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

На правах рукописи

Пурлац
Татьяна Аркадьевна

Изучение радиационных распадов $\phi \to \eta\gamma$ и $\phi \to \eta'\gamma$ 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, А.Е. Бондарь

НОВОСИБИРСК – 1999

Содержание

Глава 1

Введение

С 1992 года в Институте ядерной физики им. Будкера ведутся эксперименты с Криогенным Магнитным Детектором (КМД-2 [1,2]) на накопителе со встречными электрон-позитронными пучками ВЭПП-2М [3] в области энергий от 360 до 1400 МэВ в системе центра масс.

Детектор КМД-2, подробно описанный в Главе 2 данной работы, 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.

Эксперименты, проводимые на детекторе, в первую очередь направлены на изучение свойств легких векторных мезонов: ϕ, ρ и ω.

Чрезвычайно интересным с точки зрения проверки кварковой модели SU(3) симметрии и модели векторной доминантности [4] является изучение радиационных переходов между векторными и псевдоскалярными мезонами. Последние годы научной общественностью активно обсуждались механизмы нарушения SU(3), влияние аномалий, возможные примеси глюонных составляющих и т.п.[5–11]. Несмотря на многочисленные эксперименты, многие вопросы до сих пор остаются открытыми и требуют более точных измерений вероятностей распада. Радиационный магнитно-дипольный переход ϕ-мезона в η-мезон уже изучался во многих экспериментах [12] на основе полностью нейтральных конечных состояний, когда η распадается на $\gamma\gamma$ или $3\pi^0$. Универсальность детектора КМД-2 позволяет измерить вероятность распада $\phi \to \eta\gamma$ в заряженно-нейтральном конечном состоянии: $e^+e^- \to \phi \to \eta\gamma \to \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$, что и являлось одной из задач настоящей работы.

Редкий распад $\phi \to \eta'\gamma$ в течении многих лет оставался единственным радиационным распадом, не измеренным экспериментально. В данной работе впервые произведено наблюдение событий этого распада и измерение его вероятности в канале $e^+e^- \to \phi \to \eta'\gamma \to \pi^+\pi^-\eta\gamma \to \pi^+\pi^-\gamma\gamma\gamma$. Первые результаты опубликованы в [13].

В задачи автора входило создание и обеспечение работы универсальной программы моделирования детектора КМД-2 [14]. Программа полного моделирования детектора КМД-2 на основе пакета GEANT [15] описана в Главе 3 данной работы.

Основные характеристики эксперимента представлены в Главе 4.

В Главе 5 описан метод полной кинематической реконструкции событий, использующийся в дальнейшем анализе данных. Анализ экспериментальных данных и полученные физические результаты по изучению распада $\phi \to \eta\gamma$ описаны в Главе 6. Изучение распада $\phi \to \eta'\gamma$ представлено в Главе 7.

В Главе 8 приведено обсуждение результатов, а перечень основных результатов, полученных в работе, представлен в Заключении.

Глава 2

Ускорительный комплекс ВЭПП-2М и детектор КМД-2

Эксперименты, описанные в данной работе, проводились на установке ВЭПП-2М со встречными e^+e^- пучками. Ускорительно-накопительный комплекс, схема которого приведена на рисунке 2.1, состоит из инжектора, синхротрона, бустера и самого накопителя [3]. 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 [16].

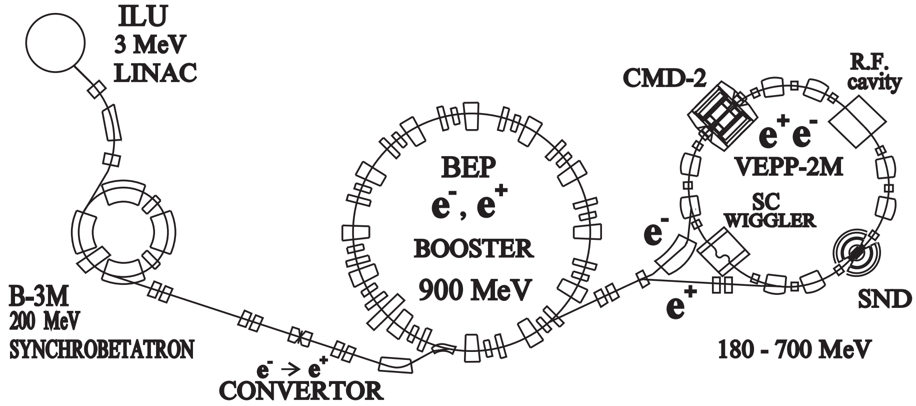

Рис. 2.1: Схема ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-2М.

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. Затем цикл накопления повторяется для электронов.

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”) [16], служащий для получения большей светимости за счет увеличения фазового объема пучка. В двух других промежутках установлены детекторы КМД-2 и СНД [17].

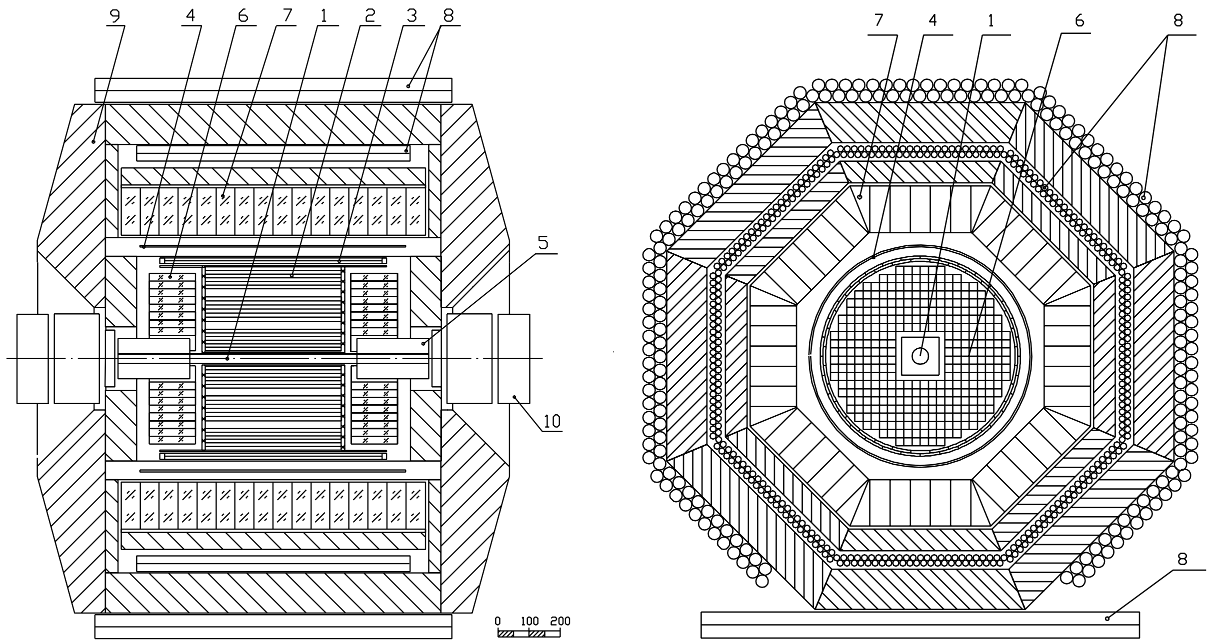

Рис. 2.2: Детектор КМД-2 в $R-\varphi$ и Z проекциях. 1 — вакуумная камера; 2 — дрейфовая камера; 3 — Z-камера; 4 — основной сверхпроводящий соленоид; 5 — компенсирующий соленоид; 6 — торцевой калориметр на основе BGO; 7 — цилиндрический калориметр на основе CsI; 8 — мюонная система; 9 — ярмо магнита; 10 — квадрупольные линзы.

Детектор КМД-2 — первый из заработавших на ВЭПП-2М универсальный детектор — позволяет регистрировать и измерять с высокой точностью параметры как заряженных частиц, так и фотонов. Схема детектора представлена на Рис. 2.2. 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 углов 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 ее центральная часть длиной 20 см изготовлена из бериллия толщиной 0,8 мм.

Магнитная система детектора состоит из основного и двух компенсирующих сверхпроводящих магнитов. Поскольку катушка основного магнита расположена непосредственно перед цилиндрическим калориметром, ее конструкция оптимизировалась таким образом, чтобы толщина вещества катушки была минимальной. Использование нетрадиционного подхода позволило получить поле $10 \div 12$ кГс при толщине катушки 0,38 радиационных длин.

2.1 Дрейфовая камера

Регистрация заряженных частиц осуществляется дрейфовой камерой [18], заполненной 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 (см. Рис.2.3). В общей сложности дрейфовая камера имеет 512 сигнальных проволочек.

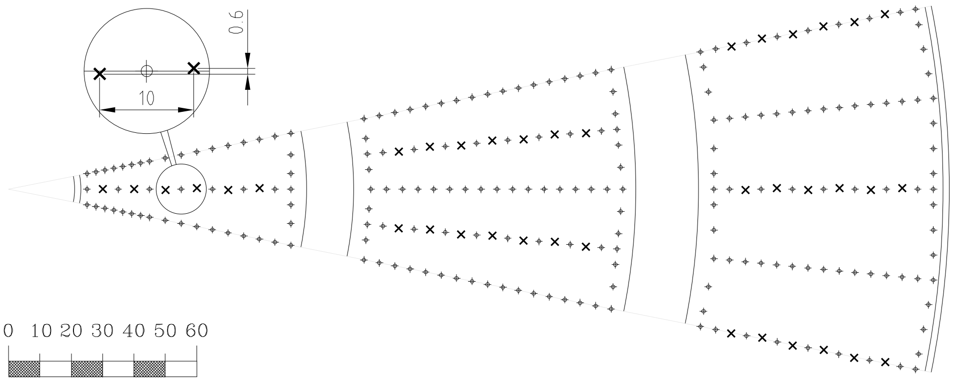

Рис. 2.3: Расположение проволочек в ячейках дрейфовой камеры. Кружками обозначены положения полевых и потенциальных проволочек, косыми крестиками — положения сигнальных проволочек.

В постоянном продольном магнитном поле, в котором находится камера, дрейф электронов происходит под углом к плоскости проволочек. Этот угол между электрическим полем и направлением дрейфа электронов называется углом Лоренца и для условий дрейфовой камеры детектора КМД-2 имеет довольно большую величину, $\alpha_L \approx 30°$.

Сигнал с каждой проволочки снимается с обоих ее концов и после усиления поступает на плату T2A [19], 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.

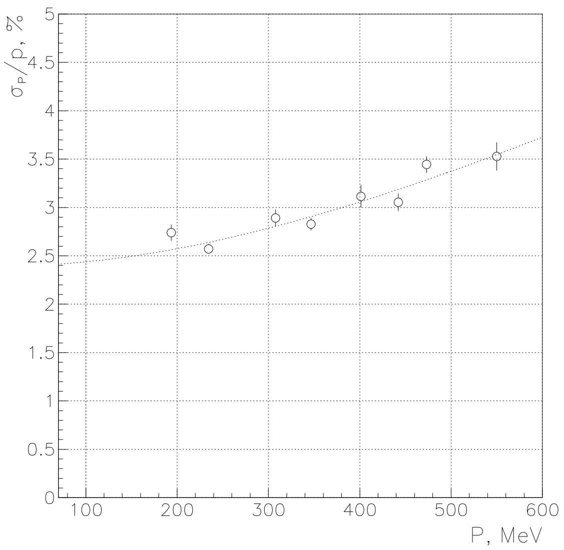

Рис. 2.4: Импульсное разрешение дрейфовой камеры.

Координатное разрешение дрейфовой камеры в плоскости $R-\varphi$ составляет 250 мкм, а вдоль проволочки — 4 мм. Зависимость импульсного разрешения дрейфовой камеры от величины импульса показана на Рис. 2.4 [20], а разрешение по полярному и азимутальному углу трека составляет $\sigma_\theta = 0,02$ и $\sigma_\varphi = 0,007$ радиан соответственно.

2.2 Z-камера

За дрейфовой камерой располагается двухслойная цилиндрическая пропорциональная Z-камера [21] со съемом информации с катодов и с анодов.

Z-камера не только является координатным детектором, но также используется для формирования первичного заряженного триггера. С ее помощью осуществляется временная привязка события к моменту столкновения пучков. Период оборота пучков в ВЭПП-2М составляет 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. Каждый слой имеет 256 катодных полосок с независимым съемом сигналов и 704 чувствительных анодных проволочек.

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.

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 Цилиндрический калориметр на основе кристаллов CsI

Цилиндрический калориметр [22] 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 радиационных длин.

В калориметре CsI выделяется в среднем около 80 % энергии падающего фотона, а энергетическое и пространственное разрешение определяется флуктуациями утечек ливня и составляют соответственно $\sigma_E/E = 8 \div 12$ % и $\sigma_x = 8 \div 12$ мм в интересующем нас диапазоне энергий.

Цилиндрический калориметр состоит из восьми октантов. Каждый содержит семь линейных модулей (линеек), закрепленных на дюралевой плите. В октант входят 5 стандартных линеек и 2 линейки счетчиков специальной формы для того, чтобы обеспечить сопряжение октантов без зазоров. Линейки представляют собой 16 счетчиков CsI , закрепленных на стальной полосе толщиной 10 мм. Сцинтилляционный свет регистрируется с помощью фотоумножителей ФЭУ-60, подсоединенных к кристаллу небольшим световодом.

2.4 Торцевой калориметр на основе кристаллов BGO

Торцевой калориметр [23] на основе кристаллов ортогерманата висмута $Bi_4Ge_3O_{12}$ (BGO) состоит из двух идентичных торцов по обе стороны от места встречи. Каждый торец представляет собой плотно уложенную матрицу из 340 кристаллов BGO. Размер кристалла $2,5 \times 2,5 \times 15$ см^3. Таким образом, толщина калориметра для нормально падающей частицы составляет 13,4 радиационных длин. Свет регистрируется при помощи фототриодов, способных работать в сильном продольном магнитном поле.

Энергетическое разрешение торцевого калориметра составляет $\sigma_E/E = 4,6\%/\sqrt{E(\text{ГэВ})}$, а угловое — $\sigma_{\varphi,\theta} = 2 \cdot 10^{-2}/\sqrt{E(\text{ГэВ})}$ радиан.

2.5 Пробежная система

Пробежная система [1] служит для разделения пионов и мюонов. Она состоит из двух частей: внутренней и внешней. Обе части выполнены в виде восьми октантов, каждый из которых представляет собой блок стримерных трубок.

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 золоченого молибдена. Координата вдоль трубки измеряется по разности времен прихода сигналов на концы проволочки. Точность измерения составляет около 2 см. Поперечная координата определяется по номеру сработавшей трубки.

2.6 Система запуска детектора

Важным элементом электроники детектора является система запуска, служащая для того, чтобы в течение 1,2 мкс принять решение о полезности события и инициировать оцифровку и считывание информации в ЭВМ.

Запуск детектора КМД-2 может вызываться сигналами “заряженного” и “нейтрального” триггера, включенными по “ИЛИ”. Сигнал заряженного триггера генерируется в случае совпадения сигнала о наличие трека в координатной системе детектора, выдаваемого трековым процессором [24], и сигнала превышения порога ($\sim$ 25 МэВ) хотя бы в одном модуле цилиндрического калориметра.

Сигнал срабатывания калориметра генерируется не позднее чем через $\sim$ 100 нс после прохождения частицы. Начало работы трекового процессора инициируется сигналом срабатывания Z-камеры, стробированным сигналом фазы накопителя. Через 400 нс, в случае наличия трека, трековый процессор выдает сигнал.

В качестве исходной информации для нейтрального триггера [25] используются сигналы превышения порога линеек кристаллов. По расположению сработавших линеек определяется число кластеров в $R-\varphi$ плоскости и углы между кластерами. Запуск осуществляется в случае превышения сигналом полного энерговыделения в калориметре некоторого порога, различного для каждого класса событий. Время принятия решения нейтральным триггером составляет 960 нс с момента старта, задаваемого сигналом “ИЛИ” срабатывания всех линеек, стробированного сигналом “фаза” ускорителя.

Характерная частота запусков детектора при светимости $2\cdot10^{30}$ с$^{-1}$см$^{-2}$ была около $30\div50$ 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.

2.7 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 [26].

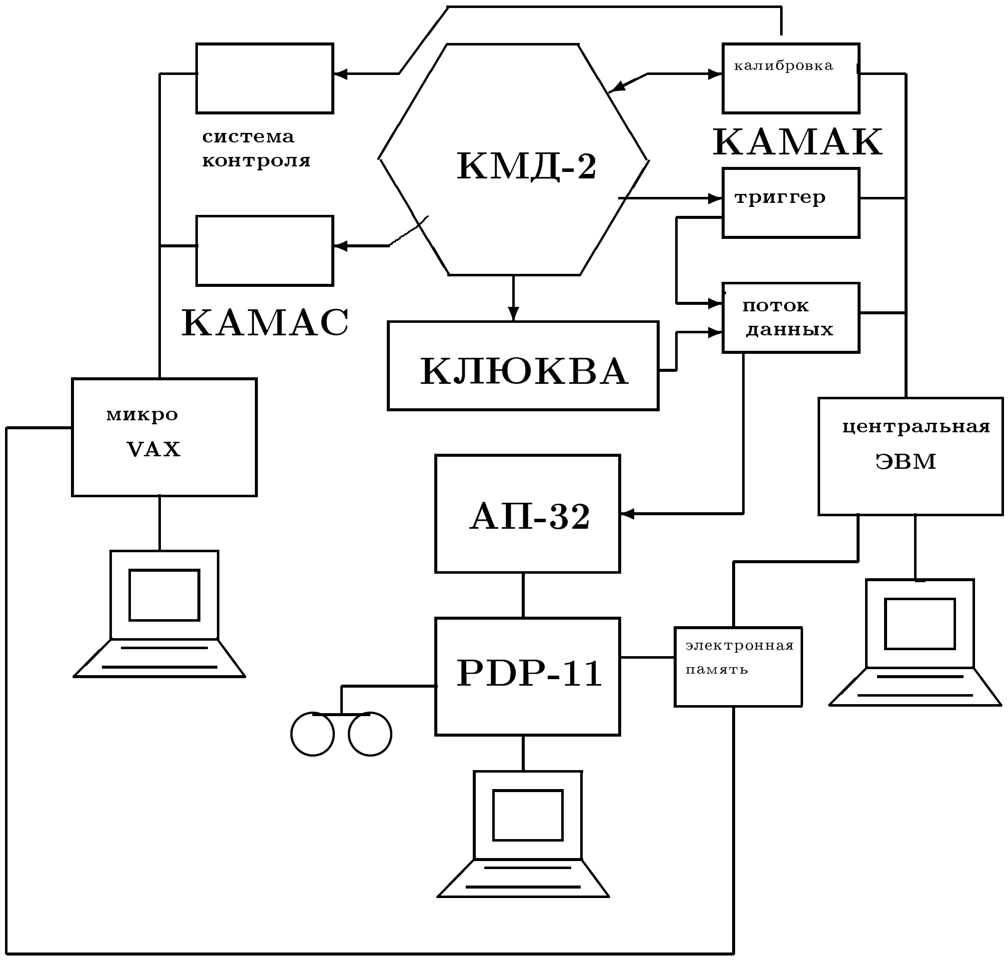

Рис. 2.5: Система сбора данных детектора КМД-2 (1996).

Схема системы сбора данных, используемой в заходах 1996 года, показана на Рис. 2.5.

Сигналы с детектора регистрируются быстрой оцифровывающей электроникой, выполненной в стандарте КЛЮКВА [27]. В случае положительного решения триггера, данные из информационных плат крейтов КЛЮКВА передаются в блоки обмена [27] крейта КАМАК, после чего данные передаются в процессор АП-32 [28]. Управление передачей осуществляется программой, записанной в автоматический программируемый контроллер К-07 [29].

"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 компьютер микро VAX.

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

2.8 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 [30]. 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.

2.8.1 Реконструкция траектории заряженных частиц в координатной системе

Опишем коротко алгоритм реконструкции треков [31].

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, минимальное расстояние окружности до центра пучков e^+e^- в $R-\varphi$ плоскости R_{min} и разброс точек относительно проведенной 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, Z-координата ближайшей к пучку точки Z_{min} и разброс точек относительно подгоночной кривой σ_z. При подгонке в плоскости $R-Z$ учитывается 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.

2.8.2 Реконструкция фотонов в электромагнитном калориметре

Во время эксперимента в каждом событии записывается информация для всех кристаллов, амплитуда сигнала с которых превысила определенный порог. При первичной обработке данных программа реконструкции проводит следующие операции:

- Пересчет адресов и каналов электроники в номера кристаллов и энерговыделения в них с использованием данных калибровки.
- Поиск кластеров, т.е. связанных групп кристаллов.
- Расчет энерговыделения и координат кластеров.
- Расчет 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 пересчет адреса в номер кристалла и производится пересчет амплитуды в энергию с учетом калибровочных коэффициентов.

Далее происходит поиск кластеров. Кластером называется связанная группа кристаллов с энерговыделением $E > E_{min} = 2$ МэВ, содержащая хотя бы один счетчик с энерговыделением более 15 МэВ. Связанными считаются кристаллы, соприкасающиеся гранью или углом.

Энерговыделение кластера рассчитывается как сумма энерговыделений кристаллов, а углы — как угол прямой, проведенной из вершины события в центр тяжести кластера. Для восстановления энергии фотона из энергии кластера вводилась поправка, зависящая от точки попадания фотона в калориметр.

2.8.3 Глобальная реконструкция события и запись информации

После восстановления треков и кластеров 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 $P_i < 1,5 E_{beam}$;
- 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

Моделирование детектора КМД-2

Моделирование методом Монте-Карло является неотъемлемой частью любого эксперимента в физике частиц. При изучении какого-либо физического процесса необходимо знать отклик детектора как на сам исследуемый процесс, так и на фоновые процессы. Основной задачей моделирования является вычисление эффективности регистрации событий и нахождение ожидаемых распределений по энергии, углам и другим физическим величинам. Кроме того, моделирование детектора необходимо для оптимизации триггера и проверки программ реконструкции событий.

Программа моделирования, в идеале, должна полностью имитировать физические процессы в детекторе, начиная с взаимодействия электрона и позитрона и получения набора частиц, вылетающих из места встречи (**первичное моделирование**), и, далее, процессы взаимодействия рожденных частиц с веществом детектора (**вторичное моделирование**). Следующим этапом является **оцифровка**, т.е. моделирование отклика чувствительных элементов детектора. Результатом работы программы должен быть файл с "сырыми" данными такого же формата, как и экспериментальные события. Кроме того, для данных моделирования естественно записывать дополнительную информацию о структуре события, параметрах рожденных частиц и т.п. Дальнейшая обработка данных моделирования программами реконструкции практически не отличается от обработки экспериментальных событий, за исключением возможности доступа к дополнительной информации.

