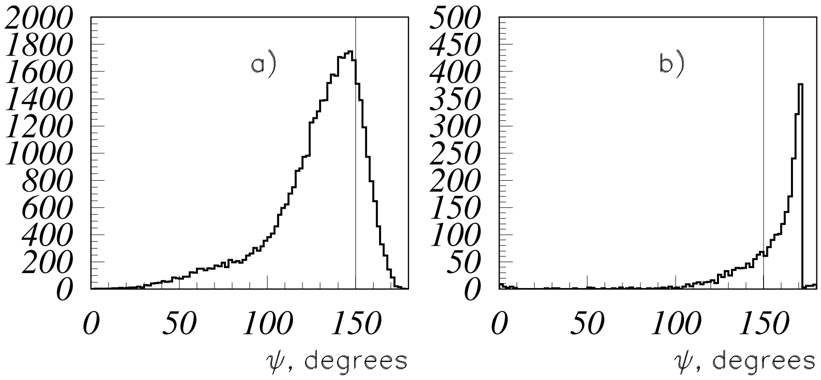

Рис. 5.11: Распределение по углу между заряженными частицами ψ для событий 3π (моделирование) и $ee\gamma$.

применение условия S11.2 позволяет заметно подавить вклад радпоправочных процессов при небольшой потере эффективности для событий 3π.

Фоном для процесса 3π в этом канале регистрации являются те же процессы, что и для основного канала. Для эффективного выделения фона события разбивались на два подкласса. В один подкласс попадают события, в которых плоскость распада заряженных пионов содержит ось пучка или имеет малый угол с осью, то есть угол ϕ_n между нормалью к плоскости распада $\vec{n}$ и осью пучка $\vec{n_z}$ близок к $\frac{\pi}{2}$:

$$\sin(\phi_n) > 0,93 \ .$$

К другому подклассу относятся события некомпланарные с пучком:

$$\sin(\phi_n) \leq 0,93 \ .$$

На Рис. 5.12 приведено распределение по параметру ϕ_n для событий 3π и $e^+e^-\gamma(\gamma)$. Основное количество событий с испусканием фотона $e^+e^-\gamma(\gamma)$ и $\pi^+\pi^-\gamma$ попадает в первый подкласс, в то время как около 75% событий 3π попадает в другой.

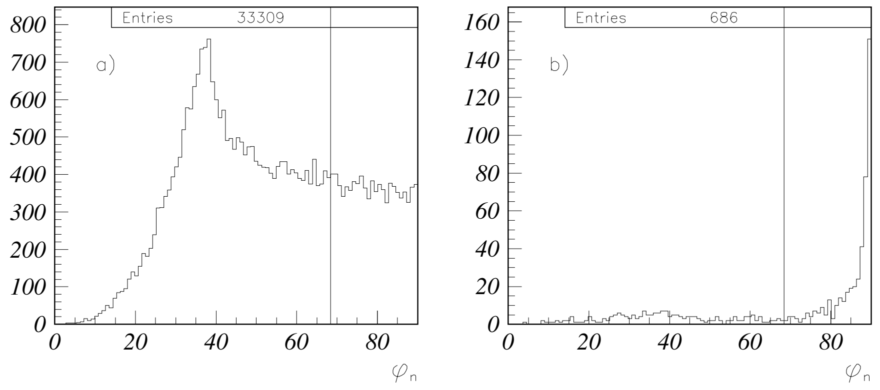

Рис. 5.12: Распределение по углу между нормалью к плоскости распада заряженных частиц и осью пучка ϕ_n: a) для событий 3π(моделирование); b) для событий $ee\gamma$.

Величина фона от перечисленных процессов определялась из совместной подгонки спектров по $\frac{m^2_{miss}}{m^2_{\pi^0}} - 1$ в первом и втором подклассах событий.

$$F^i(x) = N_{3\pi} f^{rad,i}_{3\pi}(x) + N_{\pi\pi\gamma} f^i_{3\pi}(x-1) + N_{ee\gamma} f^i_{ee\gamma}(x) + N_{4\pi} f^i_{4\pi}(x) + N_{\eta\gamma} f^i_{\eta\gamma}(x) + N_{KK} f^i_{KK}(x), \tag{5.7}$$

где N_{mode}–число событий процесса “mode”, а $f^i_{mode}(x)$–форма соответствующего спектра в i-ом классе. Формы спектров $f_{3\pi}(x)$, $f_{4\pi}(x)$, $f_{\eta\gamma}(x)$ (Рис. 5.13) были получены из моделирования соответствующих процессов. Распределение $\pi\pi\gamma$ предполагалось таким же, как и 3π, но сдвинутым по оси X на -1, т.к. масса фотона равна нулю. Форма спектра для канала 3π $f^{rad,i}_{3\pi}(x)$ учитывала радиационные поправки. Расчёту радиационных поправок посвящён следующий раздел.

Форма распределения $f^i_{ee\gamma}(x)$ для событий $e^+e^-\gamma(\gamma)$ была получена по экспериментальным событиям (см. Рис. 5.14), специально отобранным с помощью дополнительного условия, чтобы энерговыделение в кластерах, связанных с треками, совпадало с импульсом, измеренным по треку с

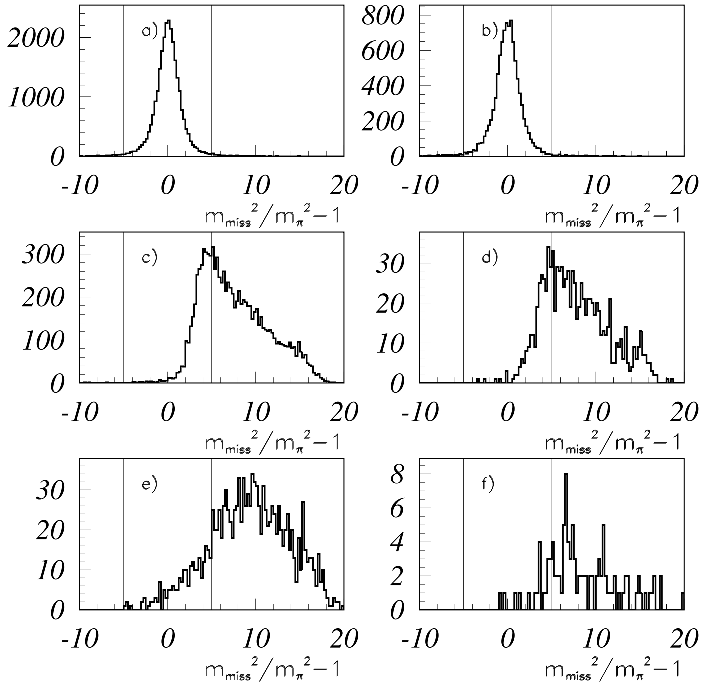

Рис. 5.13: Распределение по квадрату восстановленной массы улетевшей частицы для событий моделирования процессов: a),b) –3π c),d) –4π e),f) –$3\eta\gamma$. Левые картинки соответствуют событиям, для которых $\sin(\phi_n) > 0,93$, правые –$\sin(\phi_n) < 0,93$

.

точностью 10%.

Форма спектра фона $K\bar{K}$ оценивалась по событиям с треками вне области пучка $R_{min} > 0,4$ см в предположении, что эта форма не зависит от R_{min}.

Распределения по параметру $\frac{m^2_{miss}}{m^2_{\pi^0}} - 1$ для событий, отобранных из двух диапазонов R_{min}, по полной статистике показаны на Рис. 5.15. Как видно из рисунков, распределение в области пика от 3π — достаточно гладкое и не зависит от R_{min} при $R_{min} < 1$ см.

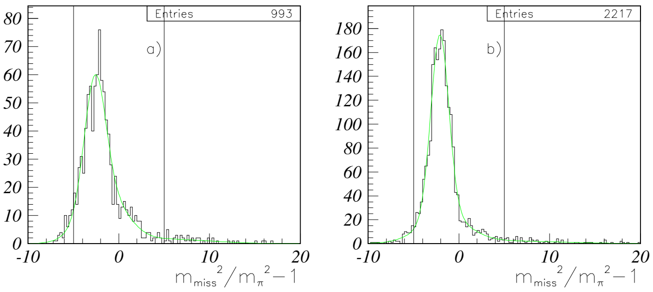

Рис. 5.14: Распределение по квадрату восстановленной массы улетевшей частицы для событий $ee\gamma$ a)$\sin(\phi_n) > 0,93$;b)$\sin(\phi_n) < 0,93$

.

Это распределение, полученное в каждой точке по энергии для 0,4< $R_{min} < 1$ см, нормированное на единицу, и бралось в качестве функции f_{KK}.

В выражении 5.7 $N_{4\pi}$ и $N_{\eta\gamma}$ — числа событий 4π и $\eta\gamma$ — рассчитывались из экспериментальных данных [21], [23]:

$N_{4\pi} = \sigma_{4\pi} L_{int} \epsilon_{4\pi}$;

$N_{\eta\gamma} = \sigma_{\eta\gamma} L_{int} \epsilon_{\eta\gamma}$,

где $\sigma_{\eta\gamma}, \sigma_{4\pi}$ — сечение соответствующего процесса, L_{int} — интеграл светимости в точке, $\epsilon_{\eta\gamma}, \epsilon_{4\pi}$ — эффективность регистрации процесса, найденная из моделирования.

Величины $N_{\pi\pi\gamma}$ и $N_{ee\gamma}$ определялись по событиям в четырех крайних точках по энергии вне области резонанса, где эти процессы являются преобладающими, а события 3π дают небольшой вклад. В этих точках вычислялись видимые сечения этих процессов:

$\sigma^{vis}_{\pi\pi\gamma} = N_{\pi\pi\gamma}/L_{int}$;

$\sigma^{vis}_{ee\gamma} = N_{ee\gamma}/L_{int}$.

Энергетическая зависимость сечений параметризовалась следующим образом:

$\sigma^{vis}_{ee\gamma}(s) = \sigma^0_{ee\gamma} M^2_\phi/s$ $\sigma^{vis}_{\pi\pi\gamma}(s) = \sigma^0_{\pi\pi\gamma} F_{\rho\gamma}(s)$,

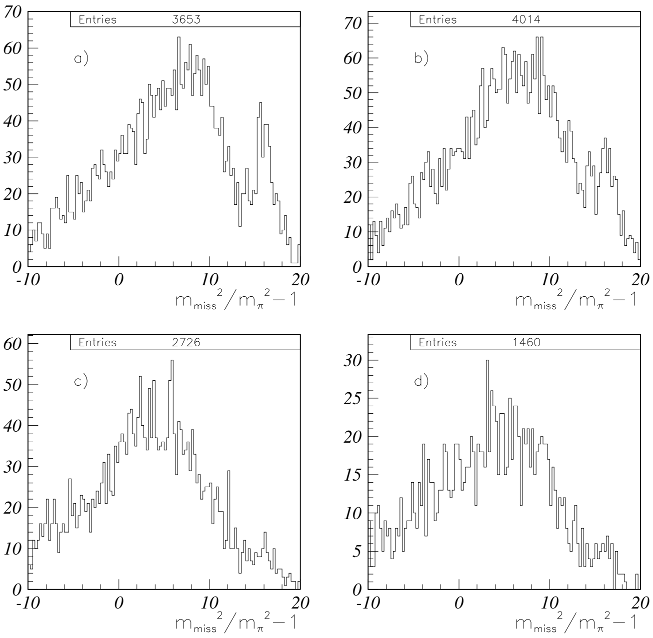

Рис. 5.15: Распределение по квадрату недостающей массы для событий вне пучка: a),c) $0,4$см$< R_{min} < 0,7$см; b),d) $0,7$см$< R_{min} < 1,0$см; a),b) для событий $\sin(\phi_n) > 0,93$; c),d) для событий $\sin(\phi_n) < 0,93$.

где $s = (2E_{beam})^2$, $F_{\rho\gamma}(s)$ — энергетическая зависимость сечения $\pi\pi\gamma$, рассчитанная в предположении излучения фотона с возвратом на ρ—мезон.

Параметры $\sigma^0_{\pi\pi\gamma}$ и $\sigma^0_{ee\gamma}$ получались из оптимизации функции $\sigma(s)$ по этим четырем точкам и использовались для вычисления величин $N_{\pi\pi\gamma}$ и $N_{ee\gamma}$ в остальных точках по энергии. Число отобранных событий 3π и оценка фона приведены в таблице 5.2.

Восстановление событий 3π при регистрации заряженного и нейтрального пионов

Для регистрации событий 3π в этом канале требовалось выполнение следующих условий (S12):

Таблица 5.2: Статистика событий при регистрации $\pi^+\pi^-$.

	$N_{selected}$	$N_{3\pi}$	N_{bkg}	$N_{4\pi+\eta\gamma}$	$N_{K\bar{K}+cosm}$	$N_{ee\gamma\gamma+\pi\pi\gamma\gamma}$
3	4709	3169± 61	1541± 25	54± 5	54±11	1432±171
4	7292	5581± 89	1711± 49	71± 7	80±13	1559±187
5	9742	7679± 99	2063± 47	88± 9	131±16	1844±221
6	7752	6245± 90	1507± 43	66± 7	63±14	1378±165
7	6516	4847± 82	1669± 44	64± 6	129±14	1476±177
8	4698	3212± 73	1486± 47	56± 6	95±10	1335±160
9	5005	3428± 72	1577± 41	59± 6	107±15	1412±169
всего	45714	34159±216	11554±113	458±46	660±36	10436±1040

- 1. Наличие “хорошего” трека и “хорошего” π^0;
- 2. Восстановленная масса незарегистрированной частицы m_{miss} лежит в пределах: $|\frac{m^2_{miss}}{m^2_{\pi^0}} - 1| < 5$;
- 3. Полярный угол недостающего импульса лежит в пределах: $|\theta_{miss} - \frac{\pi}{2}| < 0,67$ рад.

Последнее условие накладывается для того, чтобы обе заряженные частицы события 3π попадали в область чувствительности Z-камеры. В этом случае эффективность запуска трекового процессора такая же, как и для случая регистрации всех частиц. Фоном для процесса 3π при такой регистрации являются те же процессы, что и при регистрации всех частиц, однако, вклад фона больше. Вычисление фона проводилось по процедуре, аналогичной описанной в предыдущем разделе. Вклад событий $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ и $\eta\gamma$ рассчитывался из моделирования и экспериментальных данных по сечению этих процессов. Фон событий $K\bar{K}$ определялся из оптимизации формы спектра по квадрату недостающей массы, который представлялся в виде суммы нескольких вкладов:

$$\begin{aligned} F^i(x) &= N_{3\pi} f_{3\pi}^{rad,i}(x) + \\ & N_{4\pi} f_{4\pi}^i(x) + N_{\eta\gamma} f_{\eta\gamma}^i(x) + \\ & N_{KK} f_{KK}^i(x). \end{aligned} \tag{5.8}$$

Функция f_{KK} определялась по событиям с $R_{min} > 0,4$ см.

Для более эффективного выделения фона события разбивались на два подкласса по инвариантной массе системы $\pi\pi$: $m_{inv} > 500$ МэВ и $m_{inv} \leq 500$ МэВ и для определения числа событий эффекта и фона проводилась совместная оптимизация спектров событий из разных подклассов. В первый подкласс попадали около 80 % событий 3π и около половины событий от распада каонов, включающих распад $K^\pm \to \pi^\pm\pi^0$ при неправильном измерении импульса заряженного пиона. Во второй подкласс по-

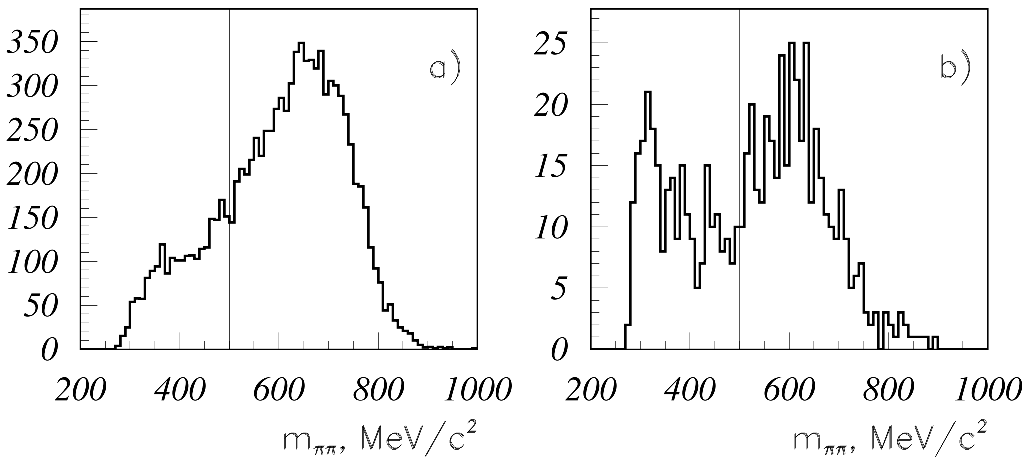

Рис. 5.16: Распределение по инвариантной массе $\pi^\pm\pi^0$. a) моделирование 3π; b) события $K\bar{K}$.