Таким образом, программа функционально распадается на три части: первичное моделирование, т.е. генерация параметров начальных частиц, вторичное моделирование, представляющее собой проведение частиц через элементы детектора, и, наконец, оцифровка и запись файла с выходной информацией. Основное время, как правило, затрачивается программой на втором этапе, так как имитация процессов, происходящих при прохождении частиц через вещество детектора, приводит к рассмотрению большого количества вторичных частиц, рождаемых в таких процессах. Важными параметрами моделирования являются минимальные энергии частиц (электронов, фотонов и др.), при которых еще рассматривается их взаимодействие с детектором. Чем меньше эти пороговые энергии, тем точнее моделирование события, но тем больше количество вторичных частиц и, следовательно, время счета.

3.1 Основные принципы программы моделирования КМД-2

Пакет GEANT, созданный в CERN, активно применяется для моделирования экспериментов по физике высоких энергий в лабораториях всего мира. На основе такого интенсивного использования и тестирования GEANT постоянно обновляется. Программа моделирования КМД-2 работает в настоящий момент на основе версии 3.21.

Одной из наиболее важных частей моделирования программой GEANT является проведение частиц через детектор, который представляет собой сильно неоднородную среду. Детектор описывается как набор блоков различных геометрических форм, каждый блок заполнен так называемой "средой", свойства которой задаются при описании детектора. Среда характеризуется не только типом вещества, но и наличием и распределением магнитного поля, ограничениями на величину перемещения частицы при проведении через вещество.

Адронные взаимодействия в GEANT могут моделироваться по выбору пользователя одной из программ моделирования адронных ливней: GHEISHA [32] или FLUKA [33,34].

3.2 Описание детектора КМД-2 в программе моделирования

При написании программы моделирования на основе GEANT важной частью является задание геометрии детектора: описание веществ и материалов, из которых состоит детектор, магнитного поля, описание частей детектора в виде блоков различной геометрической формы из стандартного набора GEANT, задание чувствительных блоков детектора и формата записей о срабатывании чувствительных элементов. Тщательное описание активных частей детектора (камеры, калориметры и т.п.) и пассивного вещества элементов конструкции необходимо для правильного учета физических процессов, происходящих с частицами при движении в детекторе. В то же время точное описание всех деталей конструкции реального детектора вряд ли представляется возможным. Описание геометрии и веществ детектора в программе моделирования всегда представляет собой некоторое приближение. Кроме того, подробное разбиение на множество блоков небольшого размера (например, описание каждой проволочки в дрейфовой камере) значительно увеличивает процессорное время моделирования, т.к. при проведении частицы на каждом шаге анализируется расстояние от текущей точки до ближайших блоков, на основании чего выбирается величина следующего перемещения. Поэтому в программах моделирования сложных детекторов проволочки в камерах задаются усредненно методом "размазывания" вещества проволочек по всему объему камеры, т.е. изменением параметров среды газового объема таким образом, чтобы правильно воспроизвести многократное рассеяние на проволочках. Подобным же образом поступают при описании кабелей, катушки и другого пассивного вещества. Точность описания геометрии детектора должна более или менее соответствовать точности моделирования процессов, происходящих в веществе.

Рассмотрим описание детектора КМД-2 в программе моделирования. Начало координат совпадает с точкой рождения первичных частиц. Ось Z направлена по направлению движения пучка позитронов. Главный (по принятой терминологии "материнский") объем, в который помещаются все блоки детектора, представляет собой заполненный вакуумом параллелепипед с размерами $200 \times 200 \times 200$ см^3. В центр материнского объема помещен объем цилиндрической формы с радиусом 37,5 см и продольным размером 100 см, внутри которого моделируется магнитное поле. По умолчанию — это однородное магнитное поле, направленное вдоль оси пучков, величина которого в кГс задается в картах данных. Предусмотрен вариант работы с магнитным полем, соответствующим реальному распределению магнитного поля в детекторе, которое несколько отличается от однородного, особенно вблизи компенсирующих соленоидов.

3.2.1 Вакуумная камера

Центральная часть вакуумной камеры описана в виде трубки из бериллия толщиной 770 мкм. Длина этой трубки 25,8 см, внешний радиус 1,7 см. Далее, по обе стороны от места встречи она переходит в трубу из алюминия толщиной 3 мм. Описана также внешняя трубка из майлара толщиной 150 мкм, внутренний радиус 2 см, которая полностью охватывает вакуумную камеру. Полная длина вакуумной трубы в моделировании составляет 50 см.

3.2.2 Дрейфовая камера

В моделировании дрейфовая камера описана в виде цилиндра длиной 44 см, внутренним радиусом 2,05 см и внешним 30 см. Цилиндр заполнен веществом, параметры которого подобраны так, чтобы учесть газовую смесь и вещество всех проволочек, равномерно "размазанное" по объему камеры. Внешняя обечайка представляет собой трубу из стеклотекстолита толщиной 2 мм, внутренний радиус 29,5 см, длина 44 см. Торцевые фланцы также описаны в виде стеклотекстолитовых колец толщиной 10 мм, внутренний и внешний радиусы 2,3 см и 29,7 см, расположены фланцы на расстоянии 22,4 см по обе стороны от центра. Камера разбита на три слоя, каждый из которых разделен на ячейки. Как уже упоминалось, сами проволочки в моделировании не описаны.

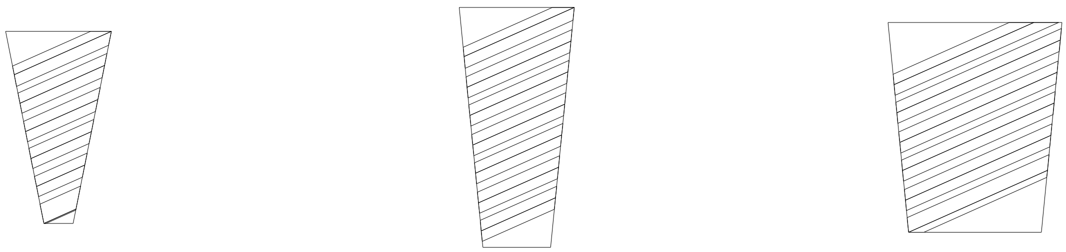

Рис. 3.1: Разбиение на чувствительные области ячеек первого, второго и третьего слоя дрейфовой камеры при угле Лоренца $\alpha_L = 30^\circ$.

Чувствительными элементами камеры являются области ячейки в форме трапеций, соответствующие каждой сигнальной проволочке (см. Рис. 3.1). Центр чувствительной области находится в точке расположения проволочки. Трапеция образуется двумя линиями, идущими под углом, равным углу Лоренца на расстоянии 3,3 мм по обе стороны от центра, а остальные размеры ограничиваются размерами ячейки. Вообще говоря, это даже не трапеция, а сумма двух трапеций по обе стороны от проволочки, которые не эквивалентны друг другу в случае крайних проволочек, когда линия, идущая под углом Лоренца, может пересечь верхнюю или нижнюю границу ячейки. Угол Лоренца и ширина чувствительной области задаются в специальной карте. Такой подход к описанию чувствительных областей, хотя и усложняет задание геометрии камеры, заметно упрощает вычисление времени дрейфа и амплитуды и представляется весьма естественным.

Трапецивидная область является основой для формирования записей о срабатываниях дрейфовой камеры. В такой записи, которая образуется отдельно для каждой заряженной частицы, проходящей через каждую чувствительную область, содержатся координаты пересечения частицей трапеции на входе и выходе из нее, время пролета частицы до попадания в область, номер проволочки, суммарная выделившаяся энергия внутри чувствительной области. При оцифровке события на основе информации, сохраненной в виде таких записей, формируется отклик дрейфовой камеры.

Таблица 3.1: Расположение слоев Z-камеры

	внутренний радиус, см	внешний радиус, см	длина, см	позиция по Z, см
внутренний катод	30,540	30,640	79,0	0,0
внутренний слой	30,640	31,425	79,0	0,0
средний катод	31,425	31,525	79,0	0,0
внешний слой	31,525	32,335	79,0	0,0
внешний катод	32,335	32,435	79,0	0,0
торцы	30,40	32,435	0,75	$\pm 40,25$

3.2.3 Z-камера

Геометрия Z-камеры в GEANT также цилиндрична и представлена в Таблице 3.1.

Вещество, из которого состоят все катоды — стеклотекстолит, а слои камеры заполнены газом, описанным в моделировании как CF_4 (фреон).

Чувствительным элементом является сектор каждого из слоев. Формат записи о срабатывании Z-камеры такой же, как и в случае дрейфовой камеры: координаты пересечения заряженной частицей сектора на входе и выходе из него, время пролета частицы до попадания в сектор, номер сектора, суммарная выделившаяся энергия.

3.2.4 Цилиндрический калориметр на основе CsI

Цилиндрический калориметр детектора КМД-2 описан в моделировании как набор из 892 блоков, представляющих кристаллы йодистого цезия.

На Рис. 3.2 показано поперечное сечение цилиндрического калориметра, полученное из программы моделирования КМД-2 с помощью стандартных средств GEANT. Внутренний радиус калориметра — 39,8 см, длина линейки 98 см. Толщина алюминиевой плиты, на которой закреплены линейки, — 5,5 см, стальной полосы для крепления счетчиков — 1 см.

Элементом записи срабатывания для калориметра, очевидно, является кристалл CsI. Запись образуется для каждого "трека", попавшего в вещество CsI. При этом под "треком" понимается частица, независимо от ее заряда, имеющая в терминологии GEANT статус "первичной", вместе с образованным ею каскадом вторичных частиц. В записи сохраняются координаты точки первого взаимодействия в кристалле данного трека, время пролета до первого взаимодействия, физический номер кристалла, а также суммарное энерговыделение в этом кристалле от всех частиц трека.

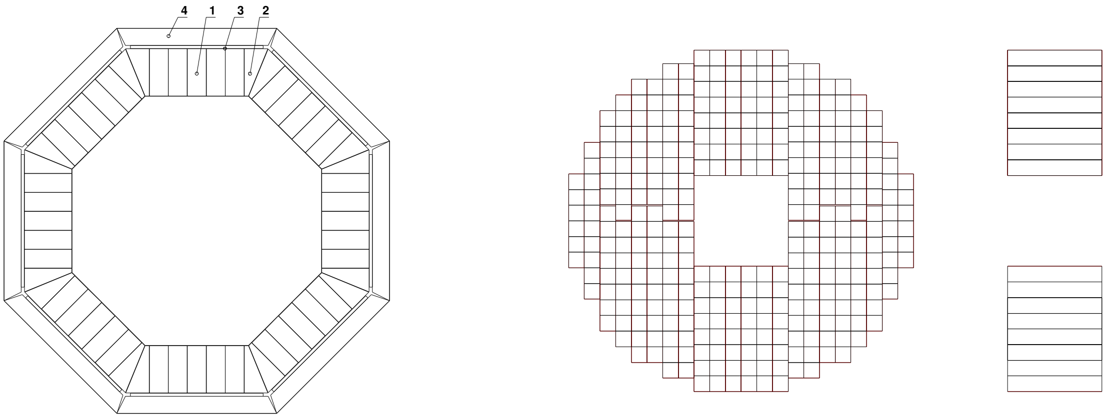

Рис. 3.2: Слева: Калориметр на основе CsI в поперечном сечении. 1 — кристалл стандартной формы, 2 — кристалл усеченной формы, 3 — стальная полоса, 4 — алюминиевая плита. Справа: Один из торцов BGO калориметра в поперечном и продольном сечении.

3.2.5 Торцевой калориметр на основе BGO

Торцевой калориметр детектора КМД-2 состоит из двух частей, с разных сторон от места встречи. Каждая часть представляет собой матрицу из 340 кристаллов BGO (Рис.3.2).

Чувствительным элементом является один кристалл BGO. Запись о срабатывании полностью аналогична записи для цилиндрического калориметра CsI.

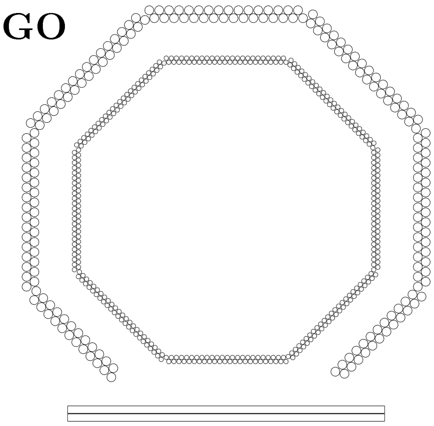

Рис. 3.3: Мюонная система в поперечном сечении.

3.2.6 Мюонная система

Система, как она описана в моделировании, изображена на Рис.3.3. Основные параметры внутренней и внешней пробежной систем приведены в Таблице 3.2.

При описании мюонной системы в моделировании трубы располагались внутри прямоугольных блоков, заполненных вакуумом, которые затем позиционировались в цикле с соответствующей матрицей поворота. Эти блоки пересекаются между собой, поэтому описаны с ключом 'MANY'. При этом, как видно из рисунка, сами трубы мюонной системы не пересекаются. Вещество стенок труб описано как железо, а в качестве газа, заполняющего трубки, в программе моделирования используется просто воздух.

Чувствительным элементом для срабатываний мюонной системы является объем га-

Таблица 3.2: Параметры пробежной системы

	внутренняя система	внешняя система
диаметр трубы, мм	20,0	40,0
толщина стенки, мкм	200,0	300,0
длина трубы, см (стандартный блок)	89,5	115,0
длина трубы, см (нестандартный блок)	79,5	140,0
шаг в слое, см	2,25	4,38
сдвиг между слоями, см	1,8	3,48
число труб в блоке	48	32
полное число труб	384	232

за внутри трубки. Запись о срабатывании содержит координаты пересечения трубы на входе и выходе частицы, время пролета до трубы, номер трубы, а также номер канала, соответствующего связке труб.

3.2.7 Пассивное вещество магнитной системы детектора

Катушка основного магнита, компенсирующие соленоиды и ярмо магнита (см. Рис. 3.4) занимают заметную часть детектора.

Ярмо магнита и сопутствующие торцевые конструкции описаны в виде, изображенном на рисунке, и состоят из железа. Катушка описана в виде чередующихся цилиндров длиной 80 см, представленных в Таблице 3.3.

Каждый из компенсирующих соленоидов представляет собой следующую конструкцию. Это параллелепипед из алюминия длиной 16 см по оси Z и поперечными размерами 12×12 см^2 с цилиндрическим отверстием вдоль Z радиусом 5,4 см. К алюминиевому блоку пристыкован со стороны места встречи блок из железа такой же геометрии в поперечном направлении, но длиной 1 см. Внутри компенсирующих соленоидов описана соответствующая часть вакуумной трубы из алюминия толщиной 3 мм, внешний радиус 2 см. Катушка компенсирующего магнита описана в виде вложенных цилиндров, расположение и вещество которых указаны в Таблице 3.4. В качестве специальной смеси берется состав из железа, меди, олова и свинца. Плотность смеси задана 8,65 г/см^3. Такое описание позволяет правильно задать количество вещества в катушке, реально представляющей из себя гораздо более сложную конструкцию.

Таблица 3.3: Описание катушки магнита

внутренний радиус, см	внешний радиус, см	вещество
33,0	33,2	алюминий
34,0	34,15	алюминий
35,5	35,66	медь
35,66	35,693	свинец
36,5	36,657	железо
37,5	37,65	алюминий
38,1	38,4	алюминий
36,5	36,657	железо
35,5	35,66	медь

Таблица 3.4: Описание компенсирующей катушки

внутренний радиус, см	внешний радиус, см	вещество
2,50	2,85	специальная смесь
2,90	3,25	специальная смесь
3,30	3,65	специальная смесь
4,1	4,2	железо
4,3	4,4	железо
4,5	4,6	железо
4,7	4,8	железо
5,1	5,4	железо

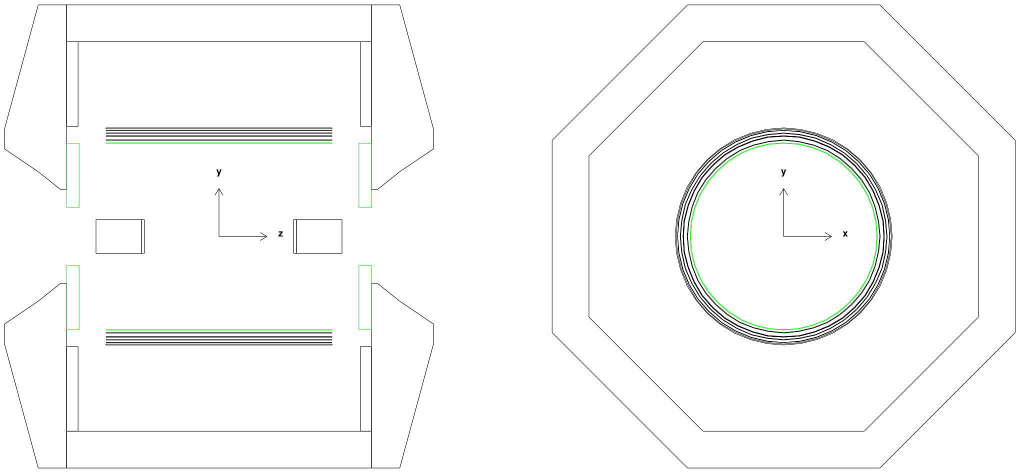

Рис. 3.4: Вещество магнитной системы детектора.

3.3 Проведение частиц через детектор

Процессы, происходящие с частицами в детекторе, величина перемещения в веществе, потери энергии полностью определяются заданием геометрии и вещества детектора, а также входными картами данных GEANT.

Управление проведением через вещество производится с помощью программы GUSTEP, вызываемой на каждом шаге. Основные действия, производимые данной подпрограммой в моделировании КМД-2, следующие:

- Обработка вторичных частиц, рожденных на данном шаге. Частицы, рожденные в различных процессах, могут по разному включаться в дальнейшее рассмотрение для проведения. Программа моделирования КМД-2 с этой точки зрения имеет следующие особенности:
  - нейтрино любых типов выключаются из дальнейшего рассмотрения
  - частицы, рожденные в результате распада или на стенках вакуумной трубы, получают статус "первичных".
- Заполнение записей о срабатываниях. На каждом шаге анализируется, не находится ли частица в каком либо из чувствительных блоков, и заполняются соответствующие записи — суммируется энерговыделение, запоминаются координаты пересечения границ и т.п.

- Заполнение структур данных моделирования. В процессе проведения частиц готовится информация для занесения в банки данных о моделировании — для "первичных" частиц запоминаются ссылки к материнским частицам для последующего формирования дерева частиц, заполняются маски срабатывания, точка гибели и др.

Моделирование КМД-2 можно производить в два этапа. Первый этап представляет собой проведение через детектор. Если моделирование ограничивается этим этапом, то выходной файл содержит для каждого события банк записей о срабатываниях (стандартные банки GEANT с именем HITS) и структуры данных моделирования. Второй этап представляет собой оцифровку и подготовку данных о физическом отклике детектора. В выходной файл записываются сырые данные в том же формате, что и экспериментальные, а также структуры данных моделирования. Естественно, можно производить моделирование сразу до конечного этапа, не сохраняя промежуточные записи о срабатываниях.

3.4 Структуры данных моделирования детектора КМД-2

Выходной файл программы моделирования может содержать следующие структуры данных:

1. **SIMP** — пустой банк верхнего уровня, задающий начало последовательной цепочки банков данных, каждый из которых соответствует одной из карт данных (имя банка, как правило, совпадает с ключевым словом карты). В этой структуре можно найти основные параметры, задающие условия работы GEANT (стандартные карты GEANT, задающие пороговые энергии, включение различных физических процессов, параметры генератора первичной кинематики события и т.п.), а также содержимое специальных карт моделирования КМД-2: величина магнитного поля, угол Лоренца, параметры для подпрограмм оцифровки. Структура **SIMP** обязательно содержится в начале выходного файла моделирования, независимо от того, проводится моделирование до этапа записи банков HITS или до уровня сырых данных. Причем в случае, когда моделирование проводится в два этапа, такая структура появляется дважды, т.к. на каждом этапе вводятся свои карты данных. Программа реконструкции сохраняет структуры **SIMP**, перенося их без изменений в начало выходного файла реконструированных событий.

2. **HITS** — стандартный банк данных GEANT с информацией о срабатываниях частиц в чувствительных элементах детектора.

3. **MCEV** — содержит общую информацию о событии в целом и является вершиной дерева банков с информацией о частицах. Такое дерево воспроизводит дерево генерации частиц в событии (связи идут от материнских частиц к дочерним).

4. **CMD2** — содержит оцифрованные данные об отклике детектора точно в формате сырых данных, поступающих с КМД-2. Эта структура полностью определяется банками **HITS** и может генерироваться на втором этапе моделирования.

Подробная структура банков описана в [14].

3.5 Оцифровка данных систем детектора

На основе записей HITS для каждого события моделируется отклик детектора. Вообще говоря, структура HITS содержит много больше информации, чем сформированные сырые данные. Запись срабатываний образуется при попадании частицы на вход чувствительного блока. Поэтому конкретный чувствительный элемент (сектор Z-камеры, кристалл калориметра, область вокруг проволочки в дрейфовой камере) может иметь в событии множество таких записей. Если частица с малым импульсом закручивается в магнитном поле, она многократно пересекает область одной и той же проволочки, каждый раз образуя новую запись HITS, кроме того, в эту же область может попасть и другая частица. Физически же это один канал электроники, и в конечную запись сырых данных войдут только адрес канала, время дрейфа и амплитуды. Задача подпрограмм оцифровки состоит не только в пересчете физических величин в каналы электроники, но и в правильной обработке срабатываний с учетом особенностей электроники. Рассмотрим оцифровку для каждой системы детектора отдельно.

3.5.1 Дрейфовая камера

Первым этапом оцифровки события является считывание записей HITS из банка. При этом устанавливается ограничение на число записей о срабатываниях в дрейфовой камере, равное 300. Если количество срабатываний дрейфовой камеры в событии превышает этот порог, то считываются первые 300 и выдается соответствующее сообщение.

Следующим этапом оцифровки является сортировка записей по номерам проволочек, т.е. определяются группы срабатываний для каждой проволочки дрейфовой камеры. Здесь также имеется ограничение на число записей с одной и той же проволочки — не более 20. При большем количестве берутся только первые 20. Очевидно, что при таком большом количестве попаданий в одну проволочку, правильное моделирование отклика детектора практически невозможно.