падали около 20 % событий 3π и неправильно восстановленные события

$K\bar{K}$ для случая многочастичных распадов каонов. На Рис. 5.16 показаны спектры инвариантных масс для событий из области с $R_{min} > 0,4$ см и событий моделирования 3π. На Рис. 5.17 приведены распределения по недостающей массе для событий $K\bar{K}$ из различных областей по инвариантной массе. Спектр по недостающей массе для событий пучко-

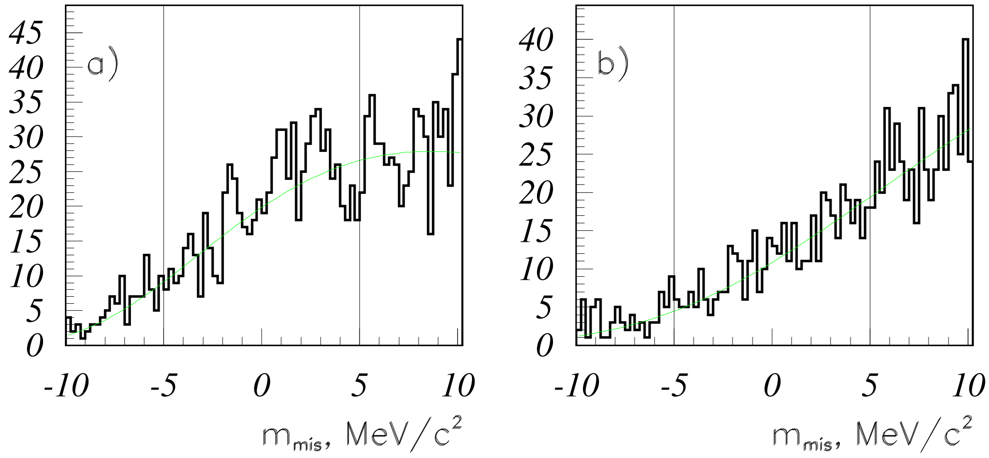

Рис. 5.17: Распределение по недостающей массе $\pi^{\pm}\pi^{0}$ для событий $K\bar{K}$: a) $m_{\pi\pi} > 500$ МэВ/c^2 b) $m_{\pi\pi} < 500$ МэВ/c^2.

вого фона и космических частиц, измеренный по событиям имеющим $20 > |Z_{tr}| > 10$ см, показанный на рисунке 5.18, практически совпадает со спектром фона $K\bar{K}$ и автоматически включается в величину $N_{K\bar{K}}$.

Фон от процессов $ee\gamma\gamma$ и $\pi\pi\gamma$ (с одним ложным кластером) имеет спектр недостающих масс, близкий к спектру событий 3π. Этот фон слабо зависит от энергии и не имеет резонансной структуры. Его величина определялась по четырем крайним по энергии точкам, где величина вклада событий 3π относительно невелика. Из числа отобранных в этих точках событий вычитался фон 4π, $\eta\gamma$ и $K\bar{K}$, вычисленный по процедуре, описанной выше. Число событий 3π определялось по сечению, измеренному при регистрации всех трех частиц и эффективности, полученной из

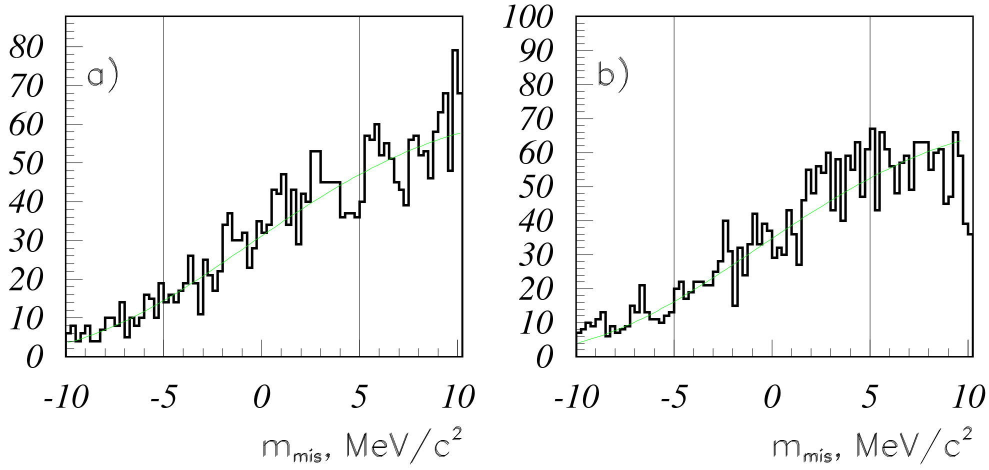

Рис. 5.18: Распределение по недостающей массе $\pi^{\pm}\pi^{0}$ для событий из областей: a) $R_{min} > 0,4$ см; b) $20 > |Z_{tr}| > 10$ см

моделирования (с учётом поправок). Оставшееся число событий интерпретировалось как искомый вклад $ee\gamma\gamma$ и $\pi\pi\gamma$, и по нему рассчитывалось сечение регистрации этого процесса. В семи точках вблизи ϕ-резонанса по этому сечению вычислялось количество фоновых событий. Числа отобранных, выделенных 3π событий и событий фона при регистрации заряженного и нейтрального пионов приведены в таблицах 5.3, 5.4.

Расчёт поправок к эффективности

Число событий в каждом из описанных выше классов может быть выражено через полное число событий (N_0), эффективность, рассчитанную из моделирования (ε_{MC}), и поправку к эффективности регистрации для каждой частицы:

$$\begin{aligned}
N_{3\pi;3} = N_0\varepsilon_{3MC}(1-\delta_{MC})_3 &= N_0\varepsilon_{+}\varepsilon_{-}\varepsilon_{0}\varepsilon_{3MC},\\
N_{3\pi;2+-} = N_0\varepsilon_{2+-MC}(1-\delta_{MC})_{2+-} &= N_0\varepsilon_{+}\varepsilon_{-}\varepsilon_{2+-MC},\\
N_{3\pi;2+0} = N_0\varepsilon_{2+0MC}(1-\delta_{MC})_{2+0} &= N_0\varepsilon_{+}\varepsilon_{0}\varepsilon_{2+0MC},
\end{aligned}$$

Таблица 5.3: Статистика событий при регистрации $\pi^+\pi^0$.

	$N_{selected}$	$N_{3\pi}$	N_{bkg}	$N_{4\pi+\eta\gamma}$	$N_{K\bar{K}+cosm}$	$N_{ee\gamma\gamma+\pi\pi\gamma\gamma}$
3	1079	950± 35	129± 16	39± 4	2± 12	87±14
4	1877	1653± 57	224± 40	52± 5	78± 21	95±15
5	2541	2304± 61	237± 38	64± 6	61± 24	112±18
6	2000	1842± 46	158± 18	48± 5	26± 16	84±14
7	1689	1486± 44	203± 21	47± 5	65± 17	90±15
8	1210	1020± 41	190± 26	41± 4	67± 17	82±13
9	1131	994± 37	137± 20	42± 4	8± 23	86±14
всего	11527	10250±124	1277± 95	332±32	308± 49	637±64

$$N_{3\pi;2-0} = N_0\varepsilon_{2-0MC}(1-\delta_{MC})_{2-0} \quad = \quad N_0\varepsilon_-\varepsilon_0\varepsilon_{2-0MC}, \tag{5.9}$$

где ε_i — поправка к эффективности регистрации пиона с зарядом i. Из решения системы уравнений 5.9, получаем величины поправок:

$$\begin{aligned} \varepsilon_+ &= \frac{N_{3\pi;3}}{N_{3\pi;2-0}}\frac{\varepsilon_{MC3}}{\varepsilon_{MC2-0}}, \\ \varepsilon_- &= \frac{N_{3\pi;3}}{N_{3\pi;2+0}}\frac{\varepsilon_{MC3}}{\varepsilon_{MC2+0}}, \\ \varepsilon_0 &= \frac{N_{3\pi;3}}{N_{3\pi;2+-}}\frac{\varepsilon_{MC3}}{\varepsilon_{MC2+-}}, \end{aligned} \tag{5.10}$$

Поскольку условия отбора включают ограничение на недостающие массы пар пионов, являющиеся комбинацией параметров двух частиц может возникать корреляция эффективностей разных частиц. Вводя дополнительную поправку на корреляцию в виде дополнительного множителя ϵ_{ij}, поправки к эффективности можно записать в виде:

$$(1-\delta_{MC})_3 \quad = \quad \varepsilon_+\varepsilon_-\varepsilon_0\epsilon_{+-0},$$

Таблица 5.4: Статистика событий при регистрации $\pi^-\pi^0$.

	$N_{selected}$	$N_{3\pi}$	N_{bkg}	$N_{4\pi+\eta\gamma}$	$N_{K\bar{K}+cosm}$	$N_{ee\gamma\gamma+\pi\pi\gamma\gamma}$
3	1054	924±39	130±25	39± 4	32± 17	59±12
4	1908	1739±53	169±32	52± 5	53± 20	64±13
5	2636	2486±79	150±61	64± 6	10± 21	76±16
6	2092	1971±55	111±32	48± 5	16± 18	57±12
7	1628	1508±43	120±17	47± 5	11± 10	61±13
8	1185	1084±35	101±13	41± 4	5± 13	55±11
9	1162	1031±40	131±25	42± 4	31± 16	58±12
всего	11655	10743±35	912±96	332±32	149± 42	430±90

$$\begin{aligned}(1-\delta_{MC})_{2+-} &= \varepsilon_+\varepsilon_-\epsilon_{+-},\\ (1-\delta_{MC})_{2+0} &= \varepsilon_+\varepsilon_0\epsilon_{+0},\\ (1-\delta_{MC})_{2-0} &= \varepsilon_-\varepsilon_0\epsilon_{-0},\end{aligned} \tag{5.11}$$

Предполагая, что $\epsilon_{+-0} = \epsilon_{+-}\epsilon_{+0}\epsilon_{-0}$, поправки ϵ_{ij} можно оценить из анализа событий, для которых зарегистрированы все три пиона. Для этого, кроме событий, удовлетворяющих условиям (S5) — $N_{3\pi;3}$, восстанавливались еще три группы событий, удовлетворяющие тем же условиям, за исключением пункта: 3.a(+-) — $N_{3\pi;3+-}$; 3.b(+0) — $N_{3\pi;3+0}$; 3.c(-0) — $N_{3\pi;3-0}$, то есть для этих групп событий только две пары пионов должны иметь правильную недостающую массу. Для этих событий поправка к эффективности запишется следующим образом:

$$\begin{aligned}(1-\delta_{MC})_{3+-} &= \varepsilon_+\varepsilon_-\varepsilon_0\epsilon_{+0}\epsilon_{-0},\\ (1-\delta_{MC})_{3+0} &= \varepsilon_+\varepsilon_-\varepsilon_0\epsilon_{+-}\epsilon_{-0},\\ (1-\delta_{MC})_{3-0} &= \varepsilon_+\varepsilon_-\varepsilon_0\epsilon_{+-}\epsilon_{+0},\end{aligned} \tag{5.12}$$

По восстановленным числам событий $N_{3\pi;3}$, $N_{3\pi;3+-}$, $N_{3\pi;3+0}$, $N_{3\pi;3-0}$, $N_{3\pi;2+-}$, $N_{3\pi;2+0}$ и $N_{3\pi;2-0}$, используя соотношения (5.22, 5.21), определяются эффективности:

$$
\begin{aligned}
\epsilon_{+-} &= \frac{N_{3\pi;3}}{N_{3\pi;3+-}}, \\
\epsilon_{+0} &= \frac{N_{3\pi;3}}{N_{3\pi;3+0}}, \\
\epsilon_{-0} &= \frac{N_{3\pi;3}}{N_{3\pi;3-0}}, \\
\varepsilon_{+} &= \frac{N_{3\pi;3}}{N_{3\pi;2-0}\epsilon_{+-}\epsilon_{+0}}\frac{\varepsilon_{MC3}}{\varepsilon_{MC2-0}}, \\
\varepsilon_{-} &= \frac{N_{3\pi;3}}{N_{3\pi;2+0}\epsilon_{+-}\epsilon_{-0}}\frac{\varepsilon_{MC3}}{\varepsilon_{MC2+0}}, \\
\varepsilon_{0} &= \frac{N_{3\pi;3}}{N_{3\pi;2+-}\epsilon_{-0}\epsilon_{+0}}\frac{\varepsilon_{MC3}}{\varepsilon_{MC2+-}},
\end{aligned}
\tag{5.13}
$$

где множители ε_{MC} учитывают различную вероятность событий процесса 3π быть зарегистрированными в соответствующем канале. Полученные величины поправок к эффективности представлены в таблице 5.5. Как видно из таблицы, эффект корреляции мал и отличие от единицы множителей ϵ не превышает 1,5 %, тем не менее он учитывался при расчёте поправок ε.

Ошибки эффективности, приведённые в таблице, учитывают корреляцию величин N_3 и N_{2i}:

$$\frac{\sigma_\varepsilon}{\varepsilon} = \sqrt{(\frac{\sigma_{N_3}}{N_3})^2 + (\frac{\sigma_{N_{2i}}}{N_{2i}})^2 - 2\frac{\sigma(N_3 N_{2_i})}{N_3 N_{2_i}}}, \tag{5.14}$$

где $\sigma_{N_{2i}}$, σ_{N_3} — ошибки определения N_{2i} и N_3 соответственно, а $\sigma(N_3 N_{2_i})$ —корреляция этих величин, которая определяется общим числом событий N_{com}, попадающим в оба класса событий: $\sigma(N_3 N_{2_i}) = \sqrt{N_{com}}$. Это число определялось из моделирования.

Как видно из таблицы, величина поправки к эффективности не является постоянной. В предположении, что эта величина постоянная,

Таблица 5.5: Поправки к эффективности вычисленные по экспериментальным событиям.

	ϵ_{+-}, %	ϵ_{+0}, %	ϵ_{-0}, %	ε_{+}, %	ε_{-}, %	ε_{0}, %	δ_{MC}
3	100,6±0,7	100,5±0,5	099,3±0,6	96±4	92±3	95±3	87±7
4	100,1±0,6	098,2±0,6	099,3±0,5	91±2	97±3	94±3	79±5
5	100,6±0,5	098,5±0,5	099,7±0,4	90±3	92±2	94±2	77±4
6	099,9±0,5	099,9±0,4	098,5±0,5	93±2	100±2	95±2	87±4
7	099,9±0,5	099,0±0,5	100,0±0,4	98±2	97±2	99±3	94±5
8	101,6±0,7	097,9±0,7	098,6±0,6	95±3	97±3	101±4	91±6
9	101,1±0,6	100,0±0,5	099,4±0,6	92±3	91±3	90±3	77±6

$\chi^2/N = 1,85$. Поэтому в каждой из семи точек бралось полученное в ней значение δ_{MC}. Поправка к эффективности в точках по энергии 1-2 и 10-14, находящихся вне области пика ϕ-мезона, предполагалась равной среднему значению поправки, определённой в точках 3-9:$\delta_{MC} = 15 \pm 6$ %. В указанную ошибку включена величина разброса значений δ_{MC} по семи точкам.

Для проверки описанной выше процедуры определения эффективности регистрации изучаемого процесса проводилось специальное моделирование. Для событий полного моделирования вводились дополнительные искажения углов и импульсов частиц, и проводилась описанная выше процедура восстановления поправки к эффективности и числа начальных событий. В качестве искажений использовалось несколько моделей: независящая от импульса неэффективность (5 %) на пион; неэффективность линейно изменяющаяся с импульсом от 0 до 10 %; сильное искажение импульса от 0 до $2p_{true}$, для части частиц; ухудшение импульсного разрешения для всех частиц. Для всех перечисленных моделей число событий 3π восстанавливалось с точностью не хуже $1,4$ %

Эта величина характеризует систематическую ошибку определения величины полного сечения за счёт неточности процедуры определения эффективности.

Другой возможный источник систематической ошибки — это погрешность в числе событий вычитаемого фона $\pi\pi\gamma$, $ee\gamma$, 4π. Этот вклад в ошибку составляет $1,6$ %.

Полная систематическая ошибка измеренного сечения составляла 2%.

5.3.3 Эффективность триггера

Как описано в разделе 4.3, заряженный триггер требует совпадения сигналов трекового процессора и сигнала превышения порога хотя бы одной в линейке цилиндрического калориметра. Таким образом, результирующая эффективность запуска детектора есть произведение эффективности трекового процессора (ε_{TF}) и вероятности срабатывания хотя бы одной линейки (ε_{CsI}).

$$\varepsilon_{trig} = \varepsilon_{TF}\varepsilon_{CsI}. \tag{5.15}$$

В соответствии с условиями отбора, описанными в разделе 5.2, для анализа используются события с двумя заряженными частицами, попадающими в область чувствительности трекового процессора (TF). Неэффективность TF должна быть невелика и одинакова для всех классов событий, используемых в анализе. Эта неэффективность была определена по нескольким заходам в точках по энергии вблизи пика ϕ-мезона по событиям 3π, дающим запуск нейтрального триггера (см. раздел 3.3), но не дающим сигнала заряженного триггера. Полученная величина эффективности $\varepsilon_{TF} = 99,4 \pm 0,6$ %.

Вероятность срабатывания хотя бы одной линейки CsI при попадании в калориметр пионов ε_{π}^{T} и фотонов ε_{γ}^{T} различной энергии, полученная по экспериментальным событиям, показана на Рис. 5.19. Средняя эффективность рассчитывалась на основе событий моделирования с использованием зависимостей, показанных на рисунке 5.19. При этом эффективность для каждого события выражалась формулой: $\varepsilon_{CsI} = 1 - \prod(1 - \varepsilon_i^T(P_i))$, где в произведение включались все частицы, попавшие в телесный угол калориметра. Эффективности для различных классов событий представлены в таблице 5.6. Там же приведено среднеквадратичное отклонение, вычисленное по 8 энергетическим точкам. Как видно из таблицы, величина неэффективности пренебрежима мала для всех случаев отбора событий, в связи с чем эффективность триггера полагалась равной единице.

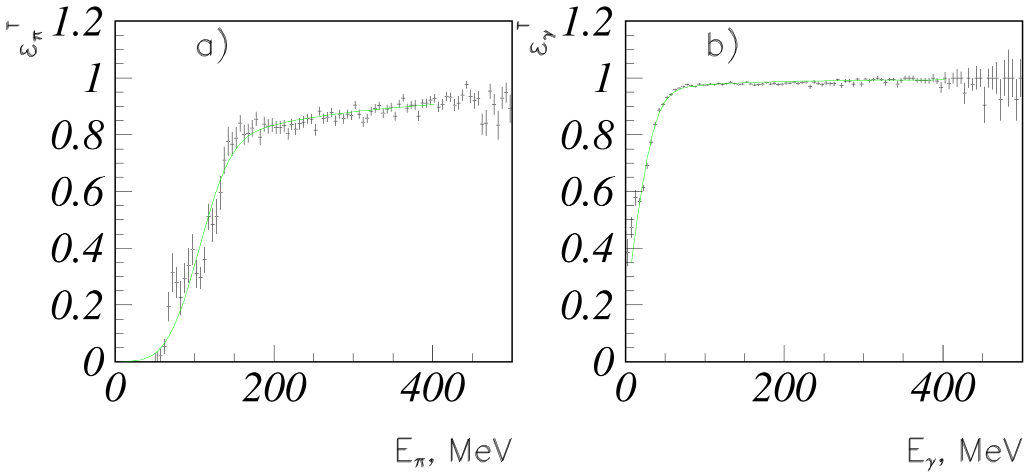

Рис. 5.19: Вероятность срабатывания линейки CsI калориметра при попадании в него частицы в зависимости от энергии. a) Для заряженных пионов; b) для фотонов.

5.3.4 Учёт радиационных поправок

Основной вклад в сечение процесса $e^+e^- \to \phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ описывается диаграммой Фейнмана, показанной на Рис. 5.20.a), что соответствует первому Борновскому приближению. Однако, наряду с основной диаграммой, вклад в сечение дают и диаграммы высших порядков. На Рис. 5.20.b-c) показаны диаграммы Фейнмана следующего по α порядка

Таблица 5.6: Средняя вероятность срабатывания линейки CsI для событий 3π в разных случаях регистрации.

класс по условиям отбора	ε_{CsI}
$\pi^+\pi^-\pi^0$	$99,92 \pm 0,04$
$\pi^+\pi^-$	$99,70 \pm 0,10$
$\pi^+\pi^0(\pi^-\pi^0)$	$99,92 \pm 0,04$

теории возмущений, описывающие излучение реального фотона начальными и конечными частицами. При малых энергиях испущенного фотона такой процесс нельзя отделить от процесса $\phi \to 3\pi$ ввиду того, что характеристики частиц определяются в детекторе с конечной точностью. В реальном детекторе мы регистрируем сумму сечений этих процессов. Вклад в сечение диаграмм высших порядков называют радиационными поправками.

Диаграмма 5.20.d)–учитывает эффект поляризации вакуума. Учёт этой диаграммы и других диаграмм такого типа соответствует перенормировке фотонного пропагатора и, в конечном итоге, приводит к наблюдаемому значению $\Gamma_{\phi\to ee}$, никак не сказываясь на свойствах рождённого ϕ-мезона, в том числе и на вероятность его распада в 3π.

Учёт радиационных поправок к дифференциальному сечению процесса $e^+e^- \to 3\pi$ проводился согласно методике, описанной в работе [63]. Основной вклад в радиационные поправки дается излучением начальных частиц, что связано с резкой зависимостью Борновского сечения процесса от энергии, а после испускания фотона начальной частицей, энергия в системе центра масс взаимодействующих e^+e^- может заметно отличаться от энергии начальных частиц. Поправки на излучение фотонов конечными частицами не учитываются, так как это излучение характеризует лишь свойства конечного состояния 3π и не влияет на динамику его рождения. Влиянием эффекта излучения конечными частицами на

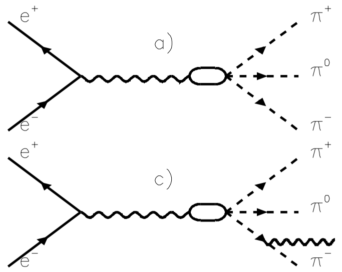

Рис. 5.20: Диаграммы Фейнмана для процесса $e^+e^- \to 3\pi$. a)–Борновское приближение.b)–Излучение фотона начальной частицей.c)–Излучение фотона пионом. d)–Эффект поляризации вакуума.

эффективность регистрации можно пренебречь, так как отсутствует резонансная зависимость сечения от энергий частиц конечного состояния. В [63] учтены вклады излучения начальными частицами нескольких фотонов в сумме, уносящих заданную долю энергии. В предположении, что фотоны испускаются в направлении движения начальных частиц, наблюдаемое сечение σ_{vis} выражается через Борновское σ_0 следующим образом:

$$\begin{aligned}\sigma_{vis}(s) &= \int\limits_0^1 dx_1 \int\limits_0^1 dx_2 \sigma_0(s(1-x_1)(1-x_2))D(s,x_1)D(s,x_2)K(s)\varepsilon(s,x_1,x_2) \\ &= \sigma_0(s)(1+\delta_{rad}(s)) \qquad (5.16)\end{aligned}$$

где K(s) — мультипликативная поправка, учитывающая испускание фотона на большой угол, $D(s,x_i)$ — вероятность испускания электроном (позитроном) фотонов, уносящих долю энергии x_i, $\varepsilon(s,x_1,x_2)$ — изменение эффективности регистрации 3π, так как если начальными частицами испущены фотоны, энергия системы 3π отлична от $2E_{beam}$, и сама система может иметь ненулевой импульс, что изменяет угловые и импульсные распределения конечных частиц.

Для учёта эффекта радиационных поправок проводилось специальное моделирование. Моделировалось испускание фотонов электроном и позитроном с вероятностями, задаваемыми функциями $D(s, x_i)$ и начальным приближением для сечения $\sigma_0(s)$. В системе, движущейся со скоростью $v = c(x_1 - x_2)/(2 - x_1 - x_2)$, моделировался распад $\phi \to 3\pi$ с полной энергией в системе центра масс (с.ц.м) $\sqrt{s(1-x_1)(1-x_2)}$.

На рисунке 5.21 показаны распределения по недостающей массе $\pi^+\pi^-$, полученные в результате моделирования радпоправок для трех энергий пучка: в максимуме сечения рождения 3π, а также слева и справа от резонанса. Как видно из рисунков, для событий из области вне максимума резонанса, распределение существенно меняется за счёт событий с испускания фотонов с возвращением на резонанс ϕ или ω. На этом же рисунке показана зависимость величины δ_{rad} от энергии. Резкое увеличение величины δ_{rad} при энергиях выше ϕ-мезона связано с тем, что величина сечения $\sigma_0(s)$ в этой области резко падает, а сечение с излучением фотона и возвращением системы e^+e^- на резонанс достаточно велико.

Определение характеристик резонанса является задачей данной работы, а от них зависит величина $\sigma_0(s)$, стоящая в подынтегральном выражении 5.16. Поэтому при расчёте радпоправок данная процедура проводилась в несколько итераций, то есть в качестве первого приближения параметров ϕ-мезона в выражении 5.16 использовались табличные значения [23], и вычислялись радиационные поправки. Затем, с учётом этих поправок в каждой точке по энергии восстанавливалась величина сечения σ_0, а по этим точкам определялись параметры ϕ-мезона. После двух-трех итераций изменение параметров ϕ было существенно меньше их статистической погрешности.

Величины радпоправок, рассчитанные для 14 энергетических точек приведены в таблице 5.7.

Чтобы связать погрешность определения сечения $\sigma_0(s)$ с точностью

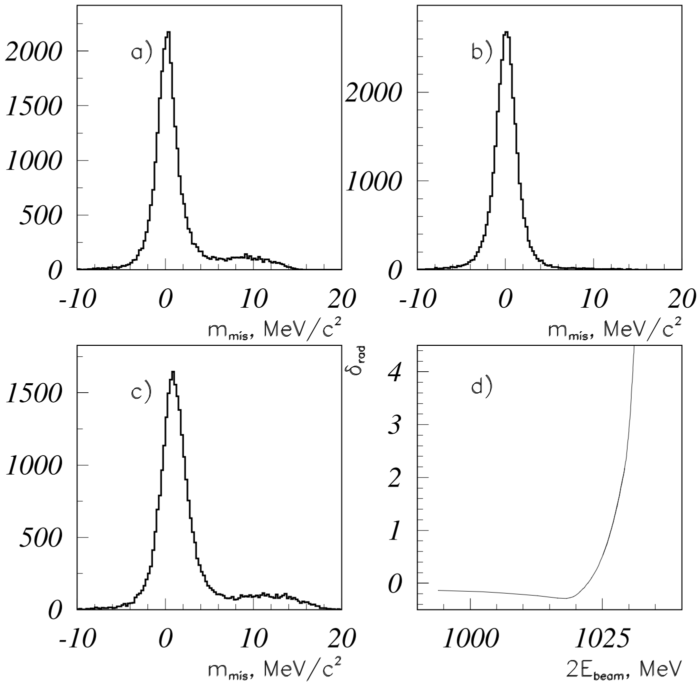

Рис. 5.21: Влияние радиационных поправок в реакции $e^+e^- \to 3\pi$. a),b),c) –Распределение по недостающей массе в системе 3π при различной энергии пучков:a)–$2E_{beam} = 1019,5$ МэВ;b)–$2E_{beam} = 994$ МэВ; c)–$2E_{beam} = 1040$ МэВ. d)–Величина радпоправки $\delta(s)$ к сечению 3π.

σ_{vis}, перепишем (5.16) в виде:

$$\sigma_{vi}(s) = \kappa\sigma_0(s) + \tilde{\sigma}(s), \tag{5.17}$$

где выделен вклад сечения $\sigma_0(s)$, когда энергия излучаемых фотонов меньше характерного масштаба Δ изменения сечения, и вклад $\tilde{\sigma}(s)$, когда излучились реальные фотоны с суммарной энергией больше Δ. Величина κ вычисляется через $D(s,x)$:

$$\kappa = \int\limits_{x_1+x_2<\Delta/E_{beam}} dx_1 dx_2 D(s,x_1) D(s,x_2) K(s) \tag{5.18}$$

и очень слабо (логарифмически) зависит от пороговой энергии. При $\Delta = 0,1$ МэВ величина $\kappa \approx 0,71$.

Если ошибка измерения наблюдаемого сечения $\delta_{\sigma_{vis}}$, то точность восстановления истинного сечения: $\delta_{\sigma_0} = \delta_{\sigma_{vis}}/\kappa$ ухудшается, в то время как само сечение$\sigma_0 = \sigma_{vis}/(1+\delta_{rad})$ может уменьшаться. Это приводит к существенному ухудшению точности измерения сечения в крайних точках, что видно из таблицы 5.7.

Согласно работе [63] относительная точность расчёта σ_{vis} не хуже, чем $0,3\%$. В точность определения радпоправок дает также вклад экспериментальная погрешность в величине сечения $\sigma_0(s)$, входящего в подынтегральное выражение. Однако, этот вклад существенно меньше предыдущего, поскольку вблизи максимума резонанса относительная доля радиационных поправок невелика $\tilde{\sigma} < 0,1\sigma_{vis}$, а в области вне резонанса, где радпоправочные события дают заметный вклад, существенно хуже точность $\delta_{\sigma_{vis}}$.

5.3.5 Вклад разброса энергии в пучке

Распределение электронов по энергии в пучке хорошо описывается функцией Гаусса с энергетическим разбросом σ_E, величина которого определяется квантовыми флуктуациями испускания фотонов синхротронного излучения в Виглер-магните. В эксперименте 1993 года величина $\sigma_E = 430 \pm 22$ кэВ.

Если $\sigma(E)$ — быстро меняющаяся функция, то наличие энергетического разброса в пучке приводит к искажению зависимости сечения изучаемого процесса от энергии:

$$\sigma_v(E) = \int \sigma(E')e^{-\frac{(E-E')^2}{2\sigma_E^2}} \frac{dE'}{\sqrt{2\pi}\sigma_E}, \tag{5.19}$$

где $\sigma(E)$ и $\sigma_v(E)$ истинное и наблюдаемое сечение процесса. Если энергетический разброс мал по сравнению с характерным масштабом изменения сечения, σ_E в подынтегральном выражении можно разложить в ряд

Таблица 5.7: Поправки к эффективности регистрации и полученные данные сечения $ee \to 3\pi$.

$2E,\ MeV$	$\int Ldt, nb^{-1}$	$N_{3\pi}$	δ_{MC}	δ_{rad}	δ_{wid}	$\sigma_{3\pi}, nb$
$994,00 \pm 0,20$	$152,04 \pm 0,70$	96 ± 12	$0,15 \pm 0,06$	$-0,136$	0	$18 \pm\ 3$
$1012,76 \pm 0,06$	$110,90 \pm 0,58$	376 ± 21	$0,15 \pm 0,06$	$-0,239$	$0,006$	108 ± 10
$1016,54 \pm 0,07$	$85,47 \pm 0,51$	796 ± 30	$0,13 \pm 0,07$	$-0,278$	$0,015$	298 ± 16
$1018,26 \pm 0,06$	$93,50 \pm 0,54$	1379 ± 40	$0,20 \pm 0,05$	$-0,284$	$-0,010$	533 ± 23
$1018,87 \pm 0,06$	$110,79 \pm 0,58$	1917 ± 48	$0,23 \pm 0,04$	$-0,276$	$-0,028$	650 ± 25
$1019,51 \pm 0,06$	$82,96 \pm 0,49$	1615 ± 43	$0,13 \pm 0,04$	$-0,254$	$-0,031$	627 ± 21
$1020,76 \pm 0,06$	$89,12 \pm 0,51$	1276 ± 39	$0,06 \pm 0,05$	$-0,162$	$0,004$	369 ± 16
$1021,35 \pm 0,06$	$80,80 \pm 0,52$	867 ± 32	$0,09 \pm 0,06$	$-0,105$	$0,013$	265 ± 16
$1021,54 \pm 0,06$	$85,50 \pm 0,50$	828 ± 31	$0,23 \pm 0,06$	$-0,084$	$0,014$	274 ± 18
$1022,23 \pm 0,06$	$93,42 \pm 0,53$	644 ± 28	$0,15 \pm 0,06$	$0,004$	$0,015$	164 ± 16
$1022,94 \pm 0,06$	$123,36 \pm 0,62$	584 ± 27	$0,15 \pm 0,06$	$0,104$	$0,013$	103 ± 11
$1025,35 \pm 0,07$	$114,33 \pm 0,59$	281 ± 19	$0,15 \pm 0,06$	$0,600$	$0,006$	$37 \pm\ 6$
$1029,20 \pm 0,07$	$121,73 \pm 0,63$	110 ± 14	$0,15 \pm 0,06$	$2,170$	$0,003$	$7 \pm\ 4$
$1040,00 \pm 0,20$	$81,76 \pm 0,51$	25 ± 9	$0,15 \pm 0,06$	$56,588$	0	$0,1^{+4}_{-0,1}$

Тейлора, и переписать выражение 5.19 в виде:

$$\sigma_v(E) \approx \sigma(E) + \frac{\sigma_E^2}{2}\sigma''(E) = \sigma(E)(1 + \delta_{wid}), \tag{5.20}$$

где $\delta_{wid} = \frac{\sigma_E^2 \sigma''(E)}{2\sigma(E)}$. Так как величина поправки δ_{wid} мала, для её расчёта использовалось наблюдаемое сечение $\sigma_v(E)$. Величины поправок и сечения 3π, вычисленные по формуле 5.6, представлены в таблице 5.7.