Следующий уровень — оцифровка одной проволочки, формирование отклика каналов детектора, соответствующих данной конкретной проволочке. В реальном эксперименте каждая сигнальная проволочка дрейфовой камеры детектора КМД-2 выдает информацию из шести слов: адрес временного канала, время, адрес первого амплитудного канала, амплитуда A_1, адрес второго амплитудного канала, амплитуда A_2.

В моделировании стоит задача правильно определить время дрейфа ионизации до проволочки. Запись HITS содержит координаты пересечения треком чувствительной области на входе и выходе. В настоящий момент используется следующая весьма упрощенная модель вычисления расстояния L_{dr} от трека до проволочки: трек внутри чувствительной области представляется прямой линией, соединяющей точки входа и выхода, а расстояние до точки расположения проволочки вычисляется как расстояние от этой прямой вдоль направления угла Лоренца. Время, измеряемое дрейфовой камерой, вычисляется по формуле:

$T_{dr} = T0 - TOF - \frac{L_{dr}}{V_{dr}}$,

где $T0$ — время, привязанное к срабатыванию триггера, TOF — время пролета трека до попадания в чувствительную область, V_{dr} — скорость дрейфа.

Перед определением времени к L_{dr} добавляется поправка, соответствующая координатному разрешению дрейфовой камеры. Подробное обсуждение моделирования координатного разрешения дрейфовой камеры вынесено в отдельный параграф.

Кроме того, после вычисления длины дрейфа определяется вероятность несрабатывания проволочки, и, в соответствии с этой вероятностью, сигнал от данной проволочки либо записывается в файл, либо точка считается потерянной. Моделирование эффективности описано далее в соответствующем параграфе.

В эксперименте координата Z дрейфовой камеры определяется методом деления заряда по амплитудам с разных концов проволочки. В моделировании стоит обратная задача: имея координату срабатывания Z и амплитуду (энергия, выделившаяся в чувствительной области около проволочки), нужно вычислить значения амплитуд A_1 и A_2. Перед таким вычислением в координату Z добавляется поправка, описывающая разрешение (см. ниже параграф об учете разрешения). Затем амплитуды вычисляются по формуле:

$A_1 = A \cdot \frac{1-R}{2}$, $A_2 = A \cdot \frac{1+R}{2}$, где A — полная амплитуда на проволочке, $R = R_{min} + (R_{max} - R_{min}) \cdot \frac{Z - Z_{min}}{Z_{max} - Z_{min}}$; $Z_{min} = -23,05$ см; $Z_{max} = 23,05$ см; $R_{min} = -0,8$; $R_{max} = 0,8$.

В случае неоднократного срабатывания одной проволочки в качестве времени выбирается максимальное из всего набора срабатываний, оцифрованных по описанной процедуре. Амплитуды же суммируются для всех срабатываний, отличающихся от максимального времени не более чем на 300 нс.

Заключительным этапом оцифровки является перевод полученных значений амплитуд и времени из ГэВ и нс в число каналов электроники, определение соответствующих адресов и подготовка записи в банк сырых данных. Время в числе каналов определяется из расчета 2 нс на канал. Коэффициенты перевода амплитуды из ГэВ в число каналов задаются во входных картах. Кроме того, учитывается ограниченный диапазон электроники, т.е. при превышении 4096 каналов происходит сброс амплитуды и отсчет с нуля.

Моделирование эффективности срабатывания проволочек

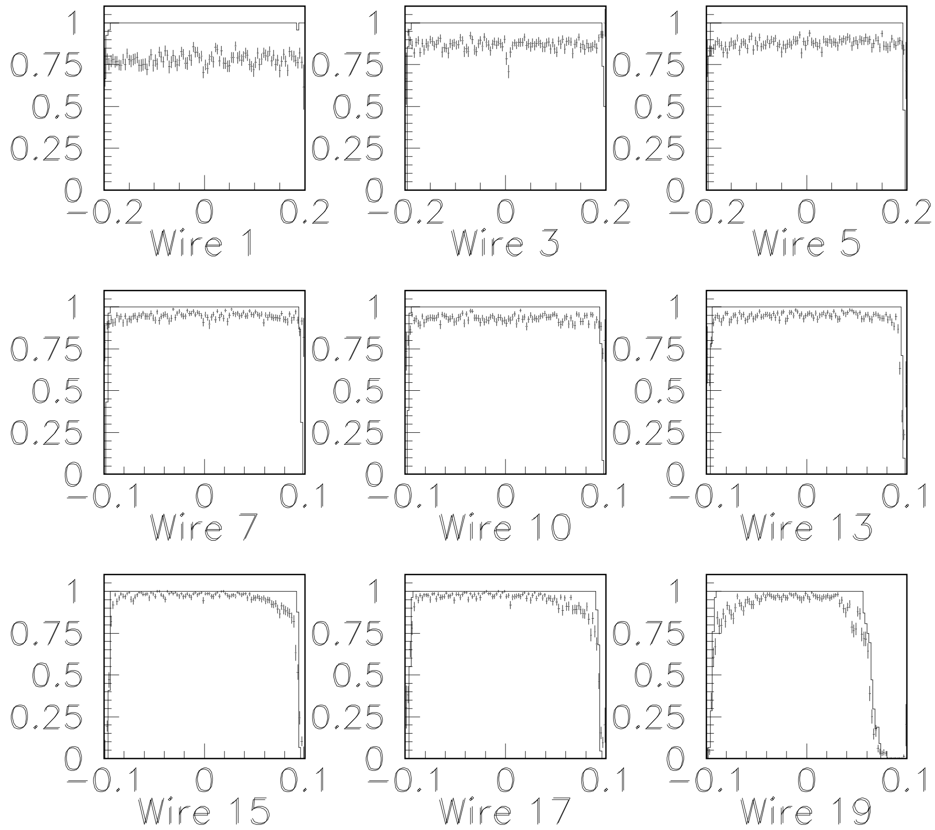

Рис. 3.5: Вероятность срабатывания проволочек дрейфовой камеры данных 1996 года в зависимости от угла φ в ячейке для проволочек, расположенных на разных радиусах. Точки с ошибками — эксперимент, сплошная линия — моделирование, учитывающее только геометрические факторы.

Потери эффективности в дрейфовой камере возникают из-за поглощения электронов первичной ионизации в газе и краевых эффектов в ячейке. Для правильного учета в моделировании неэффективности дрейфовой камеры в течение эксперимента проводилась следующая процедура. Отбирались события упругого e^+e^- рассеяния с двумя хорошо восстановленными треками в дрейфовой камере, имеющими продолжение в Z-камере. Каждый из таких треков имеет достаточно большой импульс (510 МэВ для данных в области ϕ мезона) и должен вызывать срабатывания всех 19 проволочек дрейфовой камеры, расположенных на разных радиусах. Реально трек иногда имеет "пропавшие" точки, причем для реконструированного трека легко вычислить, на каком расстоянии от проволочки должна была находиться первичная ионизация. По отобранным событиям упругого рассеяния изучалась вероятность потери срабатывания для трека e^+ в зависимости от угла φ внутри ячейки, характеризующего расстояние дрейфа ионизации до проволочки. Выбирался трек именно с положительным знаком заряда, потому что при условиях набора данных детектором КМД-2 (отрицательное значение магнитного поля) кривизна положительно заряженного трека соответствует направлению угла Лоренца. В этом случае трек, пересекая границу ячеек, вызывает срабатывание единственной проволочки на одном уровне по радиусу, в то время как трек с отрицательным зарядом иногда будет вызывать срабатывание двух проволочек одного уровня в соседних ячейках, что усложняет алгоритм вычисления эффективности. Таким образом, изучались распределения по вероятности срабатывания от трека e^+, усредненные для проволочек, расположенных на одном радиусе. Всего получалось 19 таких спектров для каждого из слоев дрейфовой камеры. Причины потерь срабатываний грубо можно разделить на следующие:

- Из-за большого значения угла Лоренца на некоторых проволочках геометрически возникает область неэффективности, что можно видеть из Рис.3.1. Этот эффект автоматически учитывается в моделировании при правильном задании значения угла Лоренца. Величина угла Лоренца подбиралась для описания экспериментальных данных по эффективности дальней от места встречи проволочки (19 слой). Для данных 1996 года при скорости дрейфа 0,0045 см/нс угол Лоренца равен 28°.

- Из-за малой длины трека при пересечении края чувствительной области. Срабатывание в моделировании возникало бы, даже если трек слегка задел чувствительную область. Поэтому была введена поправка, учитывающая зависимость эффективности проволочки от длины трека внутри чувствительной области.

- И, наконец, потери эффективности, определяемые такими физическими процессами в дрейфовой камере, как поглощение в газе, флуктуации амплитуды и т.п. Именно эту часть необходимо получить из экспериментальных данных.

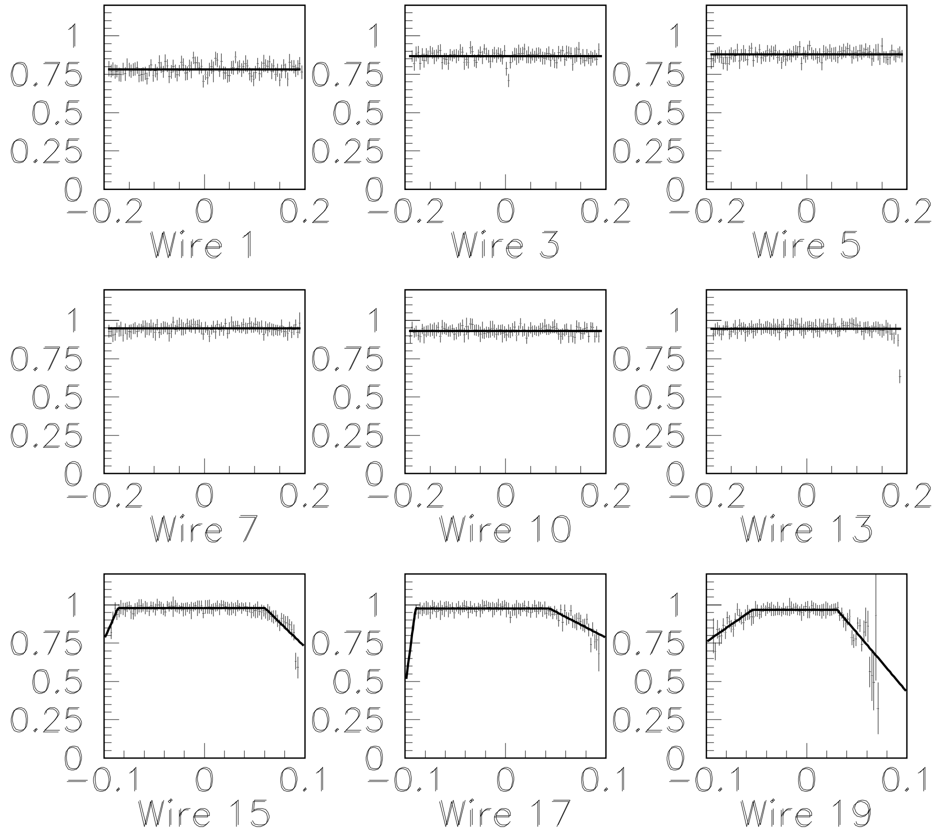

Рис. 3.6: Профиль эффективности проволочек дрейфовой камеры данных 1996 года в зависимости от угла φ в ячейке.

На Рис. 3.5 приведены распределения для вероятности срабатывания проволочек, полученные из данных последнего сканирования ϕ-мезона 1996 года. В первом ряду распределений представлены 3 проволочки из первого слоя дрейфовой камеры, в среднем ряду — из второго слоя, и в нижнем — третьего. Там же показаны соответствующие распределения из моделирования, полученные с учетом только длины трека в чувствительной области и геометрического фактора за счет угла Лоренца. Рисунок иллюстрирует правильность учета этих факторов, т.к. положение и наклон краев распределения хорошо описывается.

Эффективность проволочек за счет поглощения в газе и т.п. определяется как отношение приведенных на Рис. 3.5 гистограмм. На Рис. 3.6 приведены такие отношения вместе с функциями подгонки, которые и закладывались в моделирование для описания данных 1996 года. Можно видеть, что для первых двух слоев дрейфовой камеры эффективность не зависит от угла в ячейке, а в последнем, третьем слое уже наблюдаются краевые эффекты в ячейке и эффекты поглощения. В этом случае эффективность описывалась функцией, которая принимала постоянное значение в некоторой области углов,

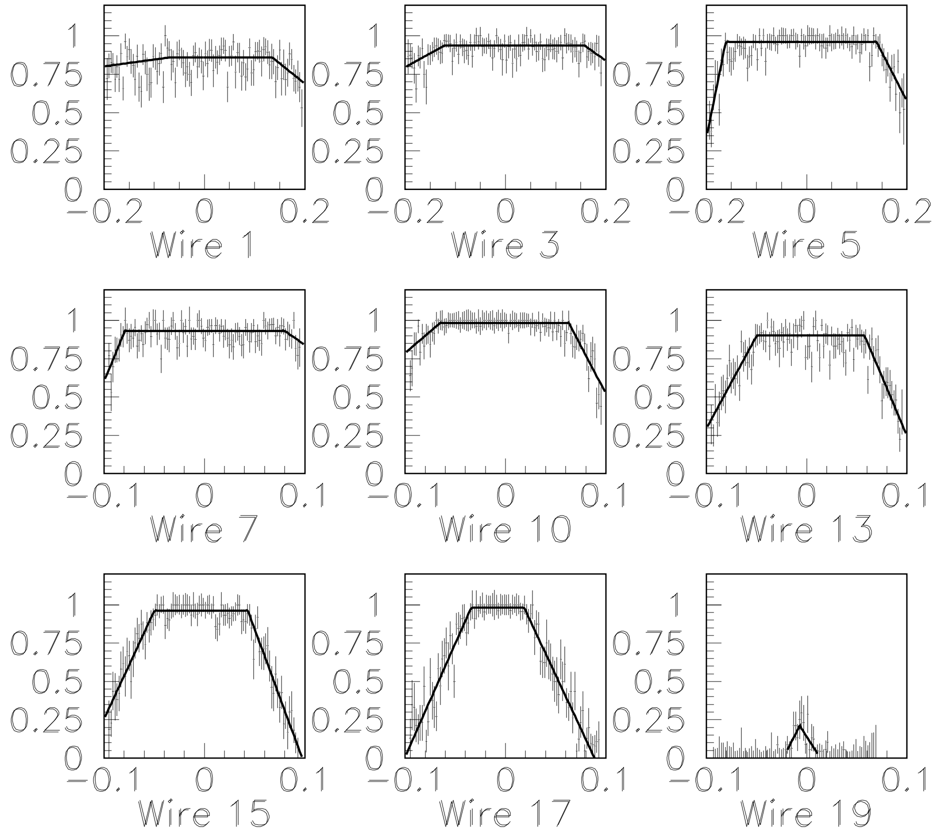

Рис. 3.7: Профиль эффективности проволочек дрейфовой камеры данных 1993 года в зависимости от угла φ в ячейке.

а за пределами этой области линейно уменьшалась.

Параметры, задающие эффективность проволочек, довольно заметно меняются в течение одного эксперимента (например, различные сканирования ϕ мезона 1996 года). Необходимо аккуратно усреднить эти параметры по заходам, используемым для конкретного анализа.

В данных, набранных в 1993 году, потеря срабатываний в третьем слое дрейфовой камеры была гораздо более значительна из-за технических неисправностей, связанных с замыканием внешнего электрода. На Рис. 3.7 приведены полученные таким же методом профили эффективности для данных 1993 года вместе с параметрами подгонки. Видно, что наиболее существенные потери эффективности имеются в третьем слое дрейфовой камеры, а самая дальняя 19-я проволочка вообще срабатывает лишь в узкой области около сигнальной проволочки, но и там эффективность не превышает 25%.

Профили эффективностей, полученные для экспериментальных данных различного типа, заложены в программу моделирования.

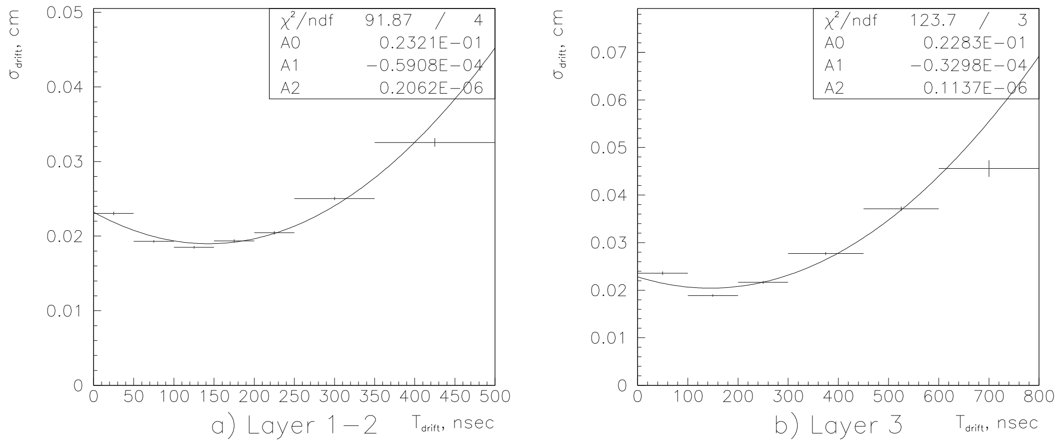

Рис. 3.8: Разрешение в зависимости от времени, измеренного в дрейфовой камере, для данных 1996 года. **a)** — для первых двух слоев камеры, **b)** — для третьего слоя.

Моделирование координатного разрешения дрейфовой камеры в плоскости R-φ

Параметры для моделирования координатного разрешения извлекаются из экспериментальных данных. Координатное разрешение дрейфовой камеры менялось в процессе работы детектора, поэтому группы данных, записанные в разное время, должны моделироваться со своими параметрами. Разбиение данных на группы, в которых вычисляются параметры разрешения, зависит от точности, предъявляемой к моделированию. Предварительно можно разбить данные на группы в соответствии с годом проведения эксперимента, пренебрегая изменениями в пределах одного года набора данных. Возможно, в дальнейшем для прецизионных экспериментов потребуется более детальное разбиение данных на группы.

Для изучения координатного разрешения дрейфовой камеры в R–φ плоскости применялась следующая процедура. Для каждого набора данных проводился отбор "хороших" треков, т.е. выходящих из области пучка, имеющих достаточно большое число точек и хороший параметр χ^2 проведения окружности. Для каждой точки на таком треке известны ее координаты, определенные с помощью программы реконструкции. Следовательно, можно вычислить расстояние от этой точки вдоль направления угла Лоренца до восстановленной окружности, которое и характеризует разрешение камеры. Выделяя достаточно небольшую область по времени, можно построить соответствующее одномерное распределение по отклонению точки от восстановленного трека, которые хорошо описываются нормальным распределением, и в результате подгонки можно извлечь σ отклонения для фиксированной области по времени. Эти величины среднеквадратичных отклонений изучались в зависимости от времени, измеренного в камере, для проволочек, расположенных на разных радиусах. Такие распределения для проволочек первых двух слоев камеры не противоречат друг другу и могут быть объединены, третий слой несколько отличается как по диапазону допустимых времен, так и собственно по величине разрешения.

На Рис. 3.8 приведено разрешение в зависимости от времени дрейфа для типичного захода 1996 года. По этой же процедуре проверялись и другие заходы, набранные в 1996 году при сканировании ϕ-мезона. Параметры функции, описывающей разрешение (полином второй степени), различаются не более чем на 2–3%.

Аналогично вычислялись зависимости разрешения от времени для данных 1993 года. Определение параметров разрешения в R-φ проекции будет произведено для всех данных.

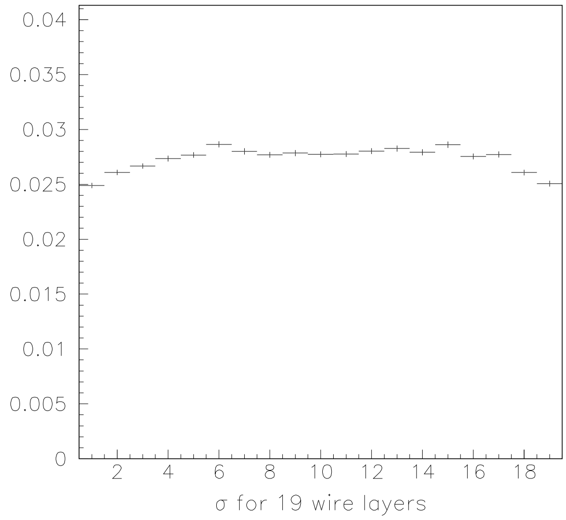

Рис. 3.9: Разрешение, полученное стандартной процедурой для моделирования, где было заложено разрешение 300 мкм в зависимости от номера слоя проволочки по радиусу.

Необходимо заметить, что прямая подстановка разрешения, полученного из экспериментальных данных, в моделирование не вполне корректна, т.к. вычисление отклонений точек от трека происходит после подгонки трека программой реконструкции, что несколько занижает истинное разрешение из-за конечного числа точек, по которым подгоняется трек. Величина эффекта зависит от радиуса, на котором находится проволочка. Кроме того, при подстановке полученного разрешения в моделирование эффект многократного рассеяния в дрейфовой камере учитывается дважды, т.к. он входит в разрешение, извлеченное из эксперимента, а, кроме того, независимо учитывается при проведении через вещество в программе GEANT. Чтобы учесть искажения, вносимые реконструкцией, а также влияние многократного рассеяния, проводилось моделирование треков с постоянным разрешением $\sigma = 300$ мкм. Применяя к такому набору треков стандартную процедуру определения разрешения, получаем результат, показанный на Рис. 3.9. Отношение этого разрешения к 300 мкм в зависимости от радиуса проволочки учитывалось при вычислении поправки, которая вносится в моделирование разрешения. После этого процедура определения разрешения по реконструированным событиям моделирования e^+e^- в условиях 1996 года дает результат, идентичный полученному для экспериментальных данных.