5.4 Определение параметров ϕ-мезона и $\omega-\phi$ интерференции

В изучаемой области энергий амплитуда процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ может быть представлена суммой амплитуд переходов $e^+e^- \to \phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ (A_ϕ), $e^+e^- \to \omega \to \pi^+\pi^-\pi^0$ (A_ω) и небольшой примеси нерезонансной амплитуды A_{bg}. В настоящей работе сечение аппроксимировалось выражением, используемом в предыдущих работах [20, 21, 34]:

$$\sigma_{3\pi}(s) = \frac{F_{3\pi}(s)}{s} \cdot |A_\omega + A_\phi e^{i\delta_\phi} + A_{bg}|^2, \tag{5.21}$$

$$A_V = \frac{m_V^2 \Gamma_V \sqrt{\sigma_V / F_{3\pi}(m_V^2)}}{s - m_V^2 + i\sqrt{s}\Gamma_V(s)}, \tag{5.22}$$

$$A_{bg} = m_\phi \sqrt{\sigma_{bg} / F_{3\pi}(m_\phi^2)}, \tag{5.23}$$

где m_V, Γ_V, σ_V — масса, ширина и сечение в пике (при $s = m_V^2$) векторного мезона ϕ или ω, δ_ϕ — относительная фаза $\phi - \omega$ смешивания. $F_{3\pi}(s)$ — гладкая функция, характеризующая распад $\phi(\omega) \to 3\pi$ [66, 11], которая в рамках модели векторной доминантности, может быть записана в виде:

$$F_{3\pi}(s) = C \int\int dE_- dE_+ |\vec{p}_+ \times \vec{p}_-|^2 R_{3\pi}(E_+, E_-) \tag{5.24}$$

где $E_+, E_-, \vec{p}_+, \vec{p}_-$ — энергии и импульсы заряженных пионов, $|\vec{p}_+ \times \vec{p}_-|^2$ — множитель, возникающий из свойств симметрии распада векторной частицы на три псевдоскалярных мезона, а $R_{3\pi}(E_+, E_-)$ — модельно-зависящая функция, характеризующая динамику рождения 3π. В случае точечной вершины (контактного члена) $R_{3\pi}$ — константа, а в предположении рождения промежуточной системы $\rho\pi \to 3\pi$:

$$R_{3\pi}(E_+, E_-) = 1/D_{\rho^+}(Q_+^2) + 1/D_{\rho^-}(Q_-^2) + 1/D_{\rho^0}(Q_0^2), \tag{5.25}$$

где $1/D_{\rho^i}(Q_i^2)$ — пропагаторы ρ-мезонов с квадратом четырехимпульса Q_i^2

$$1/D_{\rho^i} = \frac{1}{\frac{Q_i^2}{M_\rho^2} - 1 + i\frac{\sqrt{Q_i^2}\Gamma_\rho(Q_i^2)}{M_\rho^2}}.$$

Интегрирование производится по кинематически разрешённой области энергий. Функция $F_{3\pi}(s)$ была рассчитана и затабулирована в предположении распада через промежуточное состояние $\rho\pi$ в диапазоне энергий 600–1100 МэВ с шагом в 10 МэВ, в промежуточных точках использовалась линейная интерполяция.

Зависимость ширины ϕ- и ω-мезонов от энергии записывалась в виде суммы парциальных ширин основных мод распада:

$$\Gamma_\phi(s) = \Gamma_\phi \cdot \Big(B_{K^+K^-} \frac{m_\phi^2 F_{K^+K^-}(s)}{sF_{K^+K^-}(m_\phi^2)} + B_{K_SK_L} \frac{m_\phi^2 F_{K_SK_L}(s)}{sF_{K_SK_L}(m_\phi^2)} +$$

$$+ B_{\eta\gamma} \frac{F_{\eta\gamma}(s)}{F_{\eta\gamma}(m_\phi^2)} + B_{3\pi} \frac{\sqrt{s} F_{3\pi}(s)}{m_\phi F_{3\pi}(m_\phi^2)} \Big) \ , \qquad (5.26)$$

$$\Gamma_\omega(s) = \Gamma_\omega \cdot \Big(B_{\pi^+\pi^-} \frac{m_\omega^2 F_{2\pi}(s)}{sF_{2\pi}(m_\omega^2)} + B_{\pi^0\gamma} \frac{F_{\pi^0\gamma}(s)}{F_{\pi^0\gamma}(m_\omega^2)} + B_{3\pi} \frac{\sqrt{s} F_{3\pi}(s)}{m_\omega F_{3\pi}(m_\omega^2)} \Big) \ , \quad (5.27)$$

где

$$F_{K\bar{K}}(s) = (s/4 - m_K^2)^{3/2}, F_{\eta\gamma}(s) = (\sqrt{s}(1 - m_\eta^2/s))^3. \qquad (5.28)$$

Экспериментальное сечение аппроксимировалось зависимостью (5.21). При оптимизации в качестве свободных параметров использовались масса ϕ-мезона, величина сечения в пике, угол $\phi - \omega$-смешивания и величина сечения нерезонансного фона. Γ_ϕ и параметры ω-мезона принимались равными их среднемировым значениям [23]. В результате были получены следующие значения:

$$m_\phi = 1019,51 \pm 0,07 \pm 0,10 \text{ МэВ},$$
$$\delta_{\phi-\omega} = 162 \pm 17^\circ,$$
$$\sigma_{peak} = 619 \pm 39 \pm 12 \text{ нб},$$
$$\sigma_{bg} = 0,32 \pm 0,22 \text{ ,нб}$$
$$\chi^2/N_f = 11/10.$$

Приведённые погрешности соответствуют статистической точности (первое число), вторая ошибка определения массы ϕ-мезона связана с неопределённостью абсолютной энергии накопителя, а величины сечения в пике

— неточностью определения эффективности. На рисунке 5.22 показаны экспериментальные точки и кривая аппроксимации.

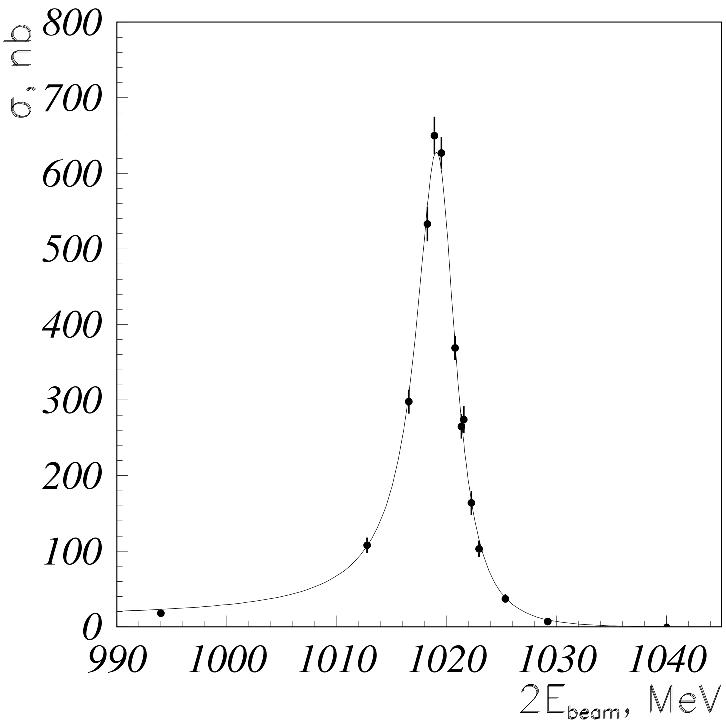

Рис. 5.22: Кривая возбуждения ϕ-мезона в канале $\pi^+\pi^-\pi^0$

В случае, если Γ_ϕ свободный параметр, то его оптимальное значение — $4,21 \pm 0,13$ MeV, что не противоречит среднемировому $4,43 \pm 0,05$ [23], однако имеет заметно большую погрешность. Другие параметры при этом существенно не изменяются, но ухудшается статистическая точность их определения: $\delta_{\phi-\omega} = 161 \pm 25°$, $\sigma_{peak} = 637 \pm 56$ нб, $\sigma_{bg} = 0,28 \pm 0,24$ нб.

По полученному сечению в пике можно вычислить вероятности распада $\phi \to 3\pi$. Если использовать среднемировое значение $\Gamma_{ee}/\Gamma_{total} = (3,00 \pm 0,06) \times 10^{-4}$ [23], искомая вероятность:

$$B_{\phi\to 3\pi} = 0,145 \pm 0,009 \pm 0,003.$$

В случае использования $\Gamma_{ee}/\Gamma_{total} = (2,88 \pm 0,09) \times 10^{-4}$, полученной в предыдущем эксперименте [34], величина вероятности становится несколько выше: $B_{\phi \to 3\pi} = 0,151 \pm 0,009 \pm 0,005$.

Результаты настоящей работы хорошо согласуются с предыдущими экспериментами. Сравнение данных настоящей и предыдущих работ показано на рисунке 5.23.

Величина нерезонансной амплитуды не противоречит вкладу от высших резонансов. Сечение $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ в области энергий от 1340 МэВ до 2400 МэВ было измерено на установке DM2 [65]. В сечении наблюдалась некоторая структура, которую можно описать введением одного $\omega(1550)$ или двух резонансов $\omega(1400)$, $\omega(1600)$. Экстраполяция вклада тяжелых ω в область энергий ϕ-мезона даёт вклад в сечение $\sigma_{bg} \approx 0,1 \sim 0,2$ нб. Источником нерезонансного фона могут быть как высшие резонансы, например $\omega(1400)$, так и существование нерезонансных диаграмм типа четырехугольных аномалий [67, 68]. Точность измерения величины нерезонансного вклада и неопределённость параметров высших ω резонансов не позволяют выделить вклад аномальных диаграмм.

На рисунке 5.24 приведены результаты данной работы в сравнении с другими экспериментальными данными по измерению сечения $e^+e^- \to 3\pi$ в области энергий 980-1060 МэВ [16, 21, 34]. Измерения настоящей работы находятся в хорошем согласии с другими данными.

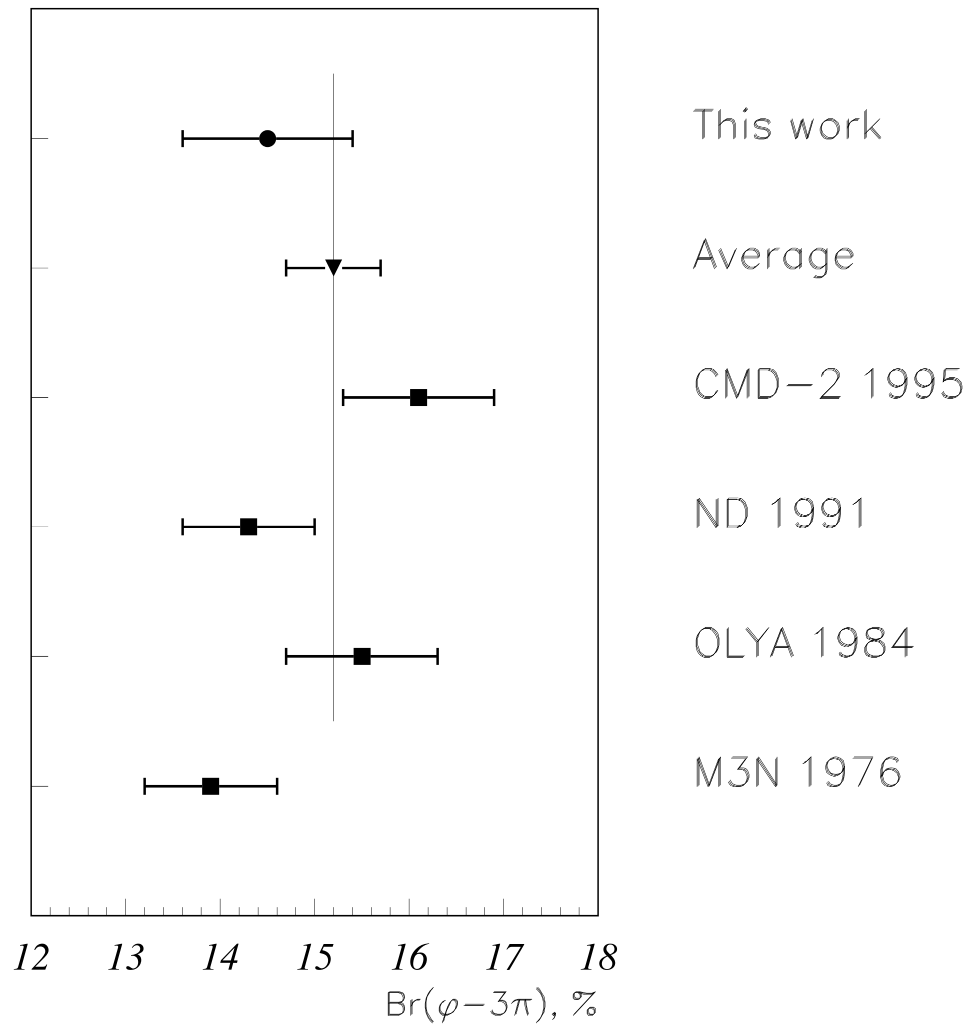

Рис. 5.23: Сводка экспериментальных данных по измерению вероятности распада $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Изображенные ошибки включают статистическую и систематическую погрешность.

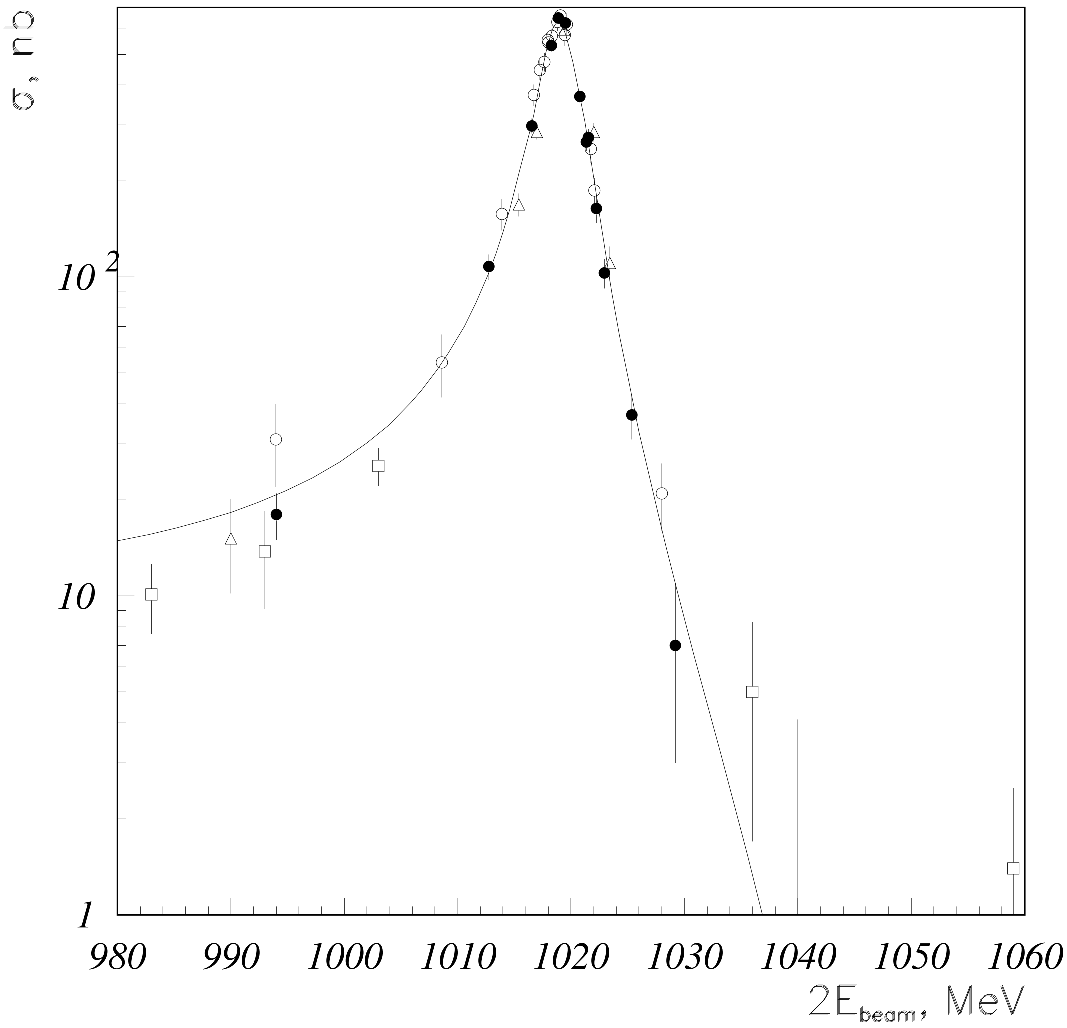

Рис. 5.24: Наиболее точные экспериментальные данные сечения $\phi \to 3\pi$ в интервале энергий 980-1060 МэВ. △ — M3N [16]; □ — НД [21]; ○ — КМД-2(95) [34]; • — эта работа.

5.5 Анализ динамики распада $\phi \to 3\pi$

5.5.1 Отбор событий и учёт эффективности

Динамика распада $\phi \to 3\pi$ изучалась путем анализа энергетических распределений пионов на диаграмме Далица. Для этой задачи использовались события 3π, отобранные в восьми энергетических точках вблизи пика ϕ-мезона от 1016 до 1023 Мэв. В каждом событии импульсы и углы частиц вычислялись из кинематической реконструкции — минимизировался χ^2 с требованием выполнения законов сохранения энергии-импульса и условия, что инвариантная масса фотонов равна массе π^0(5.1). Детальнее метод описан в приложении А. Полное число отобранных событий составило 9735. По этим событиям строилось симме-

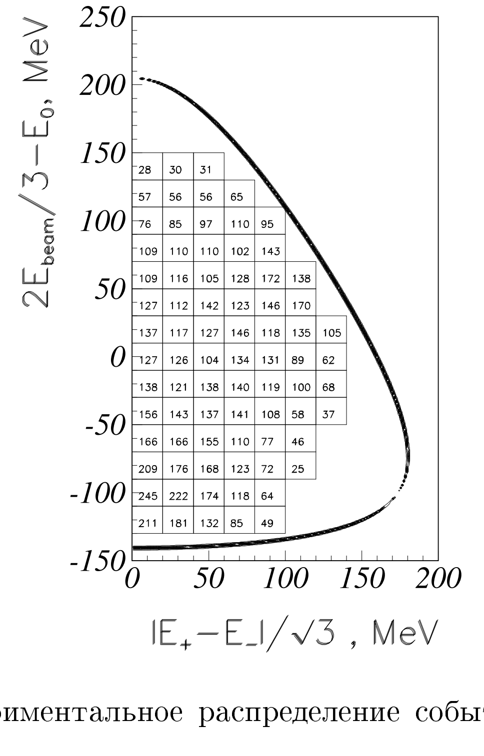

Рис. 5.25: Экспериментальное распределение событий 3π на половинке диаграммы Далица.

тричное распределение Далица: $2E_{beam}/3-E_{\pi^0}$ от $|E_{\pi^+}-E_{\pi^-}|/\sqrt{3}$ с размером канала 20×20 МэВ. Экспериментальное распределение событий на диаграмме показано на рисунке 5.25. Каналы, близкие к кинематической границе, или границе, определяемой условиями отбора, не использовались в анализе из-за большой погрешности в определении эффективности.

Такое же распределение строилось для событий фоновых процессов, оценка величины которых приведена в разделе 5.2. Форма спектра для процессов 4π и $\eta\gamma$ были получены из моделирования, для $K\bar{K}$ из экспериментальных событий, имеющих $R_{min} > 0,4$ см, а для реакций $ee \to ee\gamma\gamma$ и $ee \to \pi\pi\gamma\gamma$ распределения считались одинаковыми и были построены для отобранных событий $ee\gamma\gamma$. Расчётное распределение событий фона на диаграмме Далица показано на рисунке 5.26.

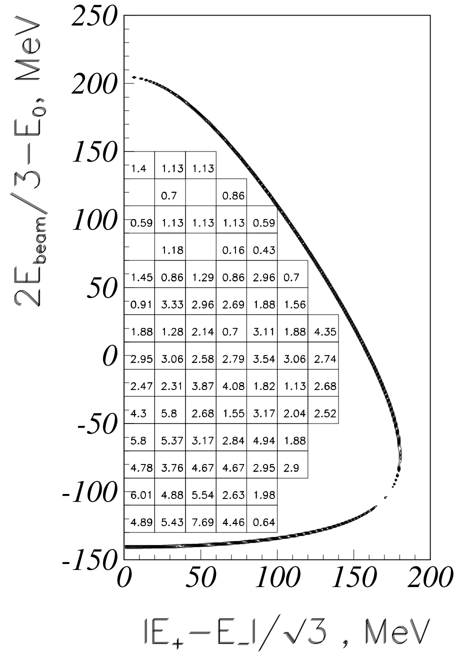

Рис. 5.26: Экспериментальное распределение событий фона на половинке диаграммы Далица.

Расчёт эффективности проводился по событиям моделирования. Так как эффективность необходимо было рассчитывать для каждого канала гистограммы, для получения статистической точности моделирования несколько процентов, потребовалось бы смоделировать порядка 10^6 событий. Это заняло бы около 500 часов CPU VAXstation, на которой проводилось моделирование. Чтобы уменьшить это время, расчёт эффективности осуществлялся в два этапа. Сначала проводилось так на-

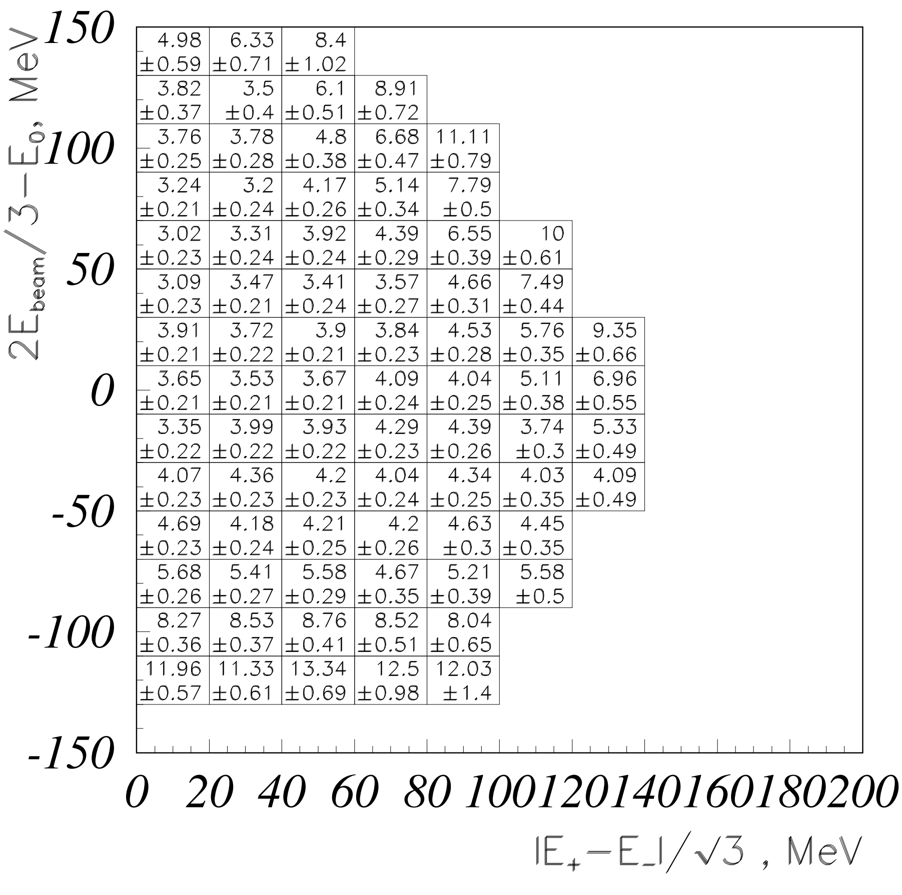

Рис. 5.27: Эффективность регистрации для различных областей распределения Далица. Эффективность приведена в процентах от доли всех событий, попадающих в соответствующую ячейку гистограммы.

зываемое геометрическое моделирование, которое учитывало угловое и импульсное распределение начальных частиц. Условия отбора накладывались на сгенерированные параметры частиц, и для каждого канала на высокой статистике определялась эффективность. Следующим этапом проводилось полное моделирование 2×10^5 событий, для каждого из которых имелась, как информация о начальных параметрах частиц, так и параметры, восстановленные программой реконструкции. Для этой статистики в каждом канале диаграммы Далица определялось отношение количества событий, найденных по параметрам полного и геометрического моделирования. Полученные значения эффективности показаны на

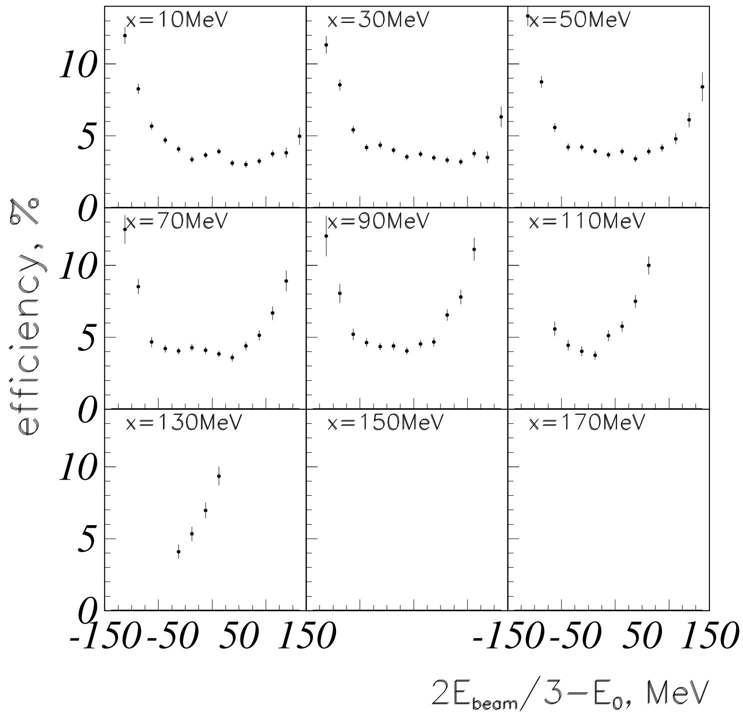

Рис. 5.28: Эффективность регистрации для различных областей распределения Далица. Каждый график соответствует срезу диаграммы вдоль оси $Y = 2E_{beam} - E_{\pi^0}$ для определённого канала $X = |E_+ - E_-|/\sqrt{3}$ шириной 20 МэВ.

рисунках 5.27, 5.28.

Потеря эффективности за счёт несовершенства детектора предпола-

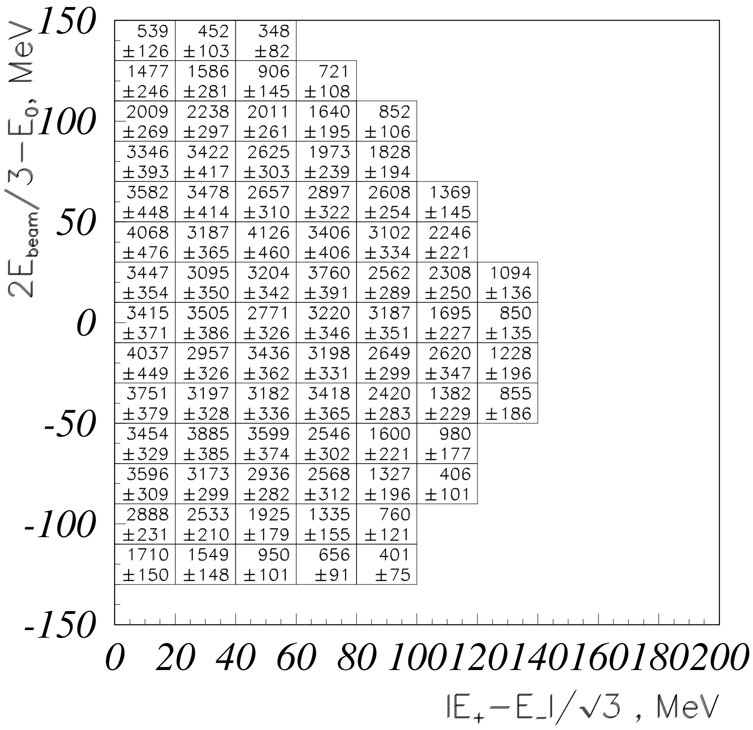

Рис. 5.29: Распределение поправленного на эффективность числа событий на диаграмме Далица.

галась постоянной для всех точек диаграммы. Используя полученные значения эффективности, вычислялись исходные числа событий в каждом канале $N_i^{true} = N_i/\varepsilon_i$, как для всех отобранных событий, так и для событий фона. Полученное распределение фоновых событий аппроксимировалось гладкой полиномиальной функцией:

$$P(x,y) = a_1 + a_2x^2 + a_3y + a_4yx^2 + a_5y^2 + a_6y^2x^2 + a_7y^3 + a_4y^3x^2. \quad (5.29)$$

Значения фона в каждом канале, вычисленное согласно этой функции, вычиталось из числа зарегистрированных событий. Полученное распределение показано на рисунке 5.29. По нему проводился анализ динамики распада $\phi \to 3\pi$.

5.5.2 Анализ энергетического распределения пионов на диаграмме Далица

В рамках модели векторной доминантности (ВДМ) распад $\phi(\omega) \to \pi^+\pi^-\pi^0$ идет с образованием промежуточного ρ-мезона, распадающегося затем на два пиона, как показано на рисунке 5.30(a-c). Однако существуют теоретические работы, предсказывающие наличие контактного члена, соответствующего прямому распаду $\phi(\omega) \to 3\pi$ [4, 8, 9, 10, 11], описываемого диаграммой 5.30(d). Вкладом распада, идущего через ρ-мезон 5.30(e), в этом диапазоне энергий можно пренебречь [66].

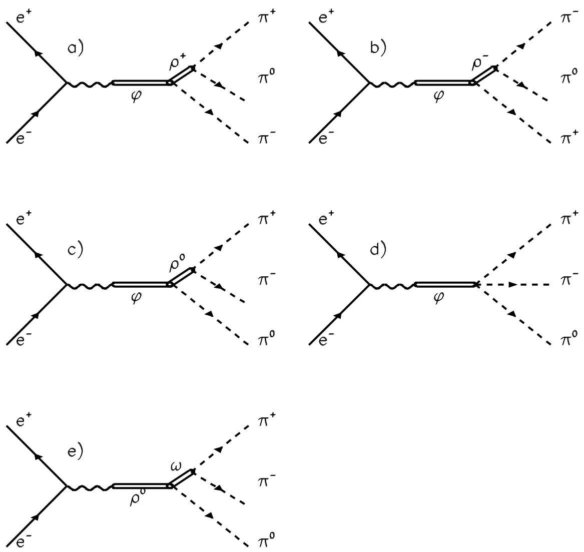

Рис. 5.30: Диаграммы Фейнмана, описывающие процесс $e^+e^- \to 3\pi$. a-c) $\phi \to \rho\pi \to 3\pi$; d) прямой распад $\phi \to 3\pi$; e) $\rho \to \omega\pi \to 3\pi$

Дифференциальное сечение реакции $\phi(\omega) \to \pi^+\pi^-\pi^0$, учитывающее распад через $\rho\pi$ и контактный член, можно представить в виде:

$$d\sigma = C|\vec{p}_+ \times \vec{p}_-|^2 |A_n a_1 e^{i\varphi} + A_{\rho\pi}|^2 dE_+ dE_-, \tag{5.30}$$

$$A_{\rho\pi} = 1/D_{\rho^+}(Q_+^2) + 1/D_{\rho^-}(Q_-^2) + 1/D_{\rho^0}(Q_0^2), \tag{5.31}$$

где $1/D_{\rho^i}(Q_i^2)$ — пропагатор ρ-мезона с квадратом четырех-импульса Q_i^2; $A_n a_1 e^{i\varphi}$ описывает амплитуду прямого рождения 3π; C — нормировочная константа (зависящая от s). Другая нормировочная константа ($A_n = 7,92$) определяется из условия:

$$\int |\vec{p}_+ \times \vec{p}_-|^2 |A_n|^2 dE_+ dE_- = \int |\vec{p}_+ \times \vec{p}_-|^2 |A_{\rho\pi}|^2 dE_+ dE_-.$$

При таком выборе нормировки $a_1 = 1$ соответствует одинаковым вкладам $\rho\pi$ и прямого 3π распадов. Следует отметить, что вклад контактного члена нельзя представить в виде вероятностей прямого распада $\phi \to 3\pi$ и $\phi \to \rho\pi$, так как сечение (5.30) содержит интерференционный член $2\int C|\vec{p}_+ \times \vec{p}_-|^2 |A_n a_1 e^{i\varphi} A_{\rho\pi}|^2 dE_+ dE_-$, который отличен от нуля ввиду большой ширины ρ-мезона. Поэтому для характеристики распада $\phi \to 3\pi$ используется полная вероятность распада $Br(\phi \to 3\pi)$ и относительная амплитуда и фаза контактного члена a_1.

ρ-мезон — достаточно широкий резонанс, и в разных работах для описания его формы используются различные модели [69, 70, 71]. Для поиска вклада контактного члена необходимо определить, что принимать в качестве формы и параметров ρ-мезона. Среднемировое значение параметров ρ-мезона, приводимое в [23], $M_\rho = 770,9 \pm 0,9$ МэВ и $\Gamma_\rho = 150,5 \pm 0,9$ МэВ, представляет собой результат усреднения многих экспериментов, в которых ρ рождается как в e^+e^- столкновениях, так и в адронных взаимодействиях. Разброс экспериментальных данных по массе ρ превышает как среднеквадратичную погрешность среднемирового значения, так и погрешности индивидуальных экспериментов. Возможно в адронных взаимодействиях на форму ρ мезона влияют неучтённые взаимодействия в конечном состоянии. Чтобы исключить возникающие неоднозначности в данной работе, использовались параметры ρ, полученные в эксперименте КМД-2 [72], в моделе HLS [73]($M_\rho = 775,1 \pm 0,7$ МэВ $\Gamma_\rho = 147,9 \pm 1,5$ МэВ). Эти данные находятся в хорошем согласии с предыдущим экспериментом на встречных e^+e^- пучках [74]. Параметры заряженных ρ-мезонов недавно были измерены на LEP в распадах

$\tau \to \rho\nu$ [75] и хорошо согласуются с параметрами ρ^0, полученными в e^+e^- столкновениях [72].