Моделирование координатного разрешения дрейфовой камеры в Z проекции

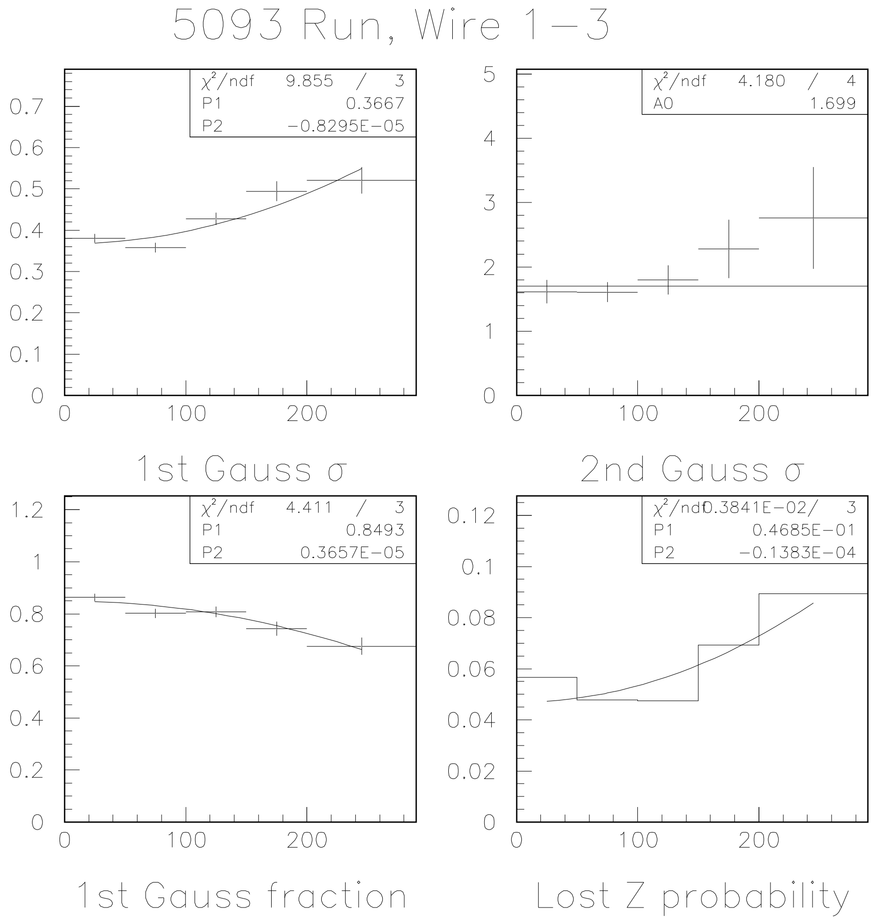

Рис. 3.10: Параметры Z разрешения дрейфовой камеры для первых трех проволочек, описываемого суммой двух нормальных распределений с малой и большой шириной: ширина каждого распределения в зависимости от времени, измеренного камерой, доля нормального распределения с малой шириной в суммарной подгонке, вероятность потери Z координаты.

Аналогичным образом определяются параметры, характеризующие разрешение дрейфовой камеры вдоль оси Z. Отклонения измеренной Z координаты точки от расчетной по параметрам трека также изучались в зависимости от времени дрейфа, т.е. от положения точки по φ. Такие отклонения для Z координаты в отличие от R–φ проекции уже нельзя подогнать одним нормальным распределением. Они описываются суммой двух нормальных распределений с разными ширинами. Кроме того, часть точек трека, восстановленных в R–φ проекции, не имеют Z координаты по различным причинам. Такая потеря эффективности также учитывается в зависимости от времени дрейфа.

На Рис.3.10 приведены ширины двух нормальных распределений, описывающие разрешение по Z, в зависимости от времени дрейфа, доля нормального распределения с малой шириной в суммарной подгонке, а также вероятность вообще не восстановить Z координату. Данные, приведенные на рисунке, получены на одном из заходов 1996 года для трех проволочек, ближайших к пучку. Параметры для Z разрешения получались для групп из трех-четырех проволочек в двух первых слоях дрейфовой камеры, а третьего слоя — целиком. Такое разбиение связано с тем, что резкое ухудшение разрешения происходит вблизи края ячейки, а поскольку мы параметризуем разрешение в зависимости от времени, то необходимо разбивать на группы, внутри которых граница по времени дрейфа незначительно изменяется. Таким образом, для каждой группы данных фитировались такие распределения, а затем использовались в моделировании.

3.5.2 Z-камера

При оцифровке сигналов Z-камеры ограничение на число срабатываний устанавливается отдельно для внутреннего и внешнего слоя — не более 100 в каждом.

Z-камера выдает информацию двух типов: анодную и катодную. Первая представляет собой данные о времени срабатывания и амплитуде сигнала секторов камеры в R-φ плоскости. Эта информация естественным образом извлекается из записей срабатываний Z-камеры, т.к. чувствительным элементом как раз является сектор. Амплитуда представляет собой суммарную амплитуду от всех срабатываний в данном секторе. Перевод амплитуды из ГэВ в число каналов с учетом ограничения динамического диапазона электроники осуществляется в соответствии с коэффициентами, заданными в картах.

Катодная структура Z-камеры в моделировании явным образом не описана, поэтому распределение амплитуд по катодным полоскам вычисляется в программе оцифровки. Делается это следующим образом. Каждая запись о срабатывании содержит координату Z пересечения анодной проволочки и полную выделившуюся энергию внутри сектора A. Определяются все кольцевые полоски шириной 6,5 мм вдоль Z, на которые, согласно приведенной ниже формуле, приходится более 0,1% амплитуды:

$A_{ring} = \frac{2A}{\pi}|arctg(e^{-\frac{\pi(Z_{end}-Z)}{2h}}) - arctg(e^{-\frac{\pi(Z_{beg}-Z)}{2h}})|$, где Z_{beg}, Z_{end} — координаты начала и конца кольца, $h = 4$ мм — зазор между катодом и анодом.

Эта формула является аналитическим решением задачи о распределении заряда, расположенного между двумя плоскостями [35].

Далее, для этих колец вычисляется распределение амплитуды по угловым сегментам: 16 ближайших к центру колец разделены на 4 равные части, по 10 колец с каждого края камеры оставлены сплошными, остальные кольца разделены пополам.

Распределение амплитуды на кольце по угловым сегментам вычисляется по аналогичной формуле в соответствии с положением точки срабатывания $\varphi = arctg(Y/X)$:

$A_\varphi = \frac{2A_{ring}}{\pi}|arctg(e^{-\frac{\pi R(\varphi_{end}-\varphi)}{2h}})-arctg(e^{-\frac{\pi R(\varphi_{beg}-\varphi)}{2h}})|$, где φ_{beg}, φ_{end} — угловые границы сегмента, R — радиус соответствующего слоя Z-камеры.

Рассчитанные амплитуды переводятся в число каналов и формируется запись сырых данных от катодной части Z-камеры, представляющая собой последовательность адресов сработавших каналов и соответствующей амплитуды.

3.5.3 Калориметр CsI и BGO

Оцифровка калориметрической части детектора весьма проста: необходимо лишь просуммировать различные срабатывания в одном и том же кристалле, перевести амплитуду в число каналов и при превышении порога записать адрес кристалла и амплитуду. Коэффициенты перевода амплитуды и пороги управляются с помощью карт.

Предусмотрена возможность учета продольной неоднородности светосбора, величина которой задается в картах.

Кроме стандартной амплитудной информации, цилиндрический калориметр CsI выдает еще информацию о времени пролета с каждой линейки кристаллов. Энерговыделение всех кристаллов линейки суммируется и, при превышении специального порога на амплитуду линейки, минимальное время из срабатываний кристаллов данной линейки записывается вместе с ее адресом.

3.5.4 Мюонная система

Сырые данные мюонной системы содержат два типа информации: разница времени прихода сигналов на концы цепочки труб и время дрейфа. Первая часть данных используется для определения Z координаты трека, вторая — для определения радиуса внутри трубы.

Элементом срабатывания в мюонной системе, как уже говорилось, является одна трубка. Физический канал представляет собой связку труб. Поэтому при оцифровке группируются срабатывания от труб из одной цепочки, а затем определяется разность минимальных времен прихода на два конца цепочки ΔT и минимальное время дрейфа в трубке T_{dr}. Скорость дрейфа в газе пробежной системы может задаваться в картах, по умолчанию ее значение 0,00286 см/нс.

Первая группа данных пробежной системы представляет собой последовательность адрес канала – время, где время рассчитывается по формуле

$(\Delta T + 60 + \delta T) \cdot F$, где δT — случайное число, сгенерированное в соответствии с нормальным распределением с шириной, соответствующей разрешению по Z-координате 5 см, F — фактор перевода в число каналов (по умолчанию 40,0).

Следующая группа данных, также в формате адрес канала – время, содержит в качестве времени целую часть от $\frac{T_{delay}-T_{dr}}{2{,}4}$, где T_{delay} — время задержки, по умолчанию 9200 нсек.

3.5.5 Моделирование триггера детектора

В записи каждого экспериментального события присутствует триггерная маска, которая содержит информацию о срабатывании триггеров систем детектора. Очевидно, необходимо правильно моделировать эту запись. Необходимо заметить, что в моделировании записываются все события, независимо от срабатывания триггера, поэтому при работе с событиями моделирования анализ триггерной записи существенен.

Первый бит маски триггера соответствует срабатыванию так называемого трекфайндера или трекового процессора детектора КМД-2 [24]. Это устройство, используемое в системе первичного триггера, позволяет по информации о сработавших проволочках дрейфовой и Z камер принять быстрое решение о наличии хотя бы одного трека, выходящего из места встречи пучков и описывающего движение заряженной частицы в магнитном поле. Опорная точка для поиска трека берется из Z-камеры. Ячейки первых двух слоев дрейфовой камеры объединяются в области возможных треков, проходящих через определенную опорную точку. Моделирование трекфайндера делается на этапе оцифровки на основе записей срабатываний дрейфовой камеры и Z-камеры. Проверяется соответствие набора сработавших ячеек и опорной точки Z-камеры маскам трекового процессора, и в результате определяется логическая переменная срабатывания трекфайндера.

Следующий бит триггерной маски — триггер Z-камеры. Он взводится в случае, когда в событии сработал хотя бы один сектор Z-камеры.

Третьим битом маски является триггер цилиндрического калориметра. Он считается сработавшим, если энерговыделение одной из линеек кристаллов CsI превышает устанавливаемый в картах порог.

Далее следует бит триггера мюонной системы, который не равен нулю в случае срабатывания хотя бы одного канала системы.

В маске присутствует также бит, соответствующий нейтральному триггеру. Это устройство [25] является частью системы первичного триггера. На основе информации об энерговыделении в линейках калориметра и данных трекового процессора нейтральный триггер определяет наличие в калориметре полезного события. Триггер проверяет наличие в калориметре кластера (т.е. непрерывная последовательность сработавших модулей), определяет величину максимальной дырки (последовательность несработавших модулей), анализирует величину энерговыделения во всех 56 линейках и информацию от координатных систем. Положительное решение триггера есть совпадение различных комбинаций аргументов. Моделирование нейтрального триггера производится на основе записей срабатываний в калориметре и координатных системах.

3.6 Сравнение моделирования с экспериментом

3.6.1 Эффективность и разрешение координатной части детектора

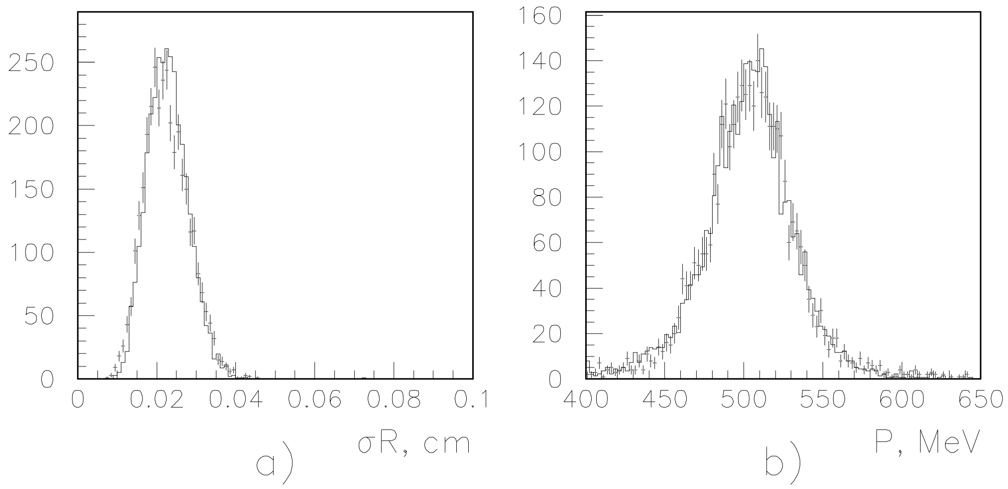

Рис. 3.11: **a)** — Среднеквадратичное отклонение точек, по которым был проведен трек, от восстановленной окружности; **b)** — Распределение по полному импульсу. В обоих случаях гистограммой показано моделирование, а точками с ошибками — экспериментальные данные.

В предыдущих разделах было описано, как извлекаются параметры координатного разрешения и эффективности дрейфовой камеры с помощью отобранных событий упругого e^+e^- рассеяния. Учет разрешения и вероятности потери точки на треке производится на уровне моделирования срабатывания одной проволочки. Сравним теперь разрешение и эффективность для трека в целом по данным программы реконструкции.

Рассмотрим для примера сравнение по различным параметрам для событий упругого e^+e^- рассеяния, отобранных на одном из заходов 1996 года, и моделирования событий e^+e^- с соответствующими параметрами.

Сравнение среднеквадратичного отклонения точек на треке от восстановленной окружности, приведенное на Рис.3.11 a), показывает вполне хорошее согласие моделирования с экспериментом. Еще лучше выглядит сравнение распределений по импульсу, Рис.3.11 b). На Рис.3.12 показаны распределения по расстоянию от места встречи до вершины и по минимальному расстоянию от одного трека до точки взаимодействия.

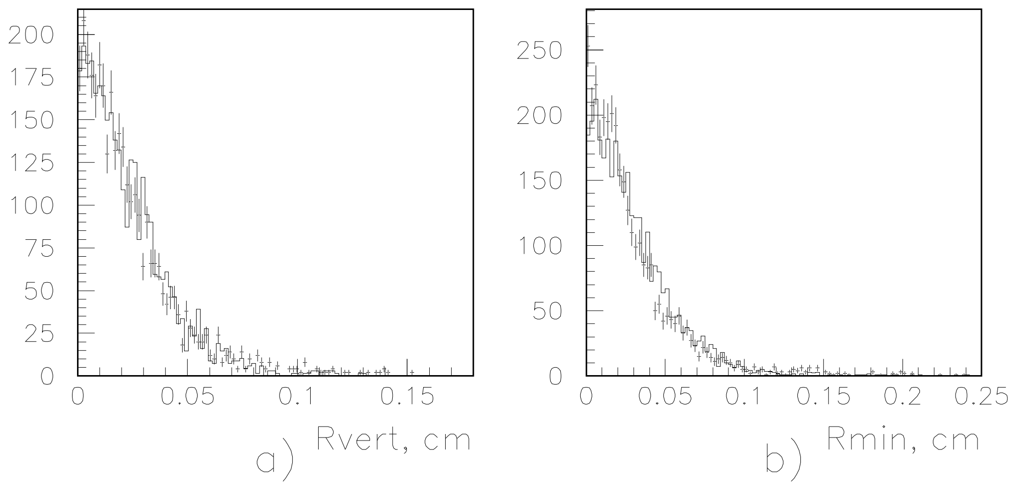

Рис. 3.12: **a)** — Распределение по расстоянию от точки взаимодействия до восстановленной вершины R_{vert}; **b)** — Распределение по минимальному расстоянию от точки взаимодействия до трека R_{min}. Гистограмма — моделирование, точки с ошибками — эксперимент.

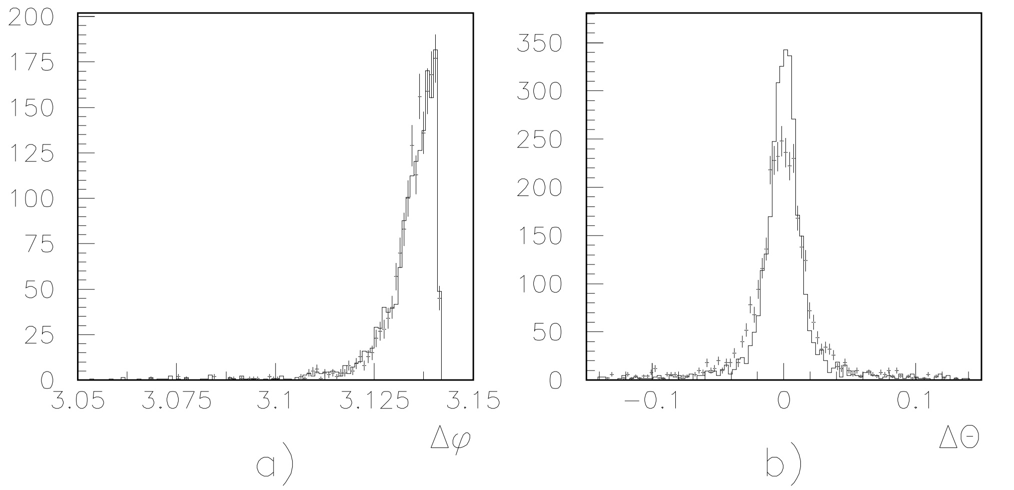

Рис. 3.13: **a)** — Распределение по разнице углов между e^+ и e^- $\Delta\varphi$; **b)** — то же для $\Delta\theta$.

Эти распределения определяются не только координатным разрешением, но и размерами пучка.

На Рис.3.13 приведены распределения по разнице углов между треками в процессе e^+e^- в $R-\varphi$ плоскости ($\Delta\varphi$) и в направлении оси пучков ($\Delta\theta$). Некоторое отличие моделирования и эксперимента наблюдается для случая b), где показаны распределения по разнице углов θ. Разрешение по углу θ определяется не только разрешением дрейфовой камеры в направлении Z, но и разрешением Z-камеры, т.к. точка в Z-камере используется для восстановления трека в Z-проекции. Однако, различия в этих распределениях для разных заходов 1996 года такого же порядка величины, как и разница моделирования и эксперимента на данном конкретном заходе, поэтому в среднем моделирование соответствует экспериментальным данным и по ширине угловых распределений.

Как было рассказано в разделе 3.5.1, параметры моделирования для описания разрешения дрейфовой камеры подбирались с использованием процесса упругого рассеяния $e^+e^- \to e^+e^-$, где импульсы частиц в области энергий ϕ мезона достаточно велики, ~ 500 МэВ. Важно сравнить получаемые после реконструкции параметры треков не только на процессе $e^+e^- \to e^+e^-$, но и для физического процесса, где импульсы принимают меньшие значения. Подходящим процессом для такого сравнения является $\phi \to K_S K_L$, когда K_S распадается на $\pi^+\pi^-$. Здесь значения импульсов π^+ и π^- уже не фиксированы при данной энергии пучка, как в случае упругого рассеяния, поэтому впрямую разрешение по импульсу получить нельзя. Вместо этого из измеренных в дрейфовой камере значений импульсов и углов π^+, π^- можно вычислить следующие параметры:

- $\boldsymbol{P_{mis}}$ — недостающий импульс в вершине распада $K_S \to \pi^+\pi^-$, $P_{mis} = \sqrt{E^2_{beam} - m^2_{K^0}}$, что в пике ϕ мезона составляет 109,9 МэВ/c
- $\boldsymbol{M_{inv}}$ — инвариантная масса системы $\pi^+\pi^-$, $M_{inv} = m_{K_S} = 497,7$ МэВ/c^2
- $\boldsymbol{P_{aver}}$ — средний импульс пионов $P_{aver} = (P_{\pi^+} + P_{\pi^-})/2$. В пике ϕ мезона величина среднего импульса составляет 211,1 МэВ/c

Для сравнения с моделированием были отобраны события $\phi \to K_S K_L$ из данных 1996 года при энергии пучка $E_{beam} = 510,0$ МэВ в соответствии с условиями:

- В событии есть два трека, противоположных знаков заряда, идущие из ближайшей к пучку вершины
- Расстояние от вершины до точки пучка в $R - \varphi$ плоскости $R_{vert} < 1,5$ см
- Величины полярных углов для каждого трека $54^\circ < \theta < 126^\circ$
- Импульсы заряженных частиц 140 МэВ/$c < P <$ 300 МэВ/c
- 50 МэВ/$c < P_{mis} <$ 190 МэВ/c
- 450 МэВ/$c^2 < M_{inv} <$ 550 МэВ/c^2
- 180 МэВ/$c < P_{aver} <$ 250 МэВ/c

Такие же условия отбора применялись к намоделированным событиям $\phi \to K_S K_L$, при фиксированной моде распада $K_S \to \pi^+\pi^-$ при такой же энергии пучка $E_{beam} = 510,0$ МэВ. На Рис. 3.14 приведено сравнение полученных распределений по параметрам P_{mis}, M_{inv}, P_{aver}. Наблюдается удовлетворительное согласие моделирования и эксперимента, что означает, что и при малых импульсах разрешение дрейфовой камеры описывается адекватно.

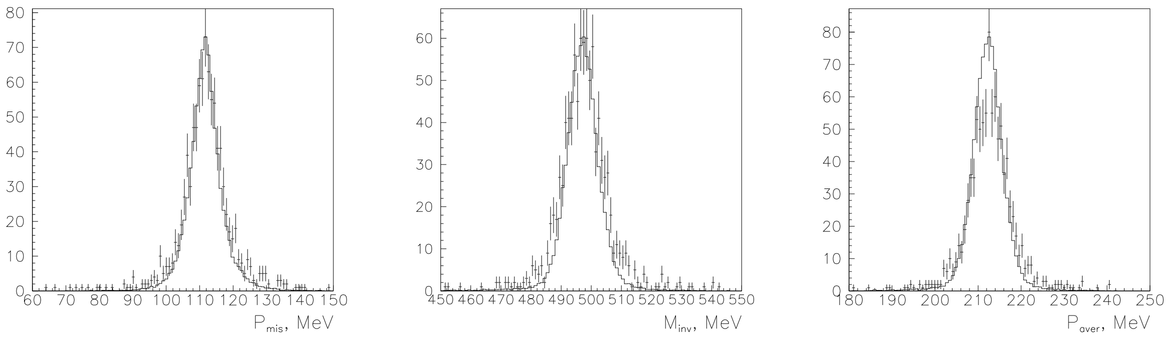

Рис. 3.14: Распределение по недостающему импульсу P_{mis}, инвариантной массе M_{inv} и среднему импульсу P_{aver} пионов от распада $K_S \to \pi^+\pi^-$. Гистограмма — экспериментальные данные, точки с ошибками — моделирование.

Важно сравнить также и эффективность регистрации. Изучение распада $\phi \to K_S K_L$ при $K_S \to \pi^+\pi^-$ предоставляет такую возможность, т.к. для этого распада существует метод получения эффективности реконструкции в дрейфовой камере непосредственно из событий. Коротко говоря, метод определения эффективности реконструкции распада $K_S \to \pi^+\pi^-$ в дрейфовой камере состоит в отборе событий на основе информации из калориметра, с минимальным привлечением информации из дрейфовой камеры (требовалось лишь наличие одного трека, выходящего не из пучка). После чего проверялось, были ли данные события правильно восстановлены программой обработки событий в дрейфовой камере. Этот метод описан в работе [36].