Таким образом, форма ρ-мезонного резонанса описывается релятивистской формулой Брайт-Вигнера со следующей зависимостью ширины от Q^2:

$$1/D_{\rho^i} = \frac{1}{\frac{Q_i^2}{M_\rho^2} - 1 + i\frac{\sqrt{Q_i^2}\Gamma_\rho(Q_i^2)}{M_\rho^2}},$$

$$\Gamma_\rho(Q^2) = \Gamma_\rho \frac{M_\rho^2}{Q^2}\Big(\frac{Q^2 - 4m_\pi^2}{M_\rho^2 - 4m_\pi^2}\Big)^{3/2}.$$

Экспериментальные данные аппроксимировались функцией (5.30) с двумя свободными параметрами C, a_1. Фаза контактного члена устанавливалась равной $\varphi = 0$. Такое значение фазы следует из низкоэнергетической теоремы [7] и алгебры токов, связывающих амплитуду контактного члена и $\rho\pi$ рождения [4]. Точность экспериментальных данных недостаточна для определения фазы контактного члена, так как из-за большой ширины ρ-мезона и ограниченного диапазона Q^2, ненулевая фаза в функции (5.30) слабо изменяла форму распределения.

В результате оптимизации было получено значение амплитуды контактного члена $a_1 = -0,013 \pm 0,050$ при $\chi^2/N_f = 1,08$. Экспериментальные точки вместе с аппроксимирующей функцией показаны на рисунке 5.31. Приведённая ошибка учитывает только статистическую неопределённость. Данные не противоречат отсутствию контактного члена. Для установления верхнего предела на величину a_1 необходимо учесть все возможные погрешности.

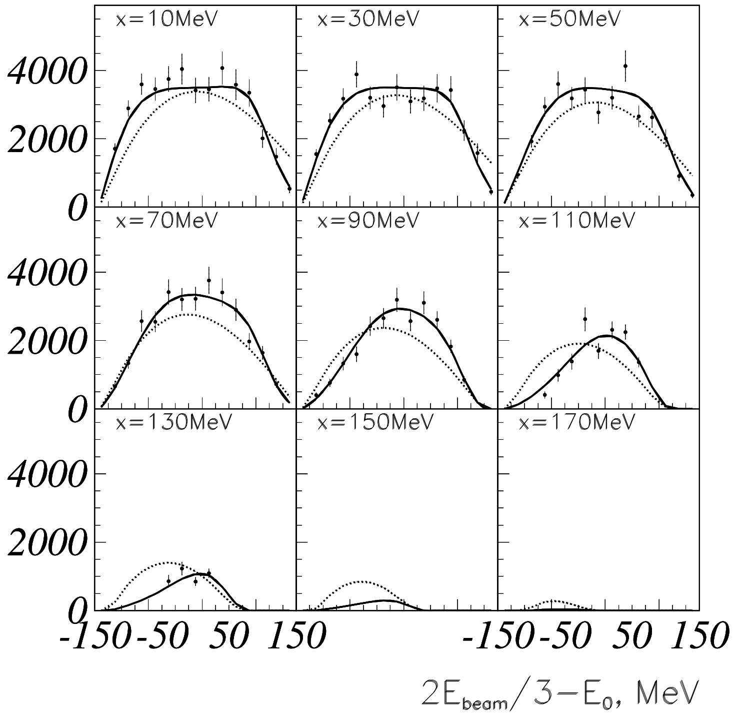

Рис. 5.31: Динамика распада $\phi \to 3\pi$. Каждая картинка представляет срез распределения Далица вдоль оси $Y = 2E_{beam} - E_{\pi^0}$ для определённого $X = |E_+ - E_-|/\sqrt{3}$ шириной 20 МэВ. Сплошной линией показана функция для оптимального значения a_1 (которое неотличимо от чисто $\rho\pi$ механизма). Пунктиром показан случай только прямого 3π рождения без амплитуды $\rho\pi$.

Систематические ошибки

Систематическая ошибка может возникать из-за отличия зависимости эффективности регистрации от импульсов частиц для моделирования и экспериментальных событий.

Зависимость эффективности пиона от его импульса определялась из сравнения спектров по восстановленному импульсу этой частицы в двух случаях: для событий 3π, восстановленным по регистрации только двух других при условии, что восстановленный импульс пиона направлен в "хороший"($|\theta - \pi/2| < 0,67$) телесный угол [1], и для событий 3π, когда зарегистрированы все частицы. Из полученных спектров вычитался вклад фоновых процессов, полученный аналогично тому, как было описано в Главе 5.2. Отношение спектров при регистрации трех и двух частиц давало зависимость эффективности регистрации частицы от импульса. Такая процедура проделывалась для экспериментальных событий и для событий моделирования. На рисунке 5.32 показано отношение эффективности регистрации частиц в эксперименте и в моделировании в зависимости от импульса частиц. Отличие этой зависимости от константы приводит к искажению распределения событий на диаграмме Далица и может вызывать систематическое смещение в определении величины a_1. Оценка величины возможного смещения и систематической погрешности a_1 проводилась следующим образом. Отношения эффективностей

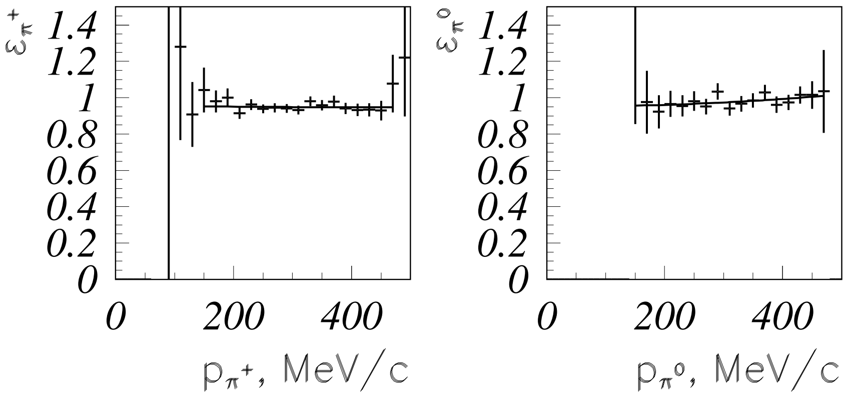

Рис. 5.32: Зависимость отношения эффективностей регистрации частицы в эксперименте и в моделировании.

[1]Для определения эффективности регистрации π^0 дополнительно требовалась регистрация одного фотона при условии, что восстановленный импульс второго фотона летит в "хороший" телесный угол.

Таблица 5.8: Полиномиальные коэффициенты c_i аппроксимации отношения эффективностей эксперимента и моделирования для заряженных и нейтральных пионов.

пион	c_0	c_1	c_2	χ^2/N_f
π^0	$0,97 \pm 0,02$	$0,028 \pm 0,034$	$0,006 \pm 0,072$	0,45
$\pi^\pm$	$0,95 \pm 0,01$	$-0,004 \pm 0,019$	$-0,005 \pm 0,041$	0,66

аппроксимировались полиномами второй степени от энергии частицы:

$$P_2(E) = c_0 + c_1(\frac{E-340}{150}) + c_2(\frac{E-340}{150})^2. \tag{5.32}$$

Возможное отличие от константы характеризовалось величинами и погрешностями коэффициентов полинома. Вклад каждого коэффициента в величину контактного члена определялся из восстановления величины a_1 из спектра 5.29, поправленного на эффективность, записанную в виде произведения полиномов $P_2^c(E_+)P_2^c(E_-)P_2^0(E_0)$.

Полученные из оптимизации коэффициенты полиномов показаны в таблице 5.8, откуда видно, что значение отношения хорошо согласуется с константой. Вклад неопределённости коэффициентов полиномов в систематическую ошибку величины a_1 приведён в таблице 5.9.

Другой возможный источник систематической погрешности связан с влиянием радиационных поправок. Для оценки этого эффекта проводилось специальное моделирование рождения 3π с испусканием фотонов начальными частицами для точек по энергии 1016, 1019 и 1023 МэВ. По событиям моделирования строилось распределение Далица, восстанавливалась величина контактного члена и сравнивалась с его значением, используемом в моделировании. Отклонение полученной величины от заложенной в моделирование не превышало статистической точности и возможный вклад в систематическую ошибку не превышал $1,9$ %.

Таким образом, результирующая систематическая ошибка оценивалась $4,9$ %.

Таблица 5.9: Полиномиальные коэффициенты c_i для заряженных и нейтральных пионов.

систематика	вклад в погрешность a_1
c_1^0	0,001
c_2^0	0,034
$c_1^{\pm}$	0,001
$c_2^{\pm}$	0,030
радпоправки	0,019
сумма	$0,049$

Модельная неопределённость

Как отмечалось выше, значение a_1 зависит от используемой формы ρ-мезона. Чтобы оценить ошибку, вызванную модельной неопределённостью, в качестве формы ρ в выражении (5.31) использовалось несколько моделей, которые хорошо описывают данные $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ [70]. Параметры ρ-мезона, оптимальные для этих моделей и получаемая величина контактного члена приведены в таблице 5.10. Параметр λ характеризует энергетическую зависимость ширины ρ от энергии [70].

$$\Gamma_\rho(Q^2) = \Gamma_\rho\Big(\frac{M_\rho^2}{Q^2}\Big)^{(\lambda+1)/2}\Big(\frac{Q^2 - 4m_\pi^2}{M_\rho^2 - 4m_\pi^2}\Big)^{3/2}.$$

Ограничение на величину контактного члена

Согласно полученным данным, установлен верхний предел на амплитуду контактного члена на 90% уровне достоверности:

$$-0,15 < a_1 < 0,10$$

Полученный результат не противоречит данным работы [22], где установлен предел на отношение ширин $\Gamma_{\phi\to\rho\pi}/\Gamma_{\phi\to 3\pi} > 0,8$, но при его по-

Таблица 5.10: Амплитуда контактного члена для различных моделей ρ-мезона.

Модель [70]	M_ρ, МэВ/c^2	Γ_ρ, МэВ/c^2	λ	a_1	χ^2/N_f
HLS	$775,15$	$147,67$	1,056	$-0,020 \pm 0,050$	$84/77$
VDM1	$774,67$	$147,11$	1,038	$-0,013 \pm 0,051$	$83/77$
VDM2	$780,37$	$155,44$	0,567	$-0,038 \pm 0,053$	$89/77$
WCCWZ	$770,89$	$140,6$	1,623	$-0,022 \pm 0,047$	$82/77$

лучении не учитывалась интерференция $\rho\pi$-амплитуды и контактного члена.

Теоретические предсказания величины контактного члена, получаемые из теории эффективного лагранжиана, низкоэнергетической теоремы и соотношений KSRF [5], имеют достаточно большой разброс. Так, согласно работе [9], амплитуда контактного члена к амплитуде $\rho\pi$ выражается через константу связи ρ $g_{\rho\pi\pi}$:

$$A_n a_1 = -\frac{1-3\alpha}{\alpha},$$

где $\alpha = (\frac{f_\pi g_{\rho\pi\pi}}{M_\rho})^2 \approx 0,55$, для $f_\pi \approx 93$ МэВ и $\frac{g^2_{\rho\pi\pi}}{4\pi} \approx 3$. Это дает значение величины $a_1 \approx 0,15$.

Согласно другой работе [8], величина контактного члена

$$A_n a_1 = -\frac{1-3\alpha+3/2\alpha^2}{\alpha},$$

соответствует $a_1 \approx 0,05$.

К сожалению, точность настоящего эксперимента не позволяет подтвердить или опровергнуть эти предсказания.

Следует также отметить, что согласно модели [12], взаимодействие пионов в конечном состоянии может менять как величину, так и относительную фазу амплитуды заряженных и нейтральных $\rho\pi$ состояний в уравнении (5.31), но этот эффект также за пределами экспериментальной точности.

5.6 Поиск прямых распадов $\phi \to \pi^+\pi^-\gamma\gamma$

Распад ϕ-мезона в конечное состояние с двумя заряженными пионами и двумя фотонами кроме основной реакции $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ может содержать примесь других распадов, например $\phi \to \gamma\eta \to \pi^+\pi^-\gamma\gamma$. В данной работе проводился поиск распадов $\phi \to \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ без промежуточных состояний π^0 или $\eta \to \pi\pi\gamma$.

Для этой цели отбирались события с двумя фотонами и двумя заряженными частицами. Каждый трек должен был удовлетворять условию S1 с более жестким требованием на $R_{min} < 0,2$ см. Для подавления вклада событий $e^+e^-\gamma\gamma$ требовалось, чтобы энерговыделение хотя бы в одном кластере, связанным с треком, отличалось от величины измеренного момента $|E_{ch\ i}/p_i - 1| > 0,2$ для событий, в которых импульс обоих заряженных частиц превышал 240 МэВ.

Фотоны должны были иметь полярный угол в области хорошей эффективности калориметра: $|\theta_\gamma - \pi/2| < 0,67$ и энергию $E_\gamma > 30$ МэВ. Кроме того, требовалось, чтобы угол между фотонным кластером и ближайшим кластером, связанным с заряженной частицей, был больше 0,5 радиан: $\Delta\psi_{\gamma ch_i} > 0,5$. Это условие служило для подавления ложных кластеров, произведённых нейтронами, которые могли рождаться при ядерном взаимодействии пионов.

Для улучшения разрешения по углам и импульсам частиц применялся метод кинематической реконструкции события (см. Приложение А), с использованием законов сохранения энергии-импульса:

$$\begin{aligned} E_+ + E_- + \sum_{k=1}^{2} E_{\gamma k} &= 2E_{beam} \\ \vec{P}_+ + \vec{P}_- + \sum_{k=1}^{2} \vec{P}_{\gamma k} &= 0. \end{aligned} \tag{5.33}$$

Вклад нерезонансного фона от радиационных процессов: $e^+e^- \to$

$e^+e^-\gamma\gamma$, $e^+e^- \to \rho\gamma\gamma$ и $e^+e^- \to \rho\gamma$ оценивался из анализа энергетической зависимости сечения. Резонансный фон от неправильно восстановленных событий $\phi \to K\bar{K}$ и $\phi \to \eta\gamma$ подавлялся требованием на χ^2 кинематической реконструкции: $\chi^2 < 5$. На рисунке 5.33 показаны распределения χ^2 для отобранных событий 3π и событий из области $R_{min} > 0,3$ см, обогащённых событиями от неправильно восстановленных событий $\phi \to K\bar{K}$. Как следует из рисунка, распределение χ^2 для событий $K\bar{K}$ не имеет подъёма в области малых значений, в то время как около половины событий 3π удовлетворяют условию $\chi^2 < 5$.

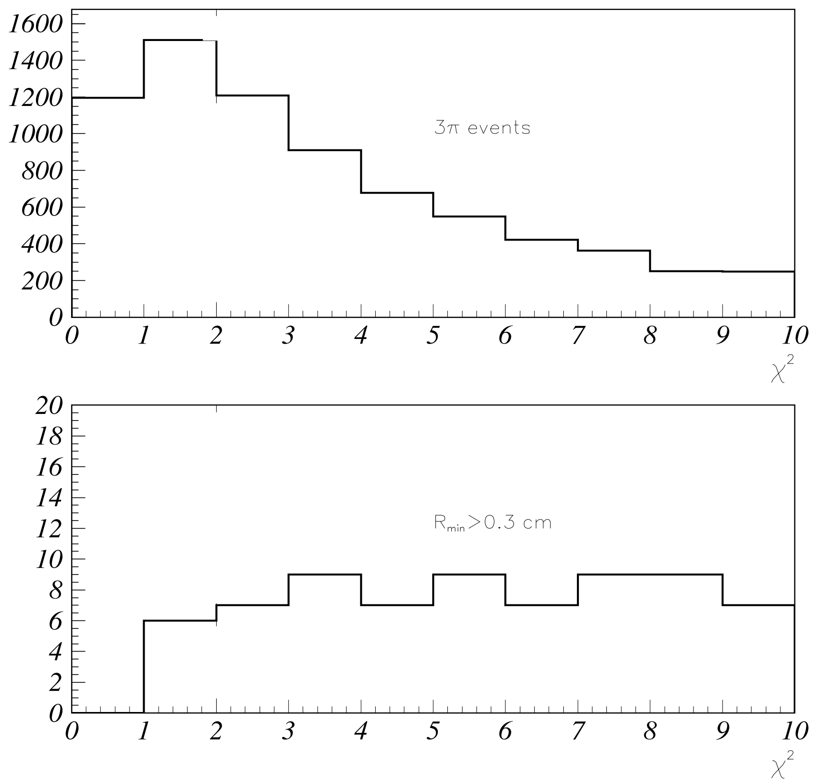

Рис. 5.33: Распределения по χ^2 для событий 3π и событий с $R_{min} > 0,3$ см.