Таким образом можно извлечь эффективность реконструкции одного трека ε_{rec}^{1tr} и вычислить эффективность реконструкции события в целом $\varepsilon_{rec}^{event}$.

Были получены следующие величины неэффективности для данных четвертого сканирования 1996 года и моделирования, которые, как видно, не противоречат друг другу.

	моделирование	**эксперимент**
$1 - \varepsilon_{rec}^{1tr}$, %	$4,2 \pm 0,9$	$2,9 \pm 1,2$
$1 - \varepsilon_{rec}^{event}$, %	$12,7 \pm 1,5$	$13,1 \pm 1,6$

3.6.2 Сравнение энергетического и координатного разрешения в калориметре CsI

На Рис. 3.15 приведено распределение фотонов процесса $e^+e^- \to \gamma\gamma$ по энергии, измеренной в калориметре при энергии пучков 500 МэВ. Показанный на этом рисунке спектр хорошо согласуется с экспериментальным.

На Рис. 3.16 приводится энергетическое разрешение CsI-калориметра для фотонов с энергией $E_\gamma = 200 - 700$ МэВ. Моделирование проводилось при двух значениях коэффициента неоднородности светосбора: $\eta = 0$ и $\eta = 10\%$. Наблюдается удовлетворительное согласие с экспериментальными значениями.

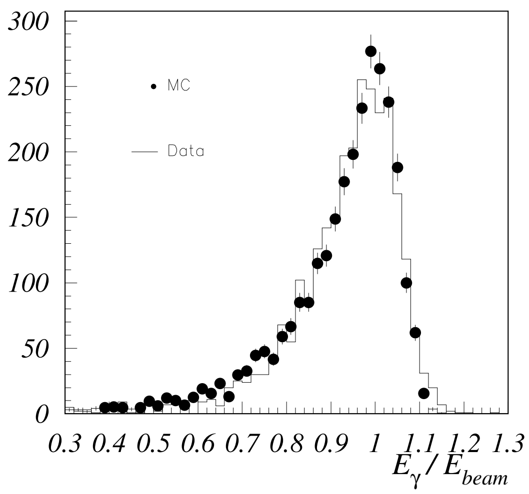

Рис. 3.15: Спектры энерговыделения фотонов в CsI-калориметре. Гистограмма — экспериментальные данные, точки — моделирование.

На Рис. 3.16 приведено сравнение моделирования и экспериментальных данных по энергетическому разрешению для электронов и позитронов. Видно различие экспериментальных значений и моделирования, природа которого пока не ясна.

Для определения пространственного разрешения CsI-калориметра использовались события упругого e^+e^--рассеяния. По измеренным в дрейфовой камере параметрам трека находилась точка входа электрона (или позитрона) в калориметр. Координаты этой точки являются “точными” т.к. пространственное разрешение дрейфовой камеры (особенно в $R - \varphi$ плоскости) существенно лучше, чем у калориметра. Среднеквадратичное отклонение координат, измеренных в калориметре, от “точных” значений и дает пространственное разрешение. На Рис. 3.17 показана энергетическая зависимость определенного таким образом углового разрешения калориметра.

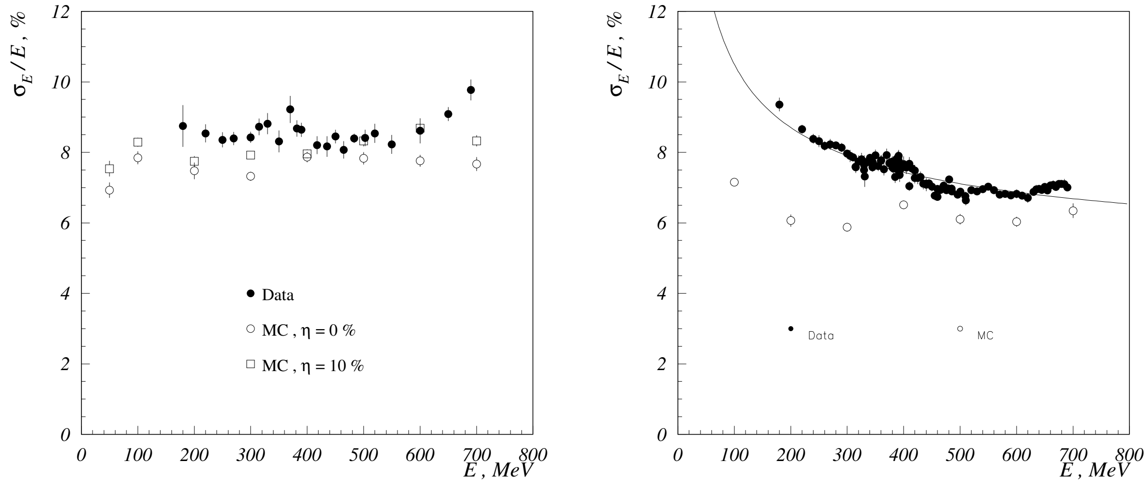

Рис. 3.16: Слева: энергетическое разрешение калориметра CsI для γ-квантов в зависимости от энергии. Справа: разрешение калориметра CsI для $e^{\pm}$ в зависимости от энергии.

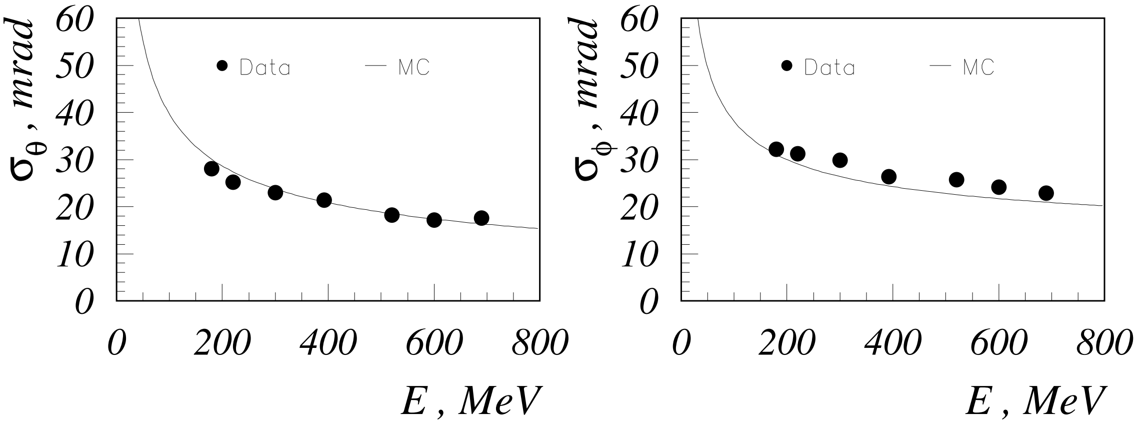

Рис. 3.17: Пространственное разрешение CsI-калориметра для $e^{\pm}$ в зависимости от энергии

3.6.3 Сравнение энерговыделения в калориметре для разных программ моделирования ядерного взаимодействия

Сравнение различных программ моделирования ядерного взаимодействия с экспериментальными данными проводилось в работе [37] для процесса $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Было проведено полное моделирование 300 тысяч событий в пике ϕ мезона. Далее после процедуры кинематической реконструкции применялись такие же условия отбора, как при выделении экспериментальных данных $\pi^+\pi^-\pi^0$:

- два трека разных знаков
- вершина треков близка к месту встречи пучков $R_{vert} < 0,2$ см, $|Z_{vert}| < 6$ см
- два фотона или более
- полный импульс системы $|P_{x,y,z}| < 80$ МэВ/c
- два фотона образуют инвариантную массу π^0, 90 МэВ/c^2 $< M_{\gamma\gamma} <$ 170 МэВ/c^2 МэВ
- хорошее качество кинематической реконструкции $\chi^2 < 20$
- треки не коллинеарны $cos(\Delta\psi) > -0,9$, где $\Delta\psi$ — пространственный угол между треками
- один из треков должен быть "хорошим". Трек считался хорошим, если
  - число срабатываний каждого трека $N_{hits} \geq 7$
  - отклонения точек от восстановленного трека $\sigma_r < 0,05$; $\sigma_z < 3$

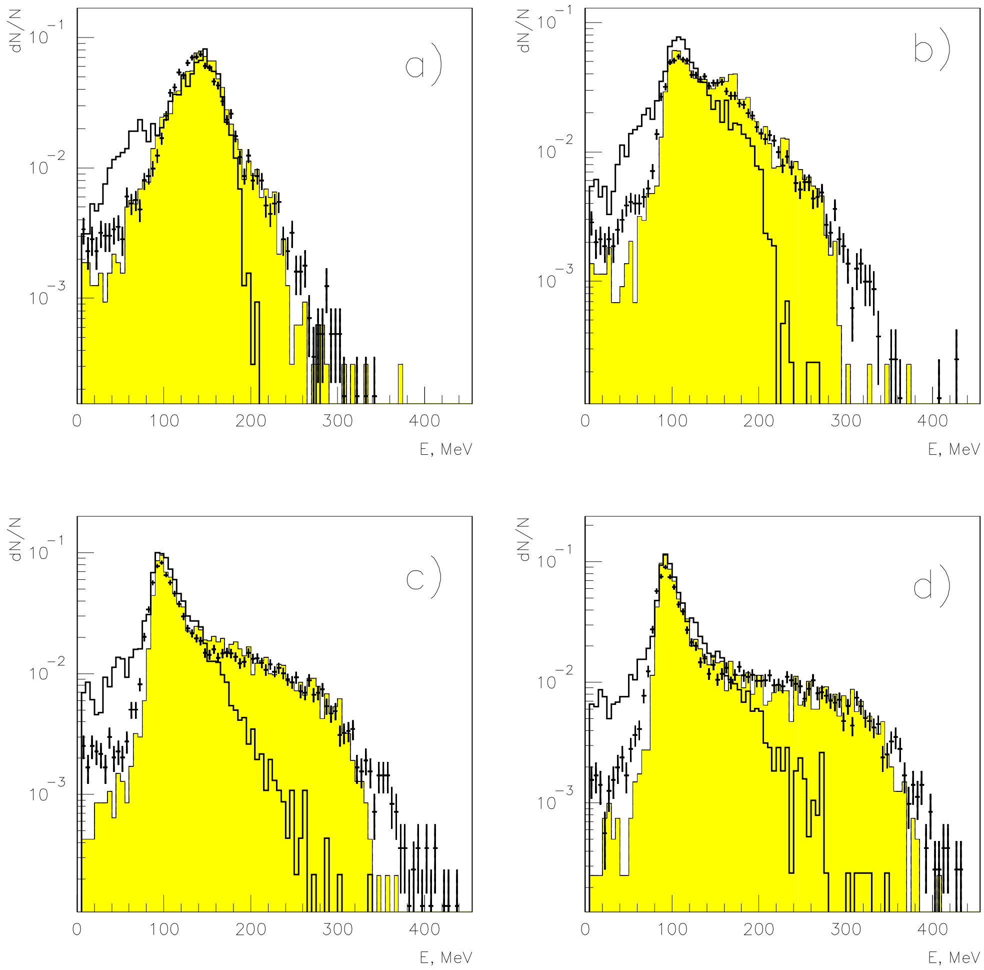

Рис. 3.18: Энерговыделение π^+ в калориметре (закрашенная область — FLUKA, линия — GHEISHA, точки — эксперимент) при разных импульсах. **a)** $P_{\pi^+} = 230 \pm 25$ МэВ/с; **b)** $P_{\pi^+} = 280 \pm 25$ МэВ/с; **c)** $P_{\pi^+} = 330 \pm 25$ МэВ/с; **d)** $P_{\pi^+} = 380 \pm 25$ МэВ/с.

- 130 МэВ/c^2 $< P_{tot} <$ 600 МэВ/c
- направление трека ведет в CsI калориметр $52^\circ < \theta < 128^\circ$

Распределение энерговыделения пионов в калориметре при различных импульсах приведено на Рис. 3.18 для π^+ и на Рис. 3.19 для π^-. Можно видеть, что распределения, полученные с использованием программы FLUKA, лучше соответствуют экспериментальным данным, чем GHEISHA, хотя также заметно различие с экспериментальными распределениями энерговыделения пионов. Возможность использования двух разных программ моделирования ядерного взаимодействия позволяет оценить систематическую ошибку моделирования в конкретных задачах путем сравнения результатов, полученных моделированием с использованием GHEISHA и FLUKA.

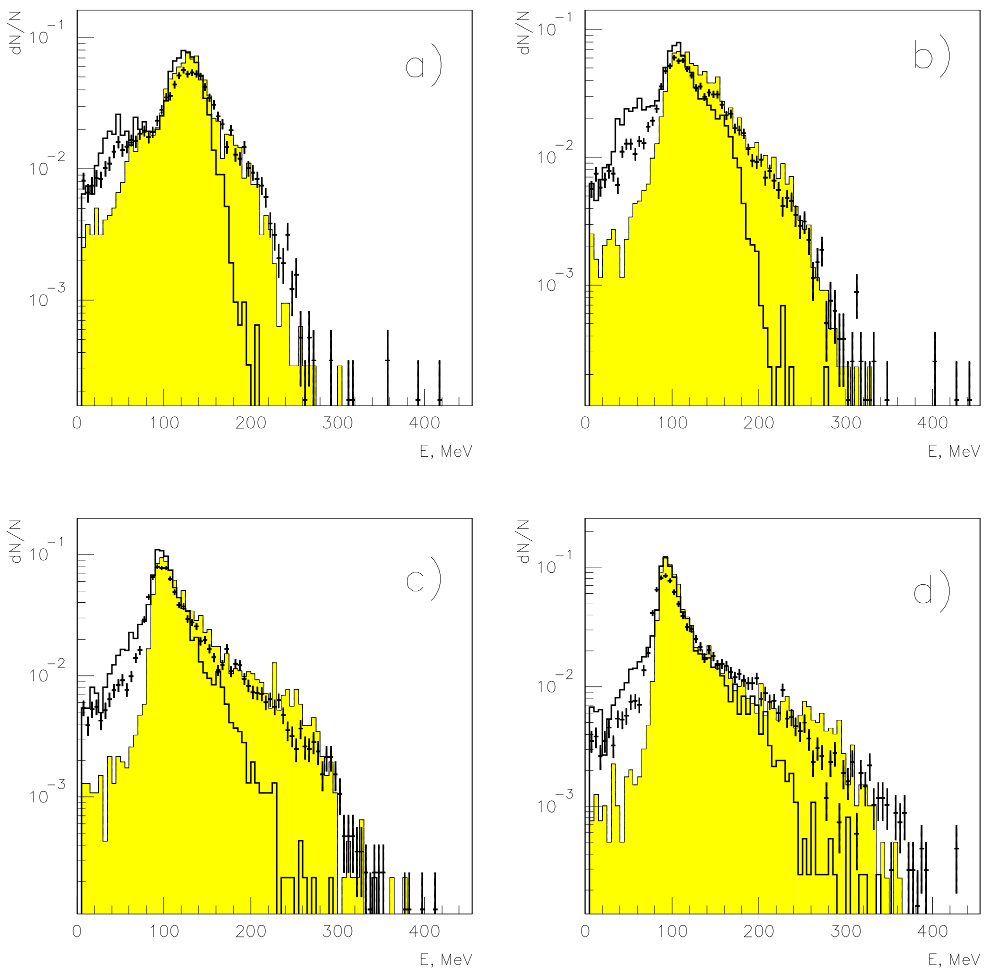

Рис. 3.19: Энерговыделение π^- в калориметре (закрашенная область — FLUKA, линия — GHEISHA, точки — эксперимент) при разных импульсах. **a)** $P_{\pi^-} = 230 \pm 25$ МэВ/c; **b)** $P_{\pi^-} = 280 \pm 25$ МэВ/c; **c)** $P_{\pi^-} = 330 \pm 25$ МэВ/c; **d)** $P_{\pi^-} = 380 \pm 25$ МэВ/c.

Глава 4

Описание эксперимента

4.1 Общие характеристики набора экспериментальных данных

Анализ экспериментальных данных, проделанный в Главе 6 настоящей работы, основан на статистике, набранной детектором КМД-2 в области энергий ϕ-мезона в сезоне 1996 года. Это был первый сезон работы детектора с торцевым калориметром на основе кристаллов BGO.

При поиске редкого распада $\phi \to \eta'\gamma$, анализ которого приведен в Главе 7, помимо данных, записанных в 1996 году, также привлекалась статистика сезонов 1992, 1993 и 1994 годов. Общая информация об интеграле светимости и хронологии данных приведена в Таблице 4.1.

Диапазон энергий пучка составляет от 984 МэВ до 1040 МэВ. Эксперимент проводился при средней светимости $0,5 \div 1,5 \times 10^{30}$ см$^{-2}$с$^{-1}$.

Таблица 4.1: Статистика эксперимента.

сезон, (год набора)	**интеграл светимости, $\int \mathcal{L}dt$, нб$^{-1}$**	**количество ϕ-мезонов, тысяч шт.**
1992	101	180
1993	879	2200
1994	211	400
1996	1883	2800
$\sum$	3074	5580

4.2 Определение энергии пучка

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 $e^+e^- \to K^+K^-$ [39,40]:

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

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

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

где σP_K — импульсное разрешение для каонов (5 МэВ/c), а N — число найденных K^+, K^-.

4.3 Определение светимости

Для получения значения сечений исследуемых процессов по числу зарегистрированных событий $\mathcal{N}$ необходимо знать интеграл светимости e^+e^- взаимодействий $\mathcal{L}$:

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

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 [41]. Сначала, по дрейфовой камере выделялись двухтрековые коллинеарные события, рожденные 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:

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

где N_{ee} — число найденных событий $e^+e^- \to e^+e^-$; $\sigma_0(E, \Theta_{min})$ — сечение процесса $e^+e^- \to e^+e^-$; δ — радиационная поправка к сечению, рассчитанная по программе RADCOR [42], основанной на работе Беренца [43]; $\delta_\Theta(\Theta_{min}, \sigma_\Theta)$ — поправка к сечению, связанная с наличием экспериментального разрешения σ_Θ при измерении полярного угла трека Θ и с резкой зависимостью сечения от угла Θ.

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

4.4 Подход к анализу данных для процессов $\phi \to \eta\gamma$ и $\phi \to \eta'\gamma$

Вероятности этих двух радиационных распадов ϕ-мезона различаются между собой приблизительно в сто раз, что приводит к принципиально разным возможностям эффективного выделения процесса из фона.

Распад $\phi \to \eta\gamma$ изучался в канале $\eta \to \pi^+\pi^+\pi^0$. Измеряя импульсы и углы заряженных частиц и фотонов конечного состояния, детектор КМД-2 предоставляет избыточную информацию для выделения этого процесса, не обязательно даже регистрировать все фотоны конечного состояния. Поскольку вероятность распада $\phi \to \eta\gamma$ высока, 1,26% [12], то число реконструированных событий большое. Таким образом, легко получить относительно небольшую статистическую ошибку при измерении вероятности этого радиационного распада, и центральная проблема в анализе данных — достижение минимальной систематической ошибки. Это означает, что необходимо специально заботиться об устойчивости результата к условиям отбора, детальном понимании фоновой ситуации и правильном извлечении эффективности регистрации из моделирования.

Ситуация с распадом $\phi \to \eta'\gamma$, изучавшимся в канале $\eta' \to \pi^+\pi^-\eta$, $\eta \to \gamma\gamma$, несколько другая. Поскольку его вероятность приблизительно в сто раз меньше, чем для $\phi \to \eta\gamma$, выделить такой редкий процесс из фоновых достаточно затруднительно, и число ожидаемых событий очень мало. В этом случае необходима регистрация всех частиц конечного состояния. Кроме того, для уточнения измеренных в детекторе параметров частиц и для отбраковки фоновых событий используются дополнительные условия, такие как соблюдение законов сохранения энергии и импульса. По ряду причин, которые будут обсуждаться в дальнейшем, использование метода полной кинематической реконструкции иногда приводит к большой систематической ошибке. Поскольку при измерении вероятности редкого распада $\phi \to \eta'\gamma$ статистическая ошибка неизбежно велика, некоторое увеличение систематической ошибки за счет использования кинематической реконструкции представляется оправданным.

Изложение анализа экспериментальных данных при изучении радиационных распадов построено следующим образом. В Главе 5 рассказывается о методе полной кинематической реконструкции событий. Этот метод позволяет выделить достаточно большой набор событий $\phi \to \eta\gamma,\ \eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ практически без примеси фоновых процессов. С помощью этого тестового набора продемонстрировано, как моделирование описывает распределения по различным параметрам, используемым для выделения событий данного распада. В Главе 6 изложен подход к изучению распада $\phi \to \eta\gamma,\ \eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ без полной регистрации частиц конечного состояния, рассмотрены источники фона, получение эффективности регистрации и приведены результаты по изучению сечения процесса и его вероятности. Глава 7 посвящена описанию наблюдения распада $\phi \to \eta'\gamma,\ \eta' \to \pi^+\pi^-\eta, \eta \to \gamma\gamma$ в подходе с использованием метода полной кинематической реконструкции. В качестве мониторирующего процесса, по отношению к которому измеряется вероятность распада, используется $\phi \to \eta\gamma$.

Глава 5

Выделение событий $\phi \to \eta\gamma$ с помощью метода полной кинематической реконструкции

5.1 Параметры кинематической реконструкции, ковариационная матрица и используемые соотношения

Оба изучаемых процесса $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$ и $\phi \to \eta'\gamma$, $\eta' \to \pi^+\pi^-\eta$, $\eta \to \gamma\gamma$ дают в конечном состоянии две заряженные частицы и три фотона. При полной регистрации всех частиц конечного состояния можно уточнить по методу максимального правдоподобия измеряемые в детекторе значения импульсов и углов частиц, используя дополнительные кинематические условия. Этот метод активно используется при обработке данных и подробно изложен в работе [45].

При изучении указанных процессов метод использовался следующим образом. Отбирались события, в которых зарегистрированы две заряженные частицы и три или четыре фотона. Рассмотрение событий с четырьмя фотонами связано с вероятностью регистрации "лишних" фотонов в калориметре. Одним из возможных механизмов образования таких фотонов является расщепление кластеров "настоящих" фотонов (особенно на стыке цилиндрического и торцевого калориметров). Кроме этого, "лишние" фотоны образуются из продуктов ядерного взаимодействия π и K-мезонов.

Полное число параметров — 18, по три на каждую из шести частиц. Кинематических условий, связывающих эти параметры между собой, четыре — закон сохранения энергии и три проекции закона сохранения импульса.

Параметры кинематической реконструкции:

- для заряженных частиц: $P_\perp$, θ, φ

- для фотонов: E_γ, θ_γ, ϕ_γ

В качестве параметра, задающего импульс заряженной частицы, выбиралась поперечная компонента импульса $P_\perp = P \cdot cos\theta$, т.к. именно этот параметр, а также углы φ и θ измеряются в дрейфовой камере, и ковариационная матрица, задающая ошибки измерения параметров, в этих переменных выглядит более естественно.

Элементы ковариационной матрицы задавались соотношениями, как описано в Таблице 5.1, в соответствии с экспериментальным разрешением детектора. При этом Q — заряд трека ($+1$ или -1), а параметры для описания разрешения выбирались следующие: $\sigma_{P_\perp} = 0,020$; $\sigma_\theta = 0,025$; $\sigma_\varphi = 0,01$; $\sigma_{E_\gamma} = 2$; $A_{\theta_\gamma} = 0,15\text{МэВ}^{1/2}$; $\sigma_{\theta_\gamma} = 0,011$; $_{\phi_\gamma} = 0,14\text{МэВ}^{1/2}$; $\sigma_{\phi_\gamma} = 0,012$.

Ковариационная матрица, как и процедура оптимизации, рассчитана на 18 параметров, когда имеется две заряженные частицы и четыре фотона. Если же зарегистрировано три или менее фотонов, то параметры, описывающие измеренные значения для "несуществующих" фотонов, равны нулю. Элемент ковариационной матрицы, соответствующий энергии фотона, равняется нулю в случае $E_\gamma = 0$, следовательно, в результате кинематической реконструкции число фотонов не изменится, и процедура может применяться без изменений для событий с различным числом фотонов.

Значение $\sigma_{E_\gamma} = 2$, используемое при реконструкции, соответствует относительной ошибке измерения энергии фотона 200%. Это означает, что измеренное в калориметре энерговыделение использовалось очень слабо в процедуре кинематической реконструкции, и величины энергий фотонов фактически восстанавливались из условий сохранения энергии-импульса.

Условия, используемые при кинематической реконструкции, были следующие:

- $\sqrt{P_1^2 + m_{\pi^\pm}^2} + \sqrt{P_2^2 + m_{\pi^\pm}^2} + \omega_1 + \omega_2 + \omega_3 + \omega_4 = 2E_{beam}$
- $\vec{P_1} + \vec{P_2} + \vec{\omega_1} + \vec{\omega_2} + \vec{\omega_3} + \vec{\omega_4} = 0$

Первое условие соответствует закону сохранения энергии. P_i — модуль полного импульса заряженной частицы, ω_i — энергии фотонов. Второе условие, записанное в векторной форме, обозначает три закона сохранения суммарного импульса в различных проекциях.

Результатом процедуры кинематической реконструкции является набор новых значений для всех 18 оптимизируемых параметров, а также величина χ^2. Значение χ^2 представляет собой сумму квадратов отклонений вычисленных параметров от их начальных значений с учетом ковариационной матрицы, нормированную на число степеней свободы. Такая величина характеризует достоверность гипотезы о том, что в детекторе зарегистрировано полное конечное состояние некоторого процесса с образованием двух

Таблица 5.1: Элементы ковариационной матрицы

$$
\begin{array}{lcll}
Cov(P_\perp^i, P_\perp^i) & = & (\sigma_{P_\perp} P_\perp^i)^2, & i = 1,2 \\
Cov(P_\perp^i, P_\perp^j) & = & 0 & i \neq j \\
Cov(\theta^i, \theta^j) & = & \sigma_\theta^2 & i = 1,2; j = 1,2 \\
Cov(\varphi^i, \varphi^i) & = & \sigma_\varphi^2 & i = 1,2 \\
Cov(\varphi^i, \varphi^j) & = & 0 & i \neq j \\
Cov(P_\perp^i, \varphi^i) & = & Q \cdot \sigma_{P_\perp} \sigma_\varphi & i = 1,2 \\
Cov(\varphi^i, P_\perp^i) & = & Q \cdot \sigma_{P_\perp} \sigma_\varphi & i = 1,2 \\
Cov(P_\perp^i, \varphi^j) & = & 0 & i \neq j \\
Cov(\varphi^i, P_\perp^j) & = & 0 & i \neq j \\
Cov(\theta^i, \varphi^j) & = & 0 & i = 1,2; j = 1,2 \\
Cov(\varphi^i, \theta^j) & = & 0 & i = 1,2; j = 1,2 \\
Cov(P_\perp^i, \theta^j) & = & 0 & i = 1,2; j = 1,2 \\
Cov(\theta^i, P_\perp^j) & = & 0 & i = 1,2; j = 1,2 \\
Cov(E_\gamma^i, E_\gamma^i) & = & (\sigma_{E_\gamma} E_\gamma^i)^2 & i = 1,2 \\
Cov(E_\gamma^i, E_\gamma^j) & = & 0 & i \neq j \\
Cov(\theta_\gamma^i, \theta_\gamma^i) & = & (A_{\theta_\gamma}/\sqrt{E_\gamma^i} + \sigma_{\theta_\gamma})^2 & i = 1,2 \\
Cov(\theta_\gamma^i, \theta_\gamma^j) & = & 0 & i \neq j \\
Cov(\phi_\gamma^i, \phi_\gamma^i) & = & (B_{\phi_\gamma}/\sqrt{E_\gamma^i} + \sigma_{\phi_\gamma})^2 & i = 1,2 \\
Cov(\phi_\gamma^i, \phi_\gamma^j) & = & 0 & i \neq j \\
Cov(\theta_\gamma^i, \phi_\gamma^j) & = & 0 & i = 1,2; j = 1,2 \\
Cov(\phi_\gamma^i, \theta_\gamma^j) & = & 0 & i = 1,2; j = 1,2 \\
Cov(\phi_\gamma^i, E_\gamma^j) & = & 0 & i = 1,2; j = 1,2 \\
Cov(E_\gamma^i, \phi_\gamma^j) & = & 0 & i = 1,2; j = 1,2 \\
Cov(\theta_\gamma^i, E_\gamma^j) & = & 0 & i = 1,2; j = 1,2 \\
Cov(E_\gamma^i, \theta_\gamma^j) & = & 0 & i = 1,2; j = 1,2
\end{array}
$$

заряженных частиц и нескольких фотонов. Если какая-то из частиц не была зарегистрирована в детекторе, то выполнение условий сохранения энергии и импульсов потребует значительного изменения параметров частиц, и величина χ^2 получится большой. При наличии "лишних" фотонов небольшой энергии событие может пройти кинематическую реконструкцию с хорошим значением χ^2, а рассчитанная энергия такого "лишнего" фотона будет мала.

5.2 События $\phi \to \eta\gamma \to \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$ в кинематической реконструкции

Экспериментальные данные после предварительного отбора двухтрековых событий с подавлением коллинеарных, а также событий, где вершина значительно смещена от места встречи, подвергались процедуре полной кинематической реконструкции в соответствии с описанными в предыдущем разделе правилами. События с двумя заряженными частицами и тремя или четырьмя фотонами, для которых кинематическая реконструкция прошла с небольшими значениями χ^2 ($\leq$ 50), в основном определяются именно процессом $\phi \to \eta\gamma \to \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$. В этом можно убедиться, построив для всех событий распределения по реконструированной энергии наиболее жесткого фотона и инвариантной массе двух других фотонов (см. Рис. 5.1). Как будет показано в следующих разделах, для процесса $\phi \to \eta\gamma \to \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$ энергия жесткого фотона фиксирована и равняется 362 МэВ, инвариантная масса двух других фотонов должна равняться массе π^0-мезона. Можно видеть, что большинство событий, давших вклад, в распределения на Рис. 5.1, удовлетворяет этим особенностям. На этом же рисунке приведены значения этих параметров, вычисленные до применения кинематической реконструкции. Разрешение по энергии жесткого фотона улучшилось в результате применения кинематической реконструкции весьма существенно. Что касается распределе-

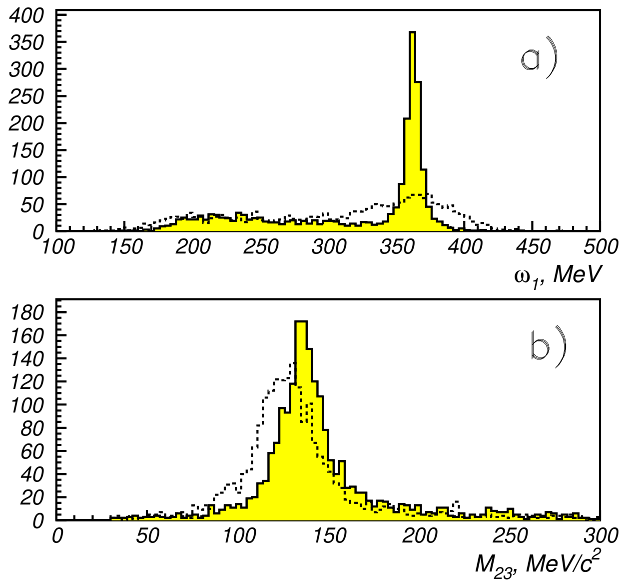

Рис. 5.1: Распределения после кинематической реконструкции (заштрихованная гистограмма) и до применения реконструкции (пунктирная гистограмма) по **a)** энергии жесткого фотона; **b)** — инвариантной массе двух более мягких фотонов.

ния по инвариантной массе двух фотонов, то заметно не только некоторое улучшение разрешения, но и смещение среднего значения к величине m_{π^0}. Это является следствием ассиметрии распределения энерговыделения в калориметре, а также несовершенства калибровки калориметров CsI и BGO для фотонов малых энергий.

Помимо событий процесса $\phi \to \eta\gamma \to \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$ в распределениях Рис. 5.1, очевидно, присутствуют и другие события. Это события $e^+e^- \to \omega\pi^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ с "лишним" фотоном, а также $\phi \to K_S K_L$. Общее число таких фоновых событий невелико, и, наложив более жесткое требование на качество реконструкции $\chi^2 < 3$ и дополнительное условие 100 МэВ/$c^2 < M_{23} <$ 170 МэВ/c^2, можно получить достаточно чистый набор событий изучаемого процесса. Эти события были использованы для тщательного сравнения моделирования и эксперимента $\phi \to \eta\gamma$, которое описано в следующем разделе.

5.3 Моделирование процесса $\phi \to \eta\gamma$ в канале $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$

5.3.1 Моделирование параметров первичных частиц

Моделирование начальной кинематики процесса $e^+e^- \to \phi \to \eta\gamma$ производится путем генерации двух частиц при соответствующей полной энергии системы. Радиационные поправки как в начальном, так и в конечном состоянии в моделировании не учитываются.

Распад $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$, как и все другие распады при использовании стандартных средств GEANT, моделируется равномерно по фазовому объему. Это означает, что в системе центра масс разыгрывается изотропное угловое распределение для рожденных в распаде частиц, после чего делается преобразование Лоренца в лабораторную систему отсчета. Однако, угловые распределения в трехчастичных распадах в таком подходе описываются неправильно. В программе моделирования КМД-2 трехчастичные распады реализованы своими средствами [14].

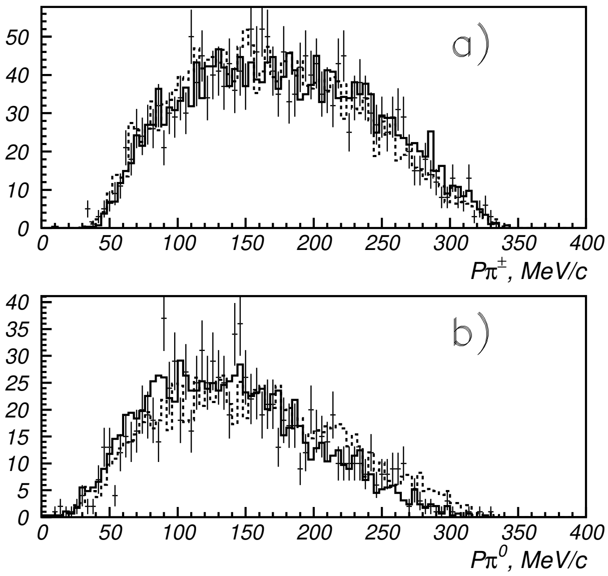

Рис. 5.2: Распределения для данных (точки с ошибками) и моделирования (сплошная и пунктирная гистограммы) событий $\phi \to \eta\gamma \to \pi^+\pi^-\pi^0$ по импульсу **a)** — заряженного π-мезона; **b)** — π^0-мезона.

При моделировании распада η мезона на $\pi^+\pi^-\pi^0$ используется параметризация из [38], в которой Далиц-распределение для $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ описывается следующим образом:

$$|M(x,y)|^2 \propto (1 + ay + by^2 + cx + dx^2 + exy).$$

Здесь $x = \sqrt{3}(T_+ - T_-)/Q$, $y = (3T_0/Q) - 1$,
где T_+, T_- и T_0 представляют собой кинетические энергии π^+, π^- и π^0 в системе покоя η-мезона, а $Q = T_+ + T_- + T_0$.

Коэффициенты a, b, c, d и e были получены в работе [44] с помощью детектора Crystall Barrel.

На Рис. 5.2 приведено сравнение распределения по импульсу $\pi^\pm$ и импульсу π^0 для событий $\phi \to \eta\gamma \to \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$, отобранных из экспериментальных данных, с такими же распределениями для событий моделирования. Данные показаны точками с ошибками, моделирование с собственной версией распада $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ изображено сплошной линией, пунктирная линия показывает распределение для моделирования со стандартной GEANT реализацией распадов. В целом, оба варианта моделирования не противоречат экспериментальным данным. Можно, однако, заметить из Рис. 5.2**b)**, что в экспериментальных событиях $\eta\gamma$ распределение по импульсу π^0 заканчивается на уровне ~300 МэВ/с, что лучше описывается моделированием с исправленной генерацией распадов, нежели в подходе GEANT.

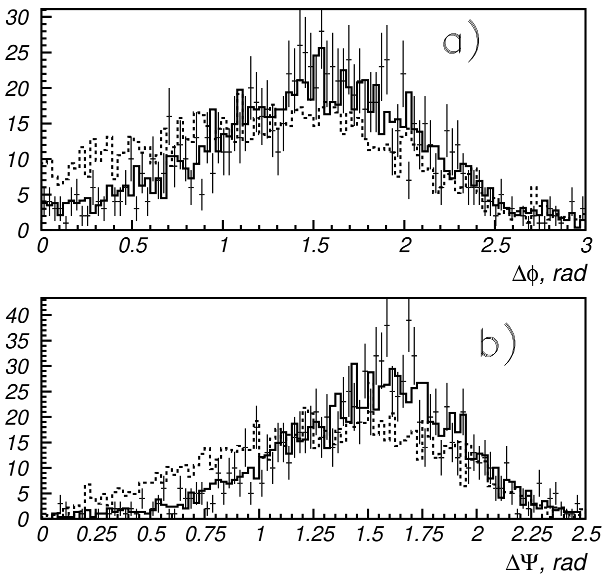

Рис. 5.3: Распределения по углам между заряженными частицами для данных (точки с ошибками) и моделирования (сплошная и пунктирная гистограммы) событий $\phi \to \eta\gamma$: **a)** — в R-φ плоскости; **b)** — пространственный угол.

На Рис. 5.3 приведено аналогичное сравнение для распределений по углам между π^+ π^-, в плоскости R-φ и пространственному углу. Здесь различие подходов к моделированию распада $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ проявляется весьма заметно, и можно с уверенностью заключить, что выбранный метод моделирования распадов более правильно описывает угловые распределения для данного процесса.

Именно этим способом и проводилось моделирование для определения эффективности при изучении процесса $\phi \to \eta\gamma$, и далее все сравнения с экспериментальными данными будут приводиться уже только для этой версии моделирования.

5.3.2 Сравнение моделирования процесса $\phi \to \eta\gamma \to \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$ и эксперимента для параметров, определяемых в дрейфовой камере

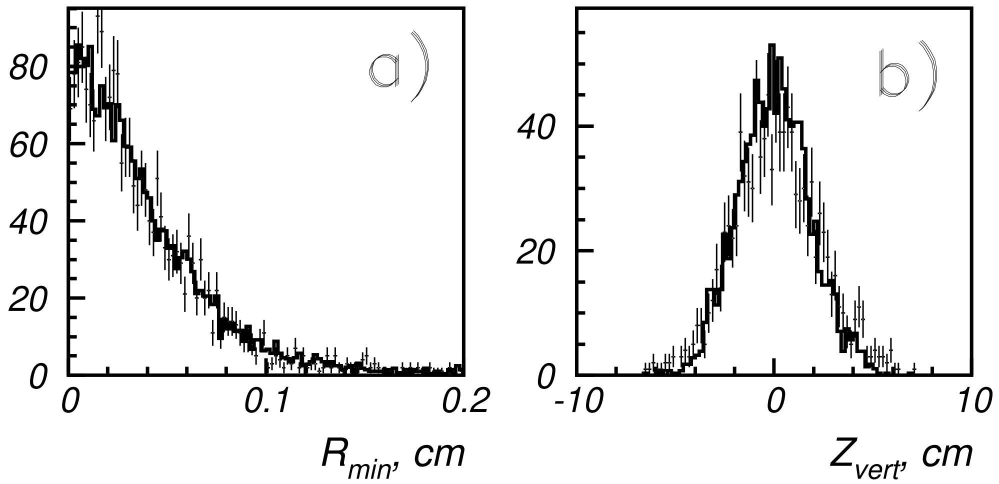

Рис. 5.4: Распределения по расстоянию от треков до пучка для данных (точки с ошибками) и моделирования (гистограмма) событий: **a)** — в R-φ плоскости; **b)** — вдоль направления пучка.

На Рис. 5.4 показаны распределения по расстоянию от трека заряженной частицы до пучка в $R{-}\varphi$ и Z проекции. Моделирование очень хорошо описывает экспериментальные данные по этим параметрам.

В предыдущем подразделе уже было приведено сравнение распределений по импульсу заряженных частиц, а также по углам между заряженными частицами, показывающее хорошее согласие моделирования и эксперимента.

Рассмотрим распределение по полярному углу Θ частиц $\pi^{\pm}$. Оно приведено на Рис. 5.5**a)**. Описание моделированием данных по этому параметру представляется весьма важным, поскольку в условиях отбора необходимо накладывать ограничение на полярный угол каждой из заряженных частиц. Величина этих обрезаний приведена на рисунке. Другим параметром, используемым далее в условиях отбора событий, является суммарная энергия π^+ и π^-, $E_{tot} = \sqrt{P^2_{\pi^+} + m^2_{\pi^\pm}} + \sqrt{P^2_{\pi^-} + m^2_{\pi^\pm}}$. Распределение по этой величине представлено на Рис. 5.5**b)**. Можно заключить, что согласие моделирования с экспериментальными данными вполне хорошее.

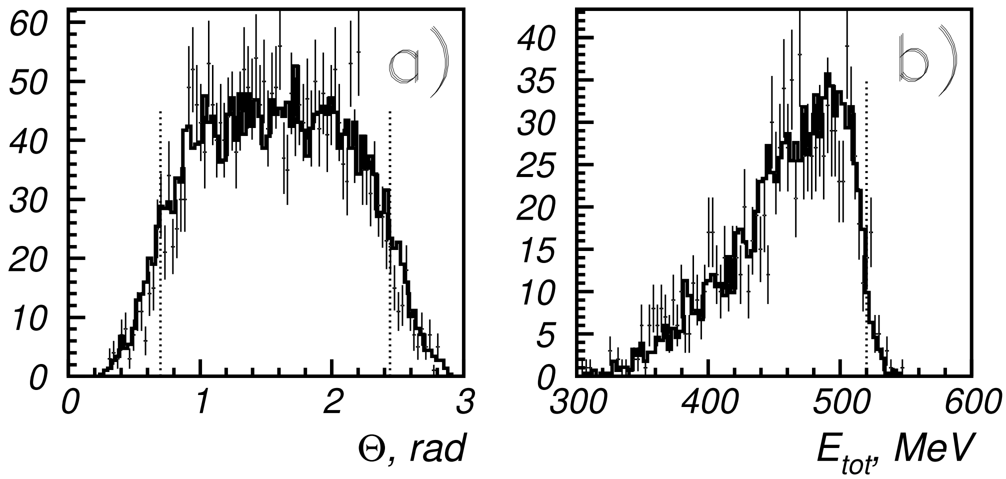

Рис. 5.5: **a)** — угол заряженного трека; **b)** — суммарная энергия заряженных пионов. Пунктирной линией показаны значения обрезаний, которые будут накладываться в условиях отбора.

5.3.3 Сравнение моделирования процесса $\phi \to \eta\gamma \to \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$ и эксперимента для параметров фотонов

Тестовый набор экспериментальных событий, по которому проводится сравнение с моделированием, содержит полностью реконструированные события, где обе заряженные частицы восстановлены в дрейфовой камере, а калориметрами детектора зарегистрированы три фотона.

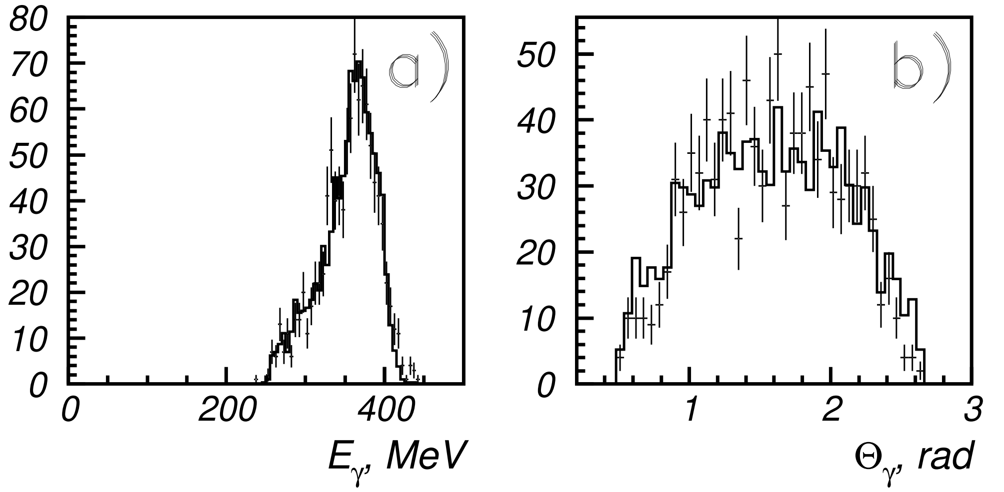

Рис. 5.6: **a)** — энерговыделение в калориметре наиболее жесткого фотона; **b)** — полярный угол этого же фотона. Точки с ошибками — эксперимент, гистограмма — моделирование.