На рисунке 5.34 показано распределение отобранных событий на плоскости: инвариантная масса фотонов $m_{\gamma\gamma}$ — энергия наиболее энергичного фотона $E_{\gamma max}$. Области, отмеченные на рисунке 5.34, соответствуют

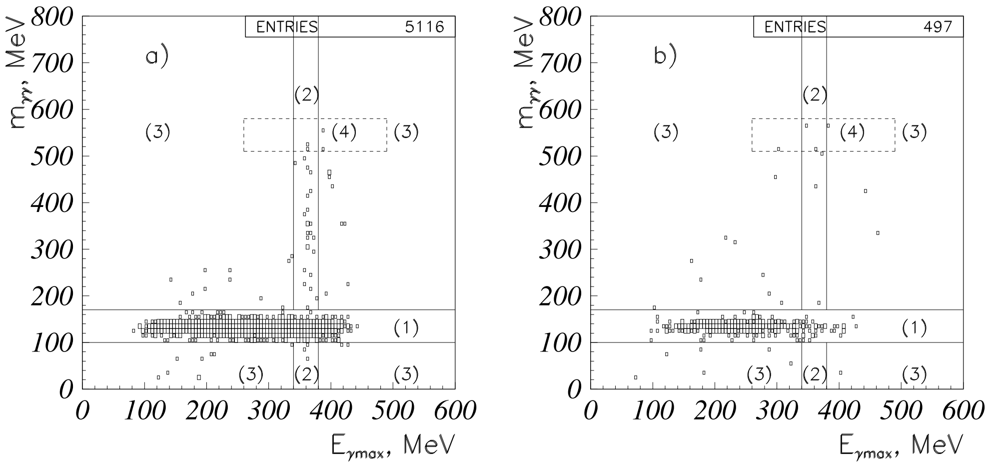

Рис. 5.34: Двухмерное распределение $m_{\gamma\gamma}$ — $E_{\gamma max}$ a) – область ϕ-резонанса $1015 < E_{c.m.} < 1025$ МэВ; b) – нерезонансная область.

следующим процессам:

- (1) $100 < m_{\gamma\gamma} < 170$ МэВ/c^2 – события 3π;
- (2) $|m_{\gamma\gamma} - 135| > 35$ МэВ/c^2 и $340 < E_{\gamma max} < 380$ МэВ – $\phi \to \gamma\eta \to \pi^+\pi^-\gamma\gamma$;
- (3) $|m_{\gamma\gamma} - 135| > 35$ МэВ/c^2, $|E_{\gamma max} - 360| > 20$ МэВ и $E_{\gamma max} >$ 70 МэВ/c^2 – искомый процесс $\phi \to \rho\gamma\gamma$;
- (4) $590 > m_{\gamma\gamma} > 510$ МэВ/c^2 – запрещенный по G-чётности процесс $\phi \to \pi^+\pi^-\eta,\ \eta \to \gamma\gamma$.

Количество событий, найденных в различных областях, показано в таблице 5.11.

Число событий в каждой точке по энергии представлялось как сумма резонансного и нерезонансного процессов. Основной источник нерезонансного фона — это события $\pi\pi\gamma$ с дополнительным ложным кластером и

Таблица 5.11: Статистика отобранных событий в разных областях.

Номер точки	N_1	N_2	N_3	N_4
1	59	1	9	2
2	220	3	3	1
3	431	1	4	1
4	702	4	3	0
5	958	7	4	0
6	889	6	6	1
7	665	5	0	0
8	406	2	5	0
9	418	1	8	1
10	311	3	2	1
11	274	1	0	0
12	139	0	4	0
13	43	1	3	1
14	11	0	1	0
всего	5526	35	52	8

электродинамический фон от процесса $ee\gamma\gamma$. Вклад процесса $\pi\pi\gamma\gamma$, для которого надо учитывать интерференцию с искомыми процессами, пренебрежим. Поэтому результирующее сечение может быть записано в виде суммы:

$$n_i = (\sigma_{bg} + \xi\sigma_{res}(s))L, \tag{5.34}$$

где L — интеграл сечения в точке, $\sigma_{res}(s)$ — резонансное сечение, имеющее форму сечения 3π (5.21), а σ_{bg} — нерезонансное сечение, предполагаемое константой. Для областей (2-4) форма резонансной кривой и поведение нерезонансного сечения могут отличаться от выбранных, но для существующей статистики этим отличием можно пренебречь.

Значения параметров ξ и σ_{bg} находились из минимизации функции

Таблица 5.12: Эффективности регистрации процессов, полученная из геометрического моделирования.

канал	эффективность, %
3π	$6,1 \pm 0,2$
$\rho\gamma\gamma$	$6,7 \sim 11,8$
$\eta\pi^+\pi^-$	$6,1 \pm 0,2$
$\eta\rho^0$	$6,7 \pm 0,2$

правдоподобия:

$$P = \sum_{i=1}^{14} \ln(e^{-n_i} \frac{n_i^{N_i}}{N_i!}), \tag{5.35}$$

где N_i — наблюдаемое число событий в энергетической точке i, а n_i — ожидаемое число событий, зависящее от ξ и σ_{bg} (5.34).

Для определения эффективности условий отбора проводилось упрощенное моделирование процессов: генерировались события соответственно дифференциальному сечению и на получившиеся параметры частиц накладывались условия отбора. При моделировании событий, матричный элемент распада $\phi \to \rho\gamma\gamma$ записывался согласно работе [76], где предполагалось что распад идет с образованием промежуточных η или η' состояний. Для распада $\phi \to \eta\pi^+\pi^-$ вид амплитуды предполагался таким же, как и для $\phi \to \pi^0\pi^+\pi^-$, так как в обоих случаях идет распад векторной частицы на три псевдоскалярные. Рассматривались варианты с образованием заряженными пионами промежуточного ρ^0-мезона и в предположении чисто контактного члена. Результаты моделирования показаны в таблице 5.12. Диапазон эффективностей для канала $\phi \to \rho\gamma\gamma$ соответствует изменению соотношения вкладов промежуточных η' и η мезонов. Для оценки верхнего предела выбиралась наименьшая эффективность. Как видно из таблицы, эффективность для исследуемых процессов с точностью 10 % одинакова. На основе этого, можно выразить вероятность редких распадов через измеренные параметры ξ_i

и вероятность распада $\phi \to 3\pi$: $Br(\phi \to \pi\pi\gamma\gamma) = \xi_3/\xi_1 Br(\phi \to 3\pi)$, и $Br(\phi \to \pi^+\pi^-\eta, \eta \to \gamma\gamma) = \xi_4/\xi_1 Br(\phi \to 3\pi)$, где ξ_1, ξ_3, ξ_4 оптимальные значения параметров ξ, полученные для областей (2), (3) и (4) соответственно. На рисунке 5.35 показано поведение сечений для областей (2-4), нормированное на эффективность, полученную из значения ξ_1. Значения вероятностей распада и нерезонансного сечения, рассчитанные по оптимальным параметрам ξ_i и σ^i_{bg}, представлены в таблице 5.13.

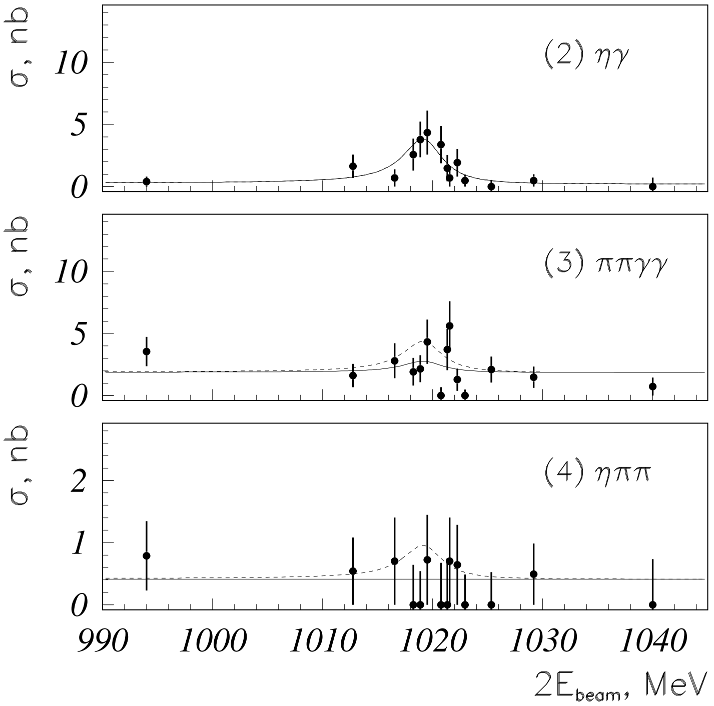

Рис. 5.35: Поведение сечения для реакции $\pi\pi\gamma\gamma$ для различных областей, обозначенных на рисунке 5.34. Сплошные и пунктирные кривые соответствуют оптимальному значению параметров и верхнему пределу на вероятность соответствующего распада.

Полученные значения для вероятности распада $Br(\phi \to \eta\gamma)Br(\eta \to \pi^+\pi^-\gamma)$ не противоречат среднемировому значению этой величины $(6,2 \pm 0,6) \times 10^{-4}$. Для процессов, соответствующих областям (3,4), устана-

Таблица 5.13: Вероятность распада ϕ и нерезонансное сечения для искомых процессов.

область	процесс	Br_i	$\sigma'_{bg} = \sigma_{bg}/\xi_1$, нб
(2)	$\eta\gamma, \eta \to \pi\pi\gamma$	$(7,6 \pm 1,7) \times 10^{-4}$	$0,22 \pm 0,20$
(3)	$\pi^+\pi^-\gamma\gamma$	$(1,8^{+1,9}_{-1,8}) \times 10^{-4}$	$1,9 \pm 0,4$
(4)	$\pi^+\pi^-\eta$	$(0^{+0,73}_{-0}) \times 10^{-4}$	$0,42 \pm 0,18$

вливался верхний предел на 90 %-ом уровне достоверности. Функции правдоподобия для искомых процессов показаны на рисунке 5.36, они имеют форму, близкую к параболической, которая соответствует рас-

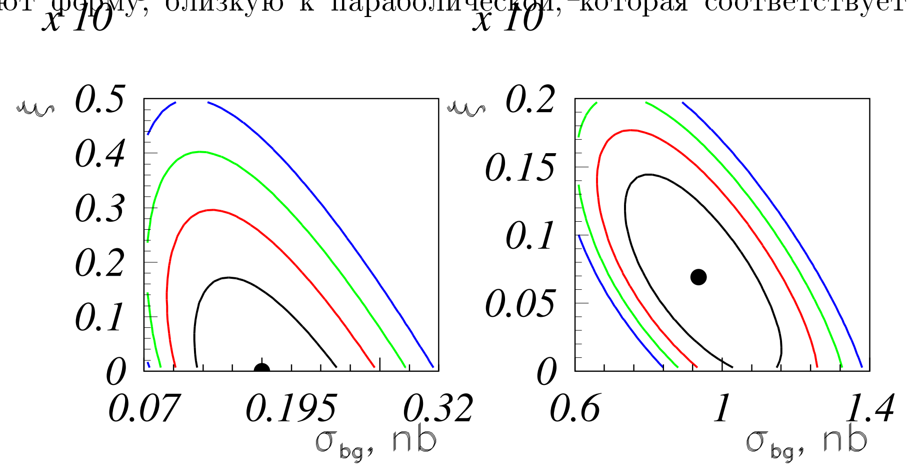

Рис. 5.36: Контуры срезов функций правдоподобия для областей (3) и (4). Каждый срез соответствует изменению значения функции правдоподобия на 0,5.

пределению Гаусса. Исходя из этого, верхний предел a_{upper} рассчитывался через оптимальное значение $a_{optimal}$ и среднеквадратичное отклонение: σ как $a_{upper} = a_{optimal} + 1,28\sigma$. Получены следующие значения верхних пределов на 90% уровне достоверности: 5×10^{-4} для $\pi^+\pi^-\gamma\gamma$ и $1,2 \times 10^{-4}$ для $\pi^+\pi^-\eta$, $\eta \to \gamma\gamma$. Учитывая, что вероятность распада $Br(\eta \to \gamma\gamma) = 39,25 \pm 0,31\%$, определяем верхний предел для процесса

$\phi \to \eta\pi^+\pi^-$ — $Br(\phi \to \eta\pi^+\pi^-) < 3 \times 10^{-4}$. Это выше, чем предсказание [77]: $3,5 \times 10^{-6}$. Верхний предел на процесс $\phi \to \rho\gamma\gamma$ соответствует $Br(\phi \to \rho\gamma\gamma) < 5 \times 10^{-4}$. Предсказания [76] дают 1×10^{-4}. Дальнейшие эксперименты и обработка новой статистики на КМД-2 позволят улучшить полученные верхние пределы.

Глава 6

Заключение

Основные результаты выполненной работы состоят в следующем:

1. Разработан и создан компактный цилиндрический калориметр на основе кристаллов CsI, имеющий высокую эффективность регистрации фотонов, а также хорошее энергетическое и пространственное разрешение в области энергий от 30 до 700 МэВ.

2. Созданы пакеты программ для считывания информации цилиндрического калориметра в память ЭВМ, для контроля и калибровки его электронного тракта, оперативной калибровки счётчиков по космическим частицам.

3. Разработаны программы реконструкции кластеров и восстановления энергии и углов частиц по энерговыделению в калориметре. Создана процедура калибровки счётчиков калориметра по событиям упругого рассеяния $e^+e^- \to e^+e^-$ и процесса $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$.

4. Измерена вероятность перехода $\phi \to 3\pi$ и угол $\phi - \omega$ смешивания:

$$\sigma_{peak} = 619 \pm 39 \pm 12 \ nb,$$

$$Br(\phi \to 3\pi) = 0,145 \pm 0,009 \pm 0,003.$$

$$\delta_{\phi-\omega} = 162 \pm 17°,$$

5. Впервые на большой статистике (около 9000 событий) проведён анализ диаграммы Далица распада $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ и найдено ограничение на величину отношения амплитуд a_1 прямого рождения $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ и доминирующего канала $\phi \to \rho\pi$ при фиксированной относительной фазе равной нулю:

$$-0,15 < a_1 < 0,10.$$

6. Впервые установлены верхние пределы на моды прямого распада $\phi \to \rho\gamma\gamma$ и $\phi \to \pi^+\pi^-\eta$:

$$Br(\phi \to \rho\gamma\gamma) < 5 \times 10^{-4},$$

$$Br(\phi \to \eta\pi^+\pi^-) < 3 \times 10^{-4}.$$

В заключение, я хочу выразить искреннюю благодарность моему научному руководителю Б.А.Шварцу за постоянное внимание и активное участие в этой работе и руководителю сектора А.Е.Бондарю за поддержку, полезные советы и обсуждения. Я признателен М.Арпагаусу, А.С.Дворецкому, В.С.Охапкину, Т.А.Пурлац, Н.И.Рооту, А.С.Суханову, В.П.Смахтину, которые участвовали в работах по созданию и эксплуатации калориметра, В.М.Аульченко и Б.О.Байбусинову, разрабатывавшим электронику детектора, а также всем участникам коллаборации КМД-2 и ВЭПП-2М, принимавшим участие в эксперименте. Я хочу поблагодарить руководителей лабораторий 2 и 3: Л.М.Баркова и В.А.Сидорова, а также дирекцию Института за обеспечение проведения и поддержку этого эксперимента.

Я благодарен Н.Н.Ачасову, Э.А.Кураеву, Л.М.Курдадзе, З.К.Силагадзе, Е.П.Солодову, Г.В.Федотовичу, Б.И.Хазину, С.И.Эйдельману за многочисленные и полезные обсуждения результатов работы. Я хочу поблагодарить мою жену Л.М.Кузьмину за помощь в оформлении диссертации.

Приложение А

Кинематическая реконструкция событий с двумя заряженными частицами и двумя фотонами

Если все частицы в событии регистрируются, то имеется 12 измеренных с некоторой точностью параметров. Поскольку есть дополнительные условия на параметры (законы сохранения, образование масс промежуточных частиц), то они не являются независимыми. Используя метод максимального правдоподобия, можно найти значения параметров, которые обеспечивают выполнение необходимых условий, и обеспечивается минимум функции правдоподобия.

В качестве функции правдоподобия использовался χ^2, вычисляемый в предположении, что параметры одной частицы не коррелируют с параметрами другой [1]:

$$\chi^2 = \sum_{i=+,-} \begin{pmatrix} P^i_{m\perp} - P^i_{r\perp} \\ \varphi^i_m - \varphi^i_r \\ \vartheta^i_m - \vartheta^i_r \end{pmatrix} S^{-1}_{ch_i} \begin{pmatrix} P^i_{m\perp} - P^i_{r\perp} & \varphi^i_m - \varphi^i_r & \vartheta^i_m - \vartheta^i_r \end{pmatrix}$$

[1] В принципе, существует корреляция полярных координат частиц за счёт того, что имеется общая Z-координата вершины события, но в первом приближении этим можно пренебречь.

$$+ \sum_{i=1,2} \begin{pmatrix} E_m^i - E_r^i \\ \varphi_m^i - \varphi_r^i \\ \vartheta_m^i - \vartheta_r^i \end{pmatrix} S_{ph\ i}^{-1} \begin{pmatrix} E_m^i - E_r^i & \varphi_m^i - \varphi_r^i & \vartheta_m^i - \vartheta_r^i \end{pmatrix}, \quad \text{(A.1)}$$

где первая сумма берётся по заряженным частицам, а вторая — по фотонам, $P_\perp^i$ — поперечный импульс заряженной частицы, E^i — энергия фотона, ϑ^i и φ^i — полярный и азимутальный углы частиц относительно оси пучков. Индексы m и r относятся к измеренным и восстановленным параметрам частиц. S_{ch_i}, S_{ph_i} — матрицы ошибок для заряженных частиц и фотонов соответственно. Ненулевые элементы матриц ошибок были следующими. Для заряженных частиц:

$$\begin{aligned} S_{ch\ 11} &= (2 \cdot 10^{-4} P_\perp^2)^2 + (10^{-2} P)^2 \\ S_{ch\ 22} &= (\frac{10^{-2}}{P})^2 + (0,7 \cdot 10^{-2})^2 \\ S_{ch\ 33} &= (2,2 \cdot 10^{-2})^2 \\ S_{ch\ 12} = S_{ch\ 21} &= \pm\frac{10^{-2}}{P}, \end{aligned} \quad \text{(A.2)}$$

где импульс частиц выражается в единицах МэВ, первые слагаемые в $S_{ch\ 11}$ и $S_{ch\ 22}$ соответствуют вкладу в разрешение за счёт координатной точности камеры, а вторые — определяются многократным рассеянием в вакуумной камере. Величины коэффициентов определялись по экспериментальным данным. Знак корреляции между $P_\perp$ и φ плюс для положительнозаряженных и минус — для отрицательнозаряженных пионов.

Для фотонов ненулевые элементы матрицы ошибок следующие:

$$\begin{aligned} S_{ph\ 11} &= ((E + 50) \cdot 0,1)^2 \\ S_{ph\ 22} &= (\frac{0,15}{\sqrt{E}} + 0,11)^2 \\ S_{ph\ 33} &= (\frac{0,14}{\sqrt{E}} + 0,12)^2, \end{aligned} \quad \text{(A.3)}$$

где энергия частиц выражается в единицах МэВ. 50 МэВ добавлено к энергии в первом слагаемом для учёта ассиметрии распределения по энергии в калориметре.

Литература

[1] M.Gell-Mann, D.Sharp, W.G.Wagner, Decay rates of neutral mesons Phys.Rev.Lett., 1962, **v.8**, p.261.

[2] S.G.Brown, G.B.West, Bjorken Limit and Pole Dominance., Phys.Rev., 1968, **v.174**, p.1777.

[3] A.Ali, F.Hussain, Anomalous Ward Identities and ω-meson Decays, Phys.Rev., 1971, **v.D3**, p.1206; p.1214.

[4] S.Rudaz, Anomalies, vector mesons and the $\omega \to 3\pi$ contact term., Phys.Lett., 1984, **v.B145**, p.281.

[5] K.Kawarayabashi, M.Suzuki, Phys.Rev.Lett., Partially conserved axial vector current and the decays of vector mesons., 1966, **v.16**, p.255.

[6] Riyazuddin, Fayazuddin, Algebra of current components and decay widths of ρ and $K^{\star}$-mesons., Phys.Rev., 1966, **v.147**, p.1071.

[7] M.V.Terent'ev, ,Process $\pi^{+}\pi^{0}\pi^{-}$ in Coulomb field and anomaIous divergence of neutral axial vector current., Phys.Lett., 1972, **v.38B**, p.419.

[8] Ö.Kaymakcalan, S.Rajeev, J.Schechter, Nonabelian anomaly and vector meson decays. Phys. Rev. ,1984, **v.D30**, p.594.

[9] Y.Brihaye, N.K.Pak, P.Rossi, Vector mesons within the effective Lagrangian approach. Nucl. Phys., 1985, **v.B254**, p.71.

[10] T.Fujiwara, T.Kugo, H.Terao *et al.*, Nonabelian anomaly and vector mesons as dynamical gauge bosons of hidden local symmetries., Progress of Theoretical Physics, 1985, **v.73**, p.926.

[11] E.A.Kuraev, Z.K.Silagadze, Once more about the $\omega \to 3\pi$ contact term, Ядерная физика., 1995, **т.58 вып.9**, c.1687.

[12] N.N.Achasov, A.A.Kozhevnikov, Signature of the triangle singularity in the reaction $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$., Phys.Rev., 1994, **v.D49**, p.5773.

[13] J.E.Augustin, J.C.Bizot, J.Buon *et al.*, Study of the ϕ-meson production with the Orsay electron-positron colliding beams., Phys. Lett., 1968, **v.28B**, p.517.

[14] J.C.Bizot, J.Buon, Y.Chatelus *et al.*, Study of the ϕ-meson by e^+e^- annihilation into charged K-mesons and tests of Vector Dominance Model., Phys. Lett., 1970, **v.32B**, p.416.

[15] G.Cosme, B.Jen-Marie, S.Julian *et al.*, $\pi^+\pi^-\pi^0$ and $\pi\pi\gamma$ production by e^+e^- annihilation in the ϕ energy range with the Orsay storage ring., Phys. Lett., 1974, **v.48B**, p.155.

[16] G.Parrour, G.Cosme, A.Courau *et al.*, Evidence for an interference effect between ω and ϕ resonances in $\pi^+\pi^-\pi^0$ production with the Orsay colliding-beam ring., Phys.Lett., 1976, **v.63B**, p.357.

[17] A.Cordier, B. Delcourt, P. Eschstruth *et al.*, Cross-section of the reaction $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ for center-of-mass energies from 750-MeV to 1100-MeV., Nucl.Phys., 1980, **v.B172**, p.13.

[18] V.E.Balakin, G.I.Budker, E.V.Pakhtusova *et al.*, Investigation of the ϕ-meson resonance by electron-positron colliding beams., Phys.Lett., 1971, **v.34B**, p.328.

[19] А.Д.Букин, Л.М.Курдадзе, С.И.Середняков *и др.*, ϕ-мезон: прецизионные измерения массы, наблюдение $\omega - \phi$-интерференции., Ядерная Физика., 1978, **т.27**, с.516.

[20] Л.М.Курдадзе, М.Ю.Лельчук *и др.*, Изучение ω ϕ-резонансов и $\omega - \phi$-интерференции., Препринт ИЯФ **84-07**, Новосибирск, 1984.

[21] S.I.Dolinsky, V.P.Druzhinin, M.S.Dubrovin *et al.*, Summary of experiments with the Neutral Detector at e^+e^- storage ring VEPP-2M., Phys. Rep., 1991, **v.202**, p.99.

[22] G.Parrour, G.Cosme, A.Courau *et al.*, Evidence for $\rho\pi$ dominance in $\phi \to 3\pi$ decay., Phys.Lett., 1976, **v.63B**, p.362.

[23] R.M.Barnett, C.D.Carone, D.E.Groom *et al.*, Review of Particle Physics. Particle Data Group., Phys. Rev., 1996, **v.D54**, p.1.

[24] Г.А.Аксенов, В.М.Аульченко, Л.М.Барков *и др.*, Проект детектора КМД-2., Препринт ИЯФ **85-118**, Новосибирск, 1985.

[25] E.V.Anashkin, V.M.Aulchenko, S.E.Baru *et al.*, General Purpose Cryogenic Magnetic Detector CMD-2 for Experiments at The VEPP-2M Collider., ICFA Instrumentation Bulletin, 1988, **v.5** p.18.

[26] Y. Kubota, J.K. Nelson, D. Perticone *et al.*, The CLEO-II Detector. Nucl.Instrum. and Meth., 1992, **v.A320**, p.66.

[27] E. Aker, C.Amsler, I.Augustin *et al.*, The Crystal Barrel Detector at LEAR., Nucl.Instrum. and Meth., 1992, **v.A321**, p.69.

[28] V.M.Aulchenko, B.O.Baibusinov, A.E.Bondar *et al.*, CsI calorimeters for KEDR and CMD-2 detectors., Proc. 5th International conference on Instrumentation for colliding beam physics., INP, Novosibirsk, 1990, p.318.

[29] H. Calen, S.Carius, K.Fransson *et al.*, Detector setup for a storage ring with an internal target., Nucl.Instrum. and Meth., 1996, **A379**, p.57.

[30] The BELLE Collaboration, A study of CP Violation inB-meson Decays, Technical Design Report, KEK report 95-1, April 1995.

[31] The BABAR Collaboration, BABAR Technical Design Report, SLAC-R-95-457, March 1995.

[32] В.М.Аульченко, В.А.Аксенов, П.М.Бесчастнов *и др.*, СНД — Сферический Нейтральный Детектор для ВЭПП-2М, Препринт ИЯФ **87-36**, Новосибирск, 1987.

[33] M.Antonelli, G.Barbellini, S.Bertolucci *et al.*, The electromagnetic of the KLOE experiment at DAΦNE., Nucl.Instrum. and Meth., 1996, **v.A379**, p.511.

[34] R.R.Akhmetshin , G.A.Aksenov, E.V.Anashkin*et al.*, Measurement of Φ meson parameters with CMD-2 detector at VEPP-2M collider., Phys. Lett., 1995, **v.B364**, p.199.

[35] E.V.Anashkin, V.M.Aulchenko, S.E.Baru *et al.*, A coordinate system of the CMD-2 detector. Nucl.Instrum. and Meth., 1989, **v.A283**, p.752.

[36] В.М.Аульченко, Б.О.Байбусинов, В.М.Титов, Информационные платы Т, ТП, Т2А системы сбора данных КЛЮКВА., Препринт ИЯФ **88-22**, Новосибирск, 1988.

[37] D.V. Cherniak, D.A.Gorbachev, F.V.Ignatov *et al.*, The Performance of the Drift Chamber for the CMD-2 detector., Proceedings of The instrumentation conference in Viena, Austria, 1998.

[38] E.V. Anashkin, V.M.Aulchenko, V.E.Fedorenko *et al.*, Z chamber and the trigger of the CMD-2 detector., Nucl.Instrum. and Meth., 1992, **v.A323**, p.178.

[39] В.М.Аульченко, Л.А.Леонтьев, Ю.В.Усов, Информационная плата А32 системы сбора данных КЛЮКВА., Препринт ИЯФ **88-30**, Новосибирск, 1988.

[40] G.A. Aksenov, E.V. Anashkin, V.M.Aulchenko*et al.*, The CMD-2 Data Acquisition and Control System., Proceedings of The International Conference on Computing in High Energy Physics (CHEP-92), Annecy (France), 1992.

[41] V.M.Aulchenco, S.E.Baru, G.A.Savinov *et al.*, Electronics of new detectors of the INP for colliding beam experements., Proseedings of the International Simposium on Position Detectors in High Energy Physics, Dubna, 1988, p. 371.

[42] С.Е.Бару, Ф.Е.Фалькенштерн, Л.Б.Лазоренко *и др.*, Служебные блоки системы сбора данных КЛЮКВА., Препринт ИЯФ **88-26**, Новосибирск, 1988.

[43] Г.А.Аксенов, А.В.Кислицин, Ю.И.Мерзляков *и др.* Универсальный арифметический процессор АП-32., Препринт ИЯФ **89-175**, Новосибирск, 1989.

[44] Блоки выполненные в стандарте КАМАК. Информационный материал. Препринт ИЯФ, Новосибирск, 1985.

[45] R.Brun and J.Zoll, ZEBRA User Guide, CERN program library entry Q100, CERN, Switzerland.

[46] П.А.Лукин, Восстановление треков заряженных частиц в ДК КМД-2., дипломная работа, НГУ, Новосибирск, 1996.

[47] V.M.Aulchenko, B.O. Baibusinov, A.E. Bondar *et al.*, CMD-2 barrel calorimeter. Nucl.Instrum. and Meth., 1993, **v.A336**, p.53.

[48] В.М.Аульченко, Б.О.Байбусинов, А.Е.Бондарь *и др.*, Электроника калориметра КМД-2. Препринт ИЯФ 92-98, Новосибирск, 1992.

[49] Т.А.Пурлац, Моделирование детектора КМД-2, меморандум КМД-2, 1998.

[50] А.С.Дворецкий, Калибровка и изучение разрешения цилиндрического калориметра детектора КМД-2., дипломная работа, НГУ, Новосибирск, 1997.

[51] M.Arpagaus, A.S.Dvorecki, A.S.Kuzmin, Calibration of CMD-2 calorimeter., меморандум КМД-2, 1997.

[52] А.И.Суханов, Возможность регистрации нейтральных процессов детектором КМД-2., дипломная работа, НГУ, Новосибирск, 1993.

[53] В.В.Анашин, И.Б.Вассерман, В.Г.Вещеревич *и др.*, Электрон-позитронный накопитель-охладитель БЭП. Препринт ИЯФ **84-114**, Новосибирск, 1984.

[54] Рабочие материалы, Накопительное кольцо БЭП, Препринт ИЯФ **83-98**, Новосибирск, 1983.

[55] К.Ю.Михайлов, Калибровка энергии магнитного спектрометра детектора КМД-2. дипломная работа, Новосибирск, НГУ, 1998.

[56] R.R.Akhmetshin, G.A.Aksenov, E.V.Anashkin *et al.*, Measurement of Φ meson parameters with CMD-2 detector at VEPP-2M collider., Preprint Budker INP **95-35**, Novosibirsk, 1995.

[57] В.М.Аульченко, Г.С.Пискунов, Е.П.Солодов *и др.*, Трековый процессор для КМД-2, Препринт ИЯФ **88-43**, Новосибирск, 1988.

[58] И.Б.Логашенко, Измерение светимости для заходов ϕ-96. меморандум КМД-2, 1998.

[59] G.V.Fedotovich(CMD-2 collaboration), Measurement of the $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ cross section in the energy range between ρ and ϕ mesons., Proc. of the Second Workshop on Physics and Detectors for DAϕNE, Frascati,1995

[60] F.A. Berends, R. Kleiss, Distributions in the process $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$., Nucl.Phys., 1983 **v.B228**, p.537

[61] R. Brun, GEANT3. User's guide. CERN DD/EE/84-1, Geneve, 1987.

[62] H.C. Fesefelt. Simulation of hadronic showers, physics and applications. Technical Report PITHA 85-02, III Physikalisches Institut, RWTH Aachen Physikzentrum, 5100 Aachen, Germany, September 1985.

[63] Кураев Э.А., Фадин В.С. Радиационные поправки к сечению однофотонной аннигиляции e^+e^- пары большой энергии., Ядерная физика. **т.41, вып.3**, с. 733.

[64] Л.М.Барков, И.Б.Вассерман, П.В.Воробьев *и др.* Исследование процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ в области энергий $2\cdot420\div2\cdot510$ МэВ на накопителе ВЭПП-2М с помощью криогенного магнитного детектора., Препринт ИЯФ 89-15, Новосибирск, 1989.

[65] A.Antonelli, R.Baldini, M.E.Biagini *et al.*, Measurement of the $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ and $e^+e^- \to \omega\pi^+\pi^-$ reactions in the energy interval 1350-MeV - 2400-MeV., Z.Phys., 1992, **v.C56**, p.15.

[66] Н.Н.Ачасов, Н.М.Буднев, А.А.Кожевников *и др*, Электромагнитное $\rho-\omega$ смешивание как инструмент исследования реакций $e^+e^- \to V\pi \to 3\pi$., Ядерная физика., 1976, **т.23 вып.3**, с.610.

[67] M.Benayoun, M.Feindt, M.Girone *et al.*, Experimental evidences for the box anomaly in η, η' decays and the electric charge of quarks. Z.Phys., 1993, **C58**, p.31.

[68] M.Benayoun, P.Leruste, L. Montanet *et al.*, Meson radiative decays and anomaly physics: a test of QCD., Z.Phys. 1995, **v.C65**,p.399.

[69] G.J.Gounaris, J.J.Sakurai, Finite width corrections to the vector meson dominance prediction for $\rho \to e^+e^-$. Phys.Rev.Lett., 1968, **v.21**, p.244.

[70] M.Benayoun, S.Eidelman, K.Maltman *et al.*, New results in ρ^0-meson physics., 1998, Eur.Phys.J. **v.C2**,p.269.

[71] J.Pisut, M.Roos, ρ-meson shape., Nucl.Phys., 1968, **v.B6**, p.325.

[72] R.R.Akhmetshin, G.A.Aksenov, E.V.Anashkin *et al.*, Measurement of$e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ Cross Section with CMD-2 Detector at VEPP-2M Electron-Positron Collider., Proc.of the International Conference HADRON-97, BNL, 1997.

[73] M.Bando, T.Kugo, S.Uehara *et al.*, Is ρ-meson a dynamical gauge boson of hidden local symmetry?, Phys.Rev.Lett., 1985, **v.54**, p.1215.

[74] L.M.Barkov, A.G.Chilingarov, S.I.Eidelman *et al.*, Electromagnetic pion form-factor in the timelike region. Nucl. Phys., 1985, **v.B256**, p.365.

[75] R.Barate, D. Buskulic, D. Decamp *et al.*, Measurement of the spectral functions of vector current hadronic tau decays. Z.Phys., 1997, **v.C76**, p.15.

[76] Pyungwon Ko, Jungil Lee, H.S.Song, Chiral perturbation theory versus vector meson dominance in the decays $\phi \to \rho\gamma\gamma$ and $\phi \to \omega\gamma\gamma$., Phys. Lett., 1996, **v.B366**, p.287.

[77] В.А.Карнаков, Нарушающие G-четность распады $\phi \to \pi\pi$, $\phi \to \eta\pi\pi$ и $\phi \to \pi\omega$., Ядерная Физика, 1985, **т.42**, с.634.