Если расположить зарегистрированные фотоны в порядке убывания энерговыделения в калориметре, то первый, наиболее энергичный фотон, как правило, является фотоном отдачи из процесса $\phi \to \eta\gamma$, энергия которого близка к 362 МэВ. Распределение по энерговыделению первого фотона в калориметре для экспериментальных данных и моделирования приведено на Рис. 5.6**a**). Можно видеть, что разрешение по энергии этого жесткого фотона описывается моделированием. Неоднородность светосбора в кристаллах для моделирования калориметра CsI была при этом задана на уровне 15%, а в калориметре BGO — 20%.

На Рис. 5.6**b**) приведено сравнение распределений по углу этого фотона по отношению к оси пучка.

Два оставшихся, более мягких фотона, должны образовывать для процесса $\phi \to \eta\gamma \to \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$ инвариантную массу π^0-мезона. Распределение по инвариантной массе второго и третьего фотонов, рассчитанной на основе измеренных в калориметре энергий и углов, показано на Рис. 5.7**a**). Здесь уже можно видеть разницу и в разрешении, и в среднем значении инвариантной массы из экспериментальных данных и моделирования. Это означает, что моделирование не так хорошо описывает разрешение по энергии и углам мягких фотонов, как в случае фотона отдачи. Причины этих расхождений связаны, скорее всего, с несовершенством процедур калибровки калориметра и введения поправок к энерговыделению для случая мягких фотонов. Эти эффекты пока не удается описать в моделировании. Распределение по углу системы из двух мягких фотонов по отношению к пучку приведено на Рис. 5.7**b**).

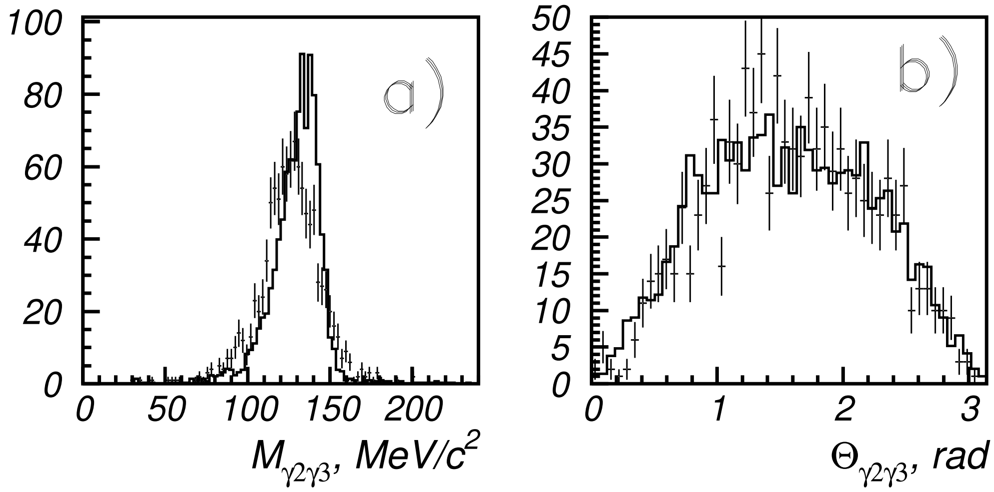

Рис. 5.7: **a**) — инвариантная масса второго и третьего фотонов; **b**) — полярный угол этой системы. Точки с ошибками — эксперимент, гистограмма — моделирование.

В целом можно сделать вывод, что моделирование хорошо описывает параметры заряженных частиц. Что касается фотонов, нужно быть осторожными при использовании из моделирования энерговыделений фотонов с импульсами до $\sim$150 МэВ/с.

5.4 Метод полной кинематической реконструкции для $\phi \to \eta\gamma$

Наиболее существенным параметром отбора в методе полной кинематической реконструкции является параметр χ^2. Это весьма сложная величина, определяемая суммой квадратов отклонений измеренного и реконструированного значений для всех 18 параметров.

На Рис. 5.8 **a)** приведено распределение по параметру χ^2 для отобранных экспериментальных событий (точки с ошибками) и для моделирования $\phi \to \eta\gamma \to \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$ (гистограмма). Логарифмическая шкала выбрана для более наглядного представления поведения χ^2 при значениях ≥ 2. Рисунок не показывает явного противоречия распределений из моделирования и эксперимента, т.к. статистические ошибки при $\chi^2 \geq 7$ довольно велики. В то же время заметна некоторая тенденция к различию распределений при больших значениях χ^2.

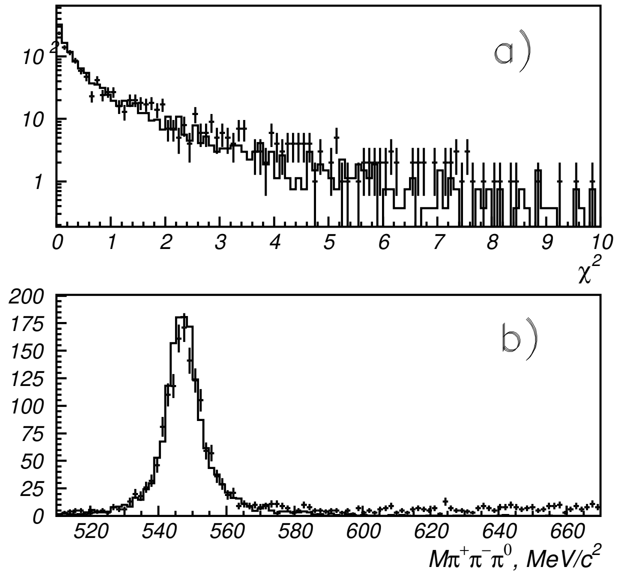

Рис. 5.8: **a)** распределение по χ^2; **b)** распределение по инвариантной массе $\pi^+\pi^-\pi^0$.

Изучение поведения сечения процесса $\phi \to \eta\gamma$ в рамках метода кинематической реконструкции выглядит следующим образом. Изучается распределение по инвариантной массе системы $\pi^+\pi^-\pi^0$, где π^0 образуется вторым и третьим фотоном. Этот параметр эквивалентен массе отдачи по отношению к жесткому фотону, т.к. в результате полной кинематической реконструкции параметры всех частиц рассчитаны так, чтобы энергия складывалась в полную энергию $2E_{beam}$, а импульс всех частиц в сумме давал ноль. Распределение по инвариантной массе $\pi^+\pi^-\pi^0$ показано на Рис. 5.8**b)**. Ширина пика на величине массы η-мезона достаточно мала. Форма распределения описывается моделированием. Разбивая данные на группы в соответствии с точками по энергии пучка, и строя такие распределения для каждой энергетической точки, можно определить число полностью реконструированных событий $\phi \to \eta\gamma \to \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$. Используя эффективность, полученную при помощи моделирования, вычисляется сечение в каждой точке по энергии.

Отбор событий $\phi \to \eta\gamma \to \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$ с помощью метода кинематической реконструкции очень "чистый", практически с полным подавлением фоновых событий. Однако, для данного процесса фоновые события достаточно эффективно подавляются и без использования кинематической реконструкции. Наиболее существенным при изучении сечения $\phi \to \eta\gamma$ и определении вероятности распада представляется минимизация систематической ошибки измерения. Поскольку эффективность регистрации определяется из моделирования, необходимо детальное понимание всех условий отбора, как они влияют на события моделирования и эксперимента. В этом плане условие на параметр χ^2, необходимое в методе кинематической реконструкции, представляется плохо контролируемым с точки зрения совпадения моделирования и эксперимента ввиду сложности этого параметра. Это является возможным источником значительной систематической ошибки. Кроме того, кинематическая реконструкция очень чувствительна к наличию "лишних" фотонов в событии. А этот эффект в моделировании описывается не достаточно полно.

Все вышеизложенное привело к выбору иного подхода к получению сечения процесса $\phi \to \eta\gamma$ при различных энергиях и определению вероятности данного распада. Описанию этого подхода и результатов посвящена следующая глава.

Глава 6

Изучение процесса $\phi \to \eta\gamma$ в канале $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$

6.1 Общие кинематические характеристики распада $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Параметр для выделения процесса.

Процесс $\phi \to \eta\gamma$ является одной из основных мод распада ϕ-мезона, вероятность которой около $1,2$ %. Поскольку распад $\phi \to \eta\gamma$ является двухчастичным, импульс фотона отдачи фиксирован и равен 362 МэВ/c, если энергия в системе центра масс соответвует массе ϕ мезона. В более общем случае импульс фотона отдачи выражается через энергию пучка E_{beam} в соответвии со следующей формулой:

$$\omega_r = \frac{(2E_{beam})^2 - m_\eta^2}{4E_{beam}} \tag{6.1}$$

Другое кинематическое свойство процесса, которое будет в дальнейшем использоваться в отборе событий, это ограничение на полную энергию заряженных пионов. В случае распада $\phi \to \eta\gamma$ суммарная энергия π^+ и π^- ограничена сверху величиной $\varepsilon^{max}_{\pi^+\pi^-} = m_\phi - \omega_r - m_{\pi^0} = 522$ МэВ. Это свойство можно эффективно использовать для подавления фона от процесса $e^+e^- \to \phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$, в котором, наоборот, суммарная энергия заряженных пионов ограничена снизу величиной $\varepsilon^{min}_{\pi^+\pi^-} = \frac{M_\phi^2 + 4m^2_{\pi^\pm} - m^2_{\pi^0}}{2M_\phi} = 539$ МэВ. Поэтому регистрация заряженных частиц в принципе позволяет разделять события $\phi \to \eta\gamma$ и $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ без потерь эффективности.

В данной работе изучение распада $\phi \to \eta\gamma$ проводилось в канале, когда η мезон распадается на $\pi^+\pi^-\pi^0$. Учитывая, что π^0-мезон в 99 % случаев распадается на два фотона, события такого процесса имеют в конечном состоянии две заряженные частицы и три фотона. Энергия одного из фотонов соответствует формуле (6.1), инвариантная масса двух оставшихся равняется массе π^0-мезона. При этом фотон отдачи в подавляющем большинстве случаев имеет максимальную энергию среди трех фотонов конечного состояния.

Для выделения процесса $\phi \to \eta\gamma$ в канале $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ не обязательно регистрировать в детекторе все частицы конечного состояния. Достаточна регистрация обоих заряженных π-мезонов и фотона отдачи. Тогда, используя измеренные в дрейфовой камере импульсы π^+ и π^-, а также углы φ и θ фотона отдачи, измеренные в калориметре, можно вычислить инвариантную массу всех остальных фотонов в конечном состоянии. При этом не нужно использовать измерение энергии фотона отдачи в калориметре, а следует взять ее значение согласно формуле 6.1.

Система, образованная исключением из конечного состояния заряженных π-мезонов и фотона отдачи, описывается следующим 4-импульсом:

$$\boldsymbol{\left(2E_{beam} - \varepsilon_{\pi^+\pi^-} - \omega_r,\ -\vec{p}_{\pi^+\pi^-} - \vec{\omega}_r\right)},$$

где $\varepsilon_{\pi^+\pi^-}$ представляет собой суммарную энергию π^+ и π^-, $\vec{p}_{\pi^+\pi^-}$ — суммарный векторный импульс заряженных пионов, $\vec{\omega}_r$ — вектор импульса фотона отдачи, причем модуль этого равен величине ω_r из (6.1), а направление соответствует измеренным в калориметре углам фотона отдачи.

Квадрат инвариантной массы этой системы равен:

$$M_{inv}^2 = (2E_{beam})^2 + \varepsilon_{\pi^+\pi^-}^2 - p_{\pi^+\pi^-}^2 - 4E_{beam}(\varepsilon_{\pi^+\pi^-} + \omega_r) + 2\varepsilon_{\pi^+\pi^-} \cdot \omega_r - 2\vec{p}_{\pi^+\pi^-} \cdot \vec{\omega}_r. \quad (6.2)$$

Если рассматривается процесс $e^+e^- \to \phi \to \eta\gamma \to \pi^+\pi^-\pi^0$, то этот параметр соответствует, очевидно, квадрату массы π^0-мезона $M_{inv}^2 = m_{\pi^0}^2 = 18225$ МэВ$^2/c^4$.

В случае процесса $e^+e^- \to \phi \to \eta\gamma$, но при распаде η на $\pi^+\pi^-\gamma$, значение этого параметра равно нулю.

Естественно, возникает вопрос, как правильно выбрать из нескольких фотонов, зарегистрированных в калориметре, фотон отдачи. Можно было бы выбрать фотон с максимальным энерговыделением, т.к. фотон отдачи имеет наибольший импульс среди трех фотонов конечного состояния процесса $\phi \to \eta\gamma \to \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$. Однако, такой подход представляется не вполне устойчивым, т.к. реальное энерговыделение в калориметре из-за проблем калибровки, наличия шумящих кристаллов и других обстоятельств может не вполне точно описываться моделированием. Поэтому хотелось бы найти такой способ, в котором энерговыделение в калориметре по возможности не используется впрямую. При вычислении описанного выше параметра M_{inv}^2 требуется измерение только углов фотона отдачи. Если и выбор фотона осуществлять на основе информации о положении кластеров, то можно избежать прямого использования энерговыделения в калориметре.

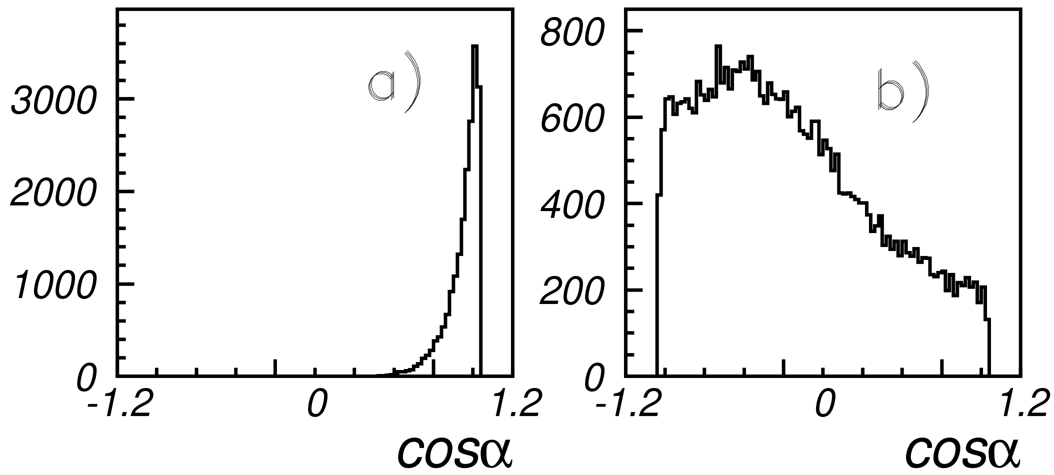

Рис. 6.1: Распределение по косинусу угла между направлением фотона и направлением, обратным к направлению суммарного импульса π^+ и π^-. **a)** — для фотона отдачи; **b)** — для фотона от распада π^0.

В данной работе предлагается выбирать в качестве фотона отдачи из всех зарегистрированных фотонов тот, направление которого ближе всего к обратному направлению суммарного импульса заряженных пионов $-\vec{p}_{\pi^+\pi^-}$. На Рис.6.1 продемонстрировано с помощью моделирования, что для фотона отдачи косинус такого угла практически всегда больше 0,7 (Рис. 6.1**a)**), в то время как для фотонов от от распада π^0 (Рис. 6.1**b)**) величина косинуса этого угла редко принимает большие значения.

6.2 Условия отбора

Для выделения процесса $\phi \to \eta\gamma \to \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$ отбирались события с двумя треками и числом фотонов более чем один. Фотоном считался свободный кластер (не связанный ни с одним из заряженных треков), если энерговыделение в кластере превышает 30 МэВ в случае цилиндрического калориметра CsI и 40 МэВ для кластера в торцевом калориметре BGO.

Ниже приведены условия отбора:

1. В событии реконструирована одна вершина
2. К этой вершине привязаны два трека противоположных знаков заряда, и никаких других треков не было восстановлено
3. Расстояние от каждого трека до пучка в R-φ проекции $R_{min} < 0,2$ см
4. Расстояние от вершины до точки взаимодействия вдоль направления оси пучков $|Z_{vert}| < 10$ см

5. Пространственный угол между двумя треками $\Delta\psi < 143^\circ$

6. Угол между треками в R-φ плоскости $\Delta\varphi < 172^\circ$

7. Угол каждого трека по отношению к оси пучка ограничивается областью $40^\circ < \theta < 140^\circ$

8. Полная энергия заряженных частиц (в предположении, что оба трека представляют собой заряженные пионы) $E_{tot} < 520 \cdot \frac{2E_{beam}}{m_\phi}$ МэВ

9. Количество фотонов, зарегистрированных обоими калориметрами, более чем один и менее чем шесть

10. Косинус угла фотона отдачи по отношению к $-P_{\pi^+\pi^-}$, $cos\alpha > 0,5$

11. Энерговыделение в калориметре от фотона, выбранного как фотон отдачи, превышает 250 МэВ

Первые восемь условий отбора относятся к параметрам заряженных треков, восстановленных в дрейфовой камере. Условия 1 и 2 достаточно очевидны и означают наличие двух треков в событии. Следующая пара условий, 3 и 4, содержит требование, чтобы треки происходили из области места встречи пучков. Это подавляет события, соответствующие космическим частицам и пучковому фону, а также часть событий распадов $\phi \to K\bar{K}$. На Рис. 5.4 в Главе 5 были приведены распределения по параметрам условий отбора 3 и 4.

Условия 5 и 6 на угол между двумя треками служат для подавления коллинеарных событий, которые в случае образования лишних кластеров в калориметре или тормозного излучения могут служить источником фона. Условие 5 на величину пространственного угла между треками служит для подавления событий $\phi \to K_S K_L$ при распаде $K_S \to \pi^+\pi^-$, т.к. оно соответствует предельному углу разлета π^+ и π^- в таком распаде.

Ограничение на величину угла относительно пучка каждого трека (условие 7) соответствует геометрическому попаданию каждого трека не только в надежную область регистрации дрейфовой камеры, но и в Z-камеру детектора. Это условие, как видно из распределения на Рис. 5.5**a)**, уже заметно влияет на эффективность регистрации. Такое жесткое ограничение на угол связано с неуверенностью, что моделирование правильно воспроизводит эффективность работы заряженного триггера при малых углах вылета трека относительно оси пучка, и требование попадания обоих треков в Z-камеру, заметно увеличивая вероятность запуска заряженного триггера, повышает надежность описания эксперимента моделированием.

Условие 8 относительно суммарной энергии заряженных частиц было обосновано в предыдущем разделе. Распределение по этому параметру приведено на Рис. 5.5 b).

Изменение энергии пучка при сканировании в первом приближении линейно меняет кинематическую границу по этому параметру, что учтено множителем $\frac{2E_{beam}}{m_\phi}$.

Условие 9 означает, что в детекторе может быть зарегистрировано 2, 3, 4 или 5 фотонов. Конечное состояние изучаемого процесса, как уже говорилось, содержит три фотона. В используемом методе не требуется полная регистрация конечного состояния, поэтому класс событий с двумя фотонами также включается в рассмотрение. В принципе, возможно выделять процесс $\phi \to \eta\gamma$ и при регистрации одного фотона, но количество таких событий невелико, в то время как количество фоновых событий существенно возрастает. Включение в рассмотрение событий с числом зарегистрированных фотонов четыре и пять отражает тот факт, что с определенной вероятностью в событии могут регистрироваться лишние свободные кластеры. Это вызвано тем, что в случае ядерного взаимодействия заряженных пионов с веществом детектора, с некоторой вероятностью рождаются нейтроны. Имея достаточно большие длины пробега, такие нейтроны могут создавать свободные кластеры, расположенные далеко от начальной точки взаимодействия пиона. Такого рода эффекты плохо воспроизводятся моделированием, даже при использовании программы FLUKA для моделирования ядерных взаимодействий, поэтому количество лишних фотонов в моделировании и эксперименте может отличаться. Достоинством описанного выше метода выделения событий является то, что наличие лишних фотонов в событии не влияет на вычисление параметра (6.2).

Как пояснялось в Разделе 6.1, в качестве фотона отдачи выбирался фотон, косинус направления импульса которого по отношению к обратному направлению суммарного импульса пионов, имел максимальное значение среди всех фотонов, реконструированных в данном событии. При этом требуется (условие 10), чтобы величина этого максимального значения косинуса в событии была больше 0,5. Распределение по $cos\alpha$ можно видеть на Рис. 6.1.

Условие 11, требующее, чтобы энерговыделение выбранного фотона было достаточно велико, несколько нарушает последовательность принципа не использовать значения энерговыделений в условиях отбора. Однако, обращение к энерговыделению уже после того, как фотон был выбран на основе других кинематических принципов, входит в условия отбора достаточно мягко. Описание энерговыделения фотона отдачи в моделировании достаточно хорошо соответствует экспериментальному распределению (см. Рис. 5.6), поэтому порог на уровне 250 МэВ выглядит разумно. В то же время это условие способствует существенному подавлению фона.

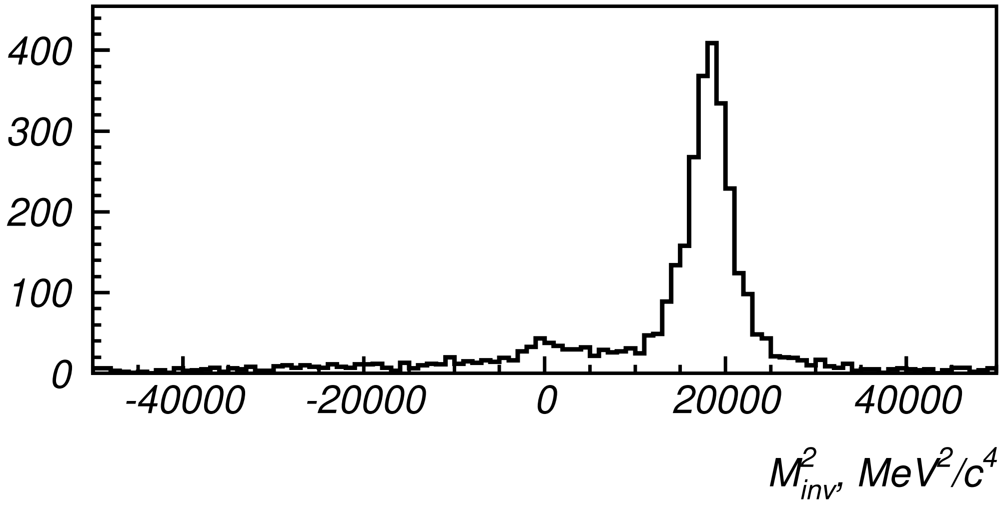

Рис. 6.2: Распределение по $\boldsymbol{M_{inv}^2}$ для экспериментальных данных после условий отбора.

6.3 Распределение по параметру M_{inv}^2. Источники фона.

В каждом событии из экспериментальных данных, прошедших условия отбора, определялся фотон отдачи, и вычислялся M_{inv}^2 в соответствии с (6.2). Распределение по M_{inv}^2 представлено на Рис. 6.2. События интересующего нас распада $\phi \to \eta\gamma, \eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ распределены вблизи значения квадрата массы π^0, формируя основной пик в распределении.

Перечислим процессы, которые могут давать после прохождения условий отбора, вклад в приведенное на Рис. 6.2 распределение.

- $\boldsymbol{\phi \to \eta\gamma}$ при распаде $\boldsymbol{\eta}$ на $\boldsymbol{\pi^+\pi^-\gamma}$. Очевидно, что в этом случае параметр M_{inv} будет представлять собой инвариантную массу фотона из распада $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$ и, следовательно, равняться нулю. Такой пик в области нулевых значений параметра вполне заметен на Рис. 6.2.

- $\boldsymbol{e^+e^- \to \omega\pi^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0}$. События этого процесса, имея в конечном состоянии две заряженных частицы и четыре фотона, могут частично выживать после условий отбора. Эффективность регистрации для этого процесса в наших условиях и характер распределения по параметру M_{inv}^2 изучались с помощью моделирования. Результаты будут приведены далее.

- $\boldsymbol{\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0}$. Большая часть событий этого процесса эффективно подавляется условием на полную энергию заряженных частиц (условие 8). Однако, небольшая доля событий, прошедшая через это условие, может давать вклад в распределение, что также изучалось при помощи моделирования.

- $\boldsymbol{\phi \to K_S K_L}$ при распаде $\boldsymbol{K_S \to \pi^+\pi^-}$, конверсия фотонов на вакуумной трубе, пучковый фон. Все эти процессы объединены в одну группу по признаку, что вершина события в плоскости R-φ находится не в месте встречи. Использовать моделирование для оценки вклада этих событий затруднительно. Для изучения событий такого рода из экспериментальных данных отбирались события практически с теми же условиями отбора за исключением условия 3 относительно расстояния от треков до пучка. Наоборот, отбирались события, в которых расстояние от каждого трека до пучка было бы $R_{min} > 0.3$ см, при выполнении остальных условий отбора.

6.3.1 Моделирование изучаемого и фоновых процессов

Было проведено полное моделирование при энергии пучка, равной половине массы ϕ мезона, следующих процессов:

- **A** 20000 событий
  $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$
- **B** 5000 событий
  $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$
- **C** 450000 событий
  $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$
- **D** 100000 событий
  $e^+e^- \to \omega\pi^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$

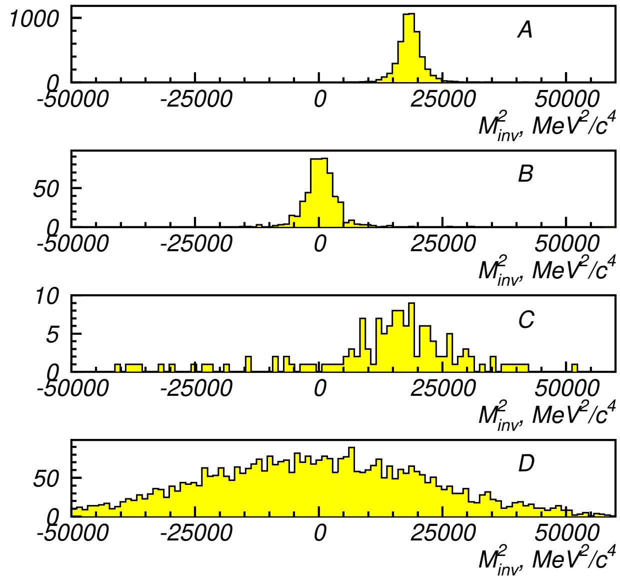

Рис. 6.3: Распределение по M^2_{inv} для моделирования процессов **A**: $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$; **B**: $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$; **C**: $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$; **D**: $e^+e^- \to \omega\pi^0$, $\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0$.

Для всех процессов моделирования **A**, **B**, **C** и **D** после наложения условий отбора, описанных в разделе 6.2, строилось распределение по параметру M^2_{inv}. Эти распределения приведены на Рис. 6.3. Распределения для процессов **A** и **B** (распад $\phi \to \eta\gamma$ при различных каналах распада η) достаточно очевидны: в первом случае имеется узкий пик в распределении M^2_{inv} на величине $m^2_{\pi^0}$, а во втором — при нулевом значении. Событий процесса **C** после применения условий отбора остается совсем немного, но зато оставшиеся события распределены по M^2_{inv} как раз в области вокруг значения $m^2_{\pi^0}$, что представляет собой неприятную проблему — фон от оставшихся событий $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ приходится учитывать очень аккуратно. Подробнее эта процедура будет описана ниже. Что касается распределения для процесса **D**, то оно достаточно гладкое.

6.3.2 Экспериментальные данные и доля вклада каждого процесса

При изучении процесса $\phi \to \eta\gamma$ использовалась только статистика, набранная в области энергии ϕ-мезона в 1996 году, когда был включен в работу торцевой калориметр на основе BGO. Эти данные можно разбить на 18 групп, соответствующих различной энергии пучка. Диапазон полной энергии $2E_{beam}$ — от 985,8 МэВ до 1039,0 МэВ. Интегральная светимость составляет 1883 нб$^{-1}$, а число ϕ-мезонов — около 2,8 миллионов штук. Информация об энергии и интегральной светимости в каждой из 18 групп по энергии представлена ниже, в Таблице 6.2 вместе с результатами по определению сечения.

Оценим коэффициенты, соответствующие моделированию каждого процесса для описания экспериментальных данных.

- Число намоделированных событий основного процесса **A** $\phi \to \eta\gamma \to \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$ соответствует количеству ϕ-мезонов $N_\phi = \frac{20000}{B(\phi\to\eta\gamma)\cdot B(\eta\to\pi^+\pi^-\pi^0)}$, что при подстановке значений вероятностей распадов из [12] дает $N_\phi \approx 6,9$ миллионов штук. Для описания экспериментальной статистики 2,8 миллионов ϕ необходимо учитывать распределения из моделирования с множителем $\approx 0,4$.

- Аналогично для процесса **B** $\phi \to \eta\gamma \to \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ $N_\phi = \frac{5000}{B(\phi\to\eta\gamma)\cdot B(\eta\to\pi^+\pi^-\gamma)} \approx 8,3$ миллионов штук, и такой коэффициент составляет $\approx 0,3$.

- При пересчете количества намоделированных событий процесса **C** $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ в число ϕ-мезонов принималось во внимание различие энергетической зависимости сечения процессов $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ и $e^+e^- \to \eta\gamma$ ([46]). По количеству ϕ мезонов статистика моделирования соответствует экспериментальным данным, т.е. вес, с которым прошедшие отбор события из моделирования могут сравниваться с экспериментальными распределениями, приблизительно равен единице.

- Если принять во внимание, что сечение процесса **D** $e^+e^- \to \omega\pi^0$ в области ϕ-мезона равно $7,6 \pm 0,8$ нб [47], то вес, с которым события моделирования этого процесса дают вклад в экспериментальные распределения, $\approx 0,2$.

Кроме того, имеется еще вклад от процессов с непучковыми распределениями по прицельным параметрам треков. Эти процессы (конверсия на трубе, $\phi \to K_SK_L$, пучковый фон), как уже было сказано, затруднительно правильно учесть моделированием.

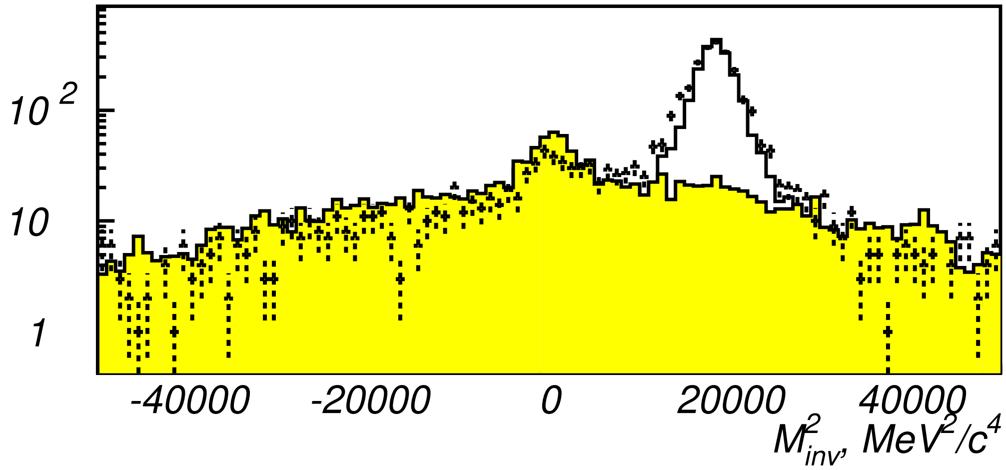

Рис. 6.5: Распределение по $\boldsymbol{M^2_{inv}}$ для экспериментальных данных (точки с ошибками) вместе с суммой фоновых процессов, полученной из моделирования (заштрихованная гистограмма).

Форма распределения по M^2_{inv} извлекалась из экспериментальных данных по событиям, в которых оба трека имеют прицельный параметр $R_{min} > 0.3$ см (см. Рис. 6.4). Предполагалось, что форма распределения приблизительно сохраняется и для событий с малыми значениями прицельных параметров. Вклад этого распределения в суммарную гистограмму невелик — он берется с коэффициентом 0,2.

Сложив все распределения по M^2_{inv} (**A**, **B**, **C**, **D** и **E**) с весами, соответствующими ожидаемому количеству событий каждого процесса в эксперименте, можно сравнить полученное распределение по M^2_{inv} с экспериментальным.

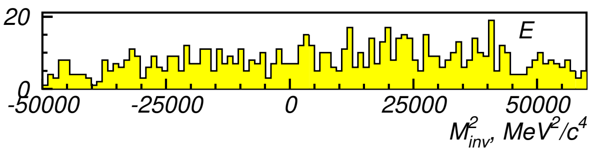

Рис. 6.4: Распределение по M^2_{inv} для событий с большими прицельными параметрами треков.

На Рис. 6.5 показаны распределения по M^2_{inv} для экспериментальных данных в сравнении с суммой фоновых процессов. Логарифмическая шкала была выбрана для лучшей демонстрации фона. Можно видеть, что сумма принятых в рассмотрение фоновых процессов хорошо описывает наблюдаемый фон, что подтверждает правильность понимания источников фона.

В то же время на Рис. 6.5 можно видеть разницу в форме самого сигнала от процесса $\phi \to \eta\gamma \to \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$ для эксперимента и моделирования. Распределение из моделирования несколько уже. Это может объясняться не учетом при моделировании процесса

$\phi \to \eta\gamma$ радиационных поправок в начальном состоянии.

6.4 Процедура определения количества событий $\phi \to \eta\gamma$ в канале $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$

Для изучения сечения процесса $\phi \to \eta\gamma$ распределения по M^2_{inv} строились для групп данных с различной энергией пучка. Для каждой такой группы известна интегральная светимость, и, определив количество событий интересующего процесса, а также эффективность регистрации из моделирования, можно вычислить сечение искомого процесса.

Предполагалось, что во всех энергетических точках при сканировании ϕ-мезона источники фона те же самые, перечисленные выше, но соотношение между различными фоновыми процессами, дающими вклад в распределение по M^2_{inv}, может меняться в зависимости от энергии.

Процедура определения числа событий изложена ниже:

- Распределения по M^2_{inv} для каждого из фоновых процессов (Рис. 6.3) подгонялись гладкой функцией. Во всех случаях функция нормального распределения хорошо описывала форму фона. Параметры функции подгонки, среднее положение и ширина нормального распределения, характеризуют форму фона для каждого случая. Получалось четыре набора параметров для описания каждого вклада.

- Распределение по M^2_{inv} для всех экспериментальных данных (Рис. 6.2) за исключением области сигнала подгонялось суммой всех четырех фоновых функций. При этом параметры, определяющие форму (среднее положение и ширина), были фиксированы, а числа событий в каждом из вкладов являлись свободными параметрами подгонки.

- Теперь, когда форма фона уже полностью зафиксирована, можно определить параметры функции для описания искомого сигнала в этом распределении. Использовалась сумма двух нормальных распределений с различными ширинами, параметры такой функции следующие: полное число событий; среднее значение; ширина одного из нормальных распределений; доля событий, относящихся ко второму нормальному распределению; относительная ширина второго распределения. Определенные таким образом параметры функции сигнала вместе с параметрами для функций каждой компоненты фона приведены в Таблице 6.1.

- Далее распределения для каждой группы данных, соответствующей определенной точке по энергии, подгонялись суммой вкладов, форма которых была опре-

Таблица 6.1: Параметры функций, включаемых в подгонку. A_2/A — доля второго нормального распределения, σ_2/σ — относительная ширина второго распределения.

процесс	число событий	среднее	ширина (σ)	A_2/A	σ_2/σ
A	2359 ± 55	18385 ± 92	1939 ± 259	$0,37 \pm 0,14$	$2,5 \pm 0,3$
B	178 ± 19	236 ± 121	2416 ± 103	0	0
C	87 ± 10	17710 ± 1610	10238 ± 2088	0	0
D	404 ± 64	-1461 ± 436	22817 ± 426	0	0
E	599 ± 73	16622 ± 3022	41760 ± 3536	0	0

делена в предыдущих шагах. Свободными параметрами подгонки оставались числа событий для всех вкладов. Исключение составлял процесс $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$, число событий также было зафиксировано в соответствии с сечением этого процесса ([46]), поскольку независимо выделить величину этого вклада не представляется возможным. В результате оптимизации определялось количество событий $\phi \to \eta\gamma \to \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$ и ошибка этой величины для каждой точки по энергии.

Полученные числа событий процесса $\eta\gamma$ вместе с рассчитанными сечениями представлены в Таблице 6.2. Сечение процесса вычислялось следующим образом:

$$\sigma = \frac{N_{\eta\gamma}}{\mathcal{L} \cdot (1+\delta) \cdot \varepsilon \cdot B_{\eta\to\pi^+\pi^-\pi^0}},$$

где $\mathcal{L}$ — интеграл светимости в точке по энергии, δ — радиационная поправка для процесса $\phi \to \eta\gamma$, ε — эффективность регистрации, $B_{\eta\to\pi^+\pi^-\pi^0} = 0,231 \pm 0,005$. Ошибки в величинах сечения рассчитывались с учетом статистической ошибки $N_{\eta\gamma}$, определяемой в процессе подгонки, а также ошибок определения светимости и энергии в каждой точке. Радиационная поправка вычислялась в соответствии с работой [48], а ее поведение в области энергий вблизи ϕ-мезона показано на Рис.6.6.

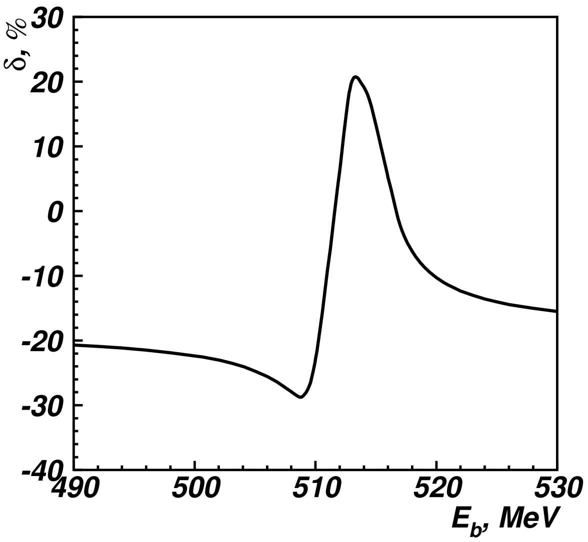

Рис. 6.6: Поведение радиационной поправки δ к процессу $\phi \to \eta\gamma$ в зависимости от энергии.

Эффективность регистрации определялась из моделирования, как результат подгонки распределения Рис.6.3 **A**. Было получено значение $\varepsilon = 0,247 \pm 0,004 \pm 0,007$. Систематическая ошибка оценивалась из сравнения результатов моделирования разными методами моделирования ядерных взаимодействий (FLUKA и GHEISHA) [14].

Таблица 6.2: Количество событий $\eta\gamma \to \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$ и сечение процесса $\phi \to \eta\gamma$ в различных точках по энергии

No.	$\sqrt{S}$, МэВ	$\int \mathcal{L}dt$, нб$^{-1}$	$N_{\eta\gamma}$	δ	$\sigma_{\eta\gamma}$, нб
1	$985,80 \pm 0,20$	$93,4 \pm 0,5$	$3,2 \pm 3,8$	-0,21	$0,8 \pm 0,9$
2	$1004,80 \pm 0,20$	$98,8 \pm 0,5$	$7,6 \pm 4,3$	-0,24	$1,8 \pm 1,0$
3	$1011,44 \pm 0,20$	$108,9 \pm 0,6$	$11,8 \pm 4,7$	-0,25	$2,5 \pm 1,0$
4	$1016,14 \pm 0,20$	$123,4 \pm 0,6$	$110,0 \pm 11,4$	-0,28	$21,7 \pm 2,3$
5	$1017,08 \pm 0,06$	$177,8 \pm 0,7$	$192,1 \pm 14,9$	-0,28	$26,3 \pm 2,0$
6	$1018,04 \pm 0,06$	$226,2 \pm 0,8$	$347,4 \pm 20,0$	-0,28	$37,4 \pm 2,2$
7	$1018,88 \pm 0,04$	$84,6 \pm 0,5$	$170,3 \pm 14,1$	-0,27	$48,4 \pm 4,0$
8	$1019,04 \pm 0,04$	$63,8 \pm 0,4$	$128,9 \pm 12,3$	-0,27	$48,5 \pm 4,6$
9	$1019,20 \pm 0,04$	$103,4 \pm 0,5$	$239,9 \pm 16,6$	-0,26	$55,0 \pm 3,8$
10	$1019,84 \pm 0,04$	$87,0 \pm 0,5$	$185,4 \pm 14,5$	-0,24	$49,2 \pm 3,8$
11	$1020,08 \pm 0,04$	$170,7 \pm 0,7$	$340,5 \pm 19,6$	-0,22	$44,9 \pm 2,6$
12	$1020,72 \pm 0,04$	$40,8 \pm 0,3$	$57,6 \pm 8,5$	-0,19	$30,6 \pm 4,5$
13	$1020,98 \pm 0,06$	$143,8 \pm 0,6$	$207,7 \pm 15,7$	-0,17	$30,5 \pm 2,3$
14	$1021,80 \pm 0,06$	$119,5 \pm 0,6$	$102,1 \pm 11,4$	-0,11	$16,8 \pm 1,9$
15	$1022,72 \pm 0,06$	$77,6 \pm 0,5$	$56,4 \pm 8,3$	-0,04	$13,3 \pm 2,0$
16	$1028,26 \pm 0,10$	$84,7 \pm 0,5$	$9,2 \pm 4,0$	0,28	$1,5 \pm 0,6$
17	$1033,70 \pm 0,18$	$55,7 \pm 0,5$	$3,2 \pm 3,5$	-0,01	$1,0 \pm 1,1$
18	$1038,96 \pm 0,12$	$22,9 \pm 0,5$	$2,5 \pm 3,5$	-0,09	$2,1 \pm 2,9$

6.5 Параметризация сечения процесса $\phi \to \eta\gamma$ и результаты анализа

Амплитуда процесса $\phi \to \eta\gamma$ в изучаемой области энергий описывалась как сумма двух интерферирующих амплитуд — ϕ и ω мезонов. Выражение для параметризации сечения и ширин векторных мезонов в настоящей работе бралось из [49–51]:

$$\sigma_{\eta\gamma} = \frac{F_{\eta\gamma}(S)}{S^{3/2}} \cdot |A_\phi + A|^2,$$

$$A_\phi = \frac{m_\phi^{5/2}\Gamma\sqrt{\sigma_\phi^0/F_{\eta\gamma}(m_\phi^2)}}{S - m_\phi^2 + i\sqrt{S}\Gamma_\phi(S)},$$

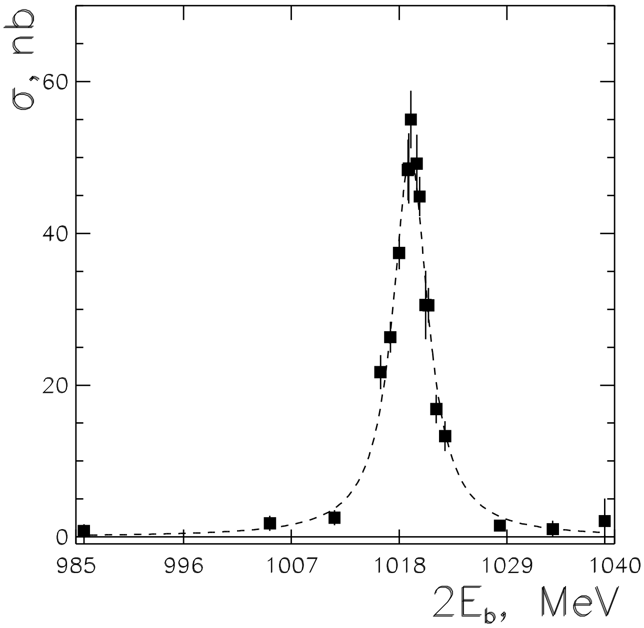

Рис. 6.7: Сечение процесса $\sigma(e^+e^- \to \phi \to \eta\gamma)$ вместе с функцией подгонки.

где m_ϕ, Γ_ϕ, σ_ϕ^0 — масса, ширина и максимальное значение сечения (при $S = m_\phi^2$) для векторного мезона ϕ, а $F_{\eta\gamma}(S)$ — гладкая функция для описания динамики распадов $\phi \to \eta\gamma$ и $\omega \to \eta\gamma$ с учетом фазового объема. A представляет собой вклад в амплитуду от ρ и ω мезонов.

Зависимость от энергии ширины ϕ-мезона записывалась как

$$\Gamma_\phi(S) = \Gamma_\phi \cdot \left(B_{K^+K^-} \frac{m_\phi^2 F_{K^+K^-}(S)}{S \cdot F_{K^+K^-}(m_\phi^2)} + B_{K_SK_L} \frac{m_\phi^2 F_{K_SK_L}(S)}{S \cdot F_{K_SK_L}(m_\phi^2)} + B_{\pi^+\pi^-\pi^0} \frac{\sqrt{S} F_{\pi^+\pi^-\pi^0}(S)}{m_\phi F_{\pi^+\pi^-\pi^0}(m_\phi^2)} + B_{\eta\gamma} \frac{F_{\eta\gamma}(S)}{F_{\eta\gamma}(m_\phi^2)} \right),$$

где $F_{K\bar{K}}(S) = (S/4 - m_K^2)^{3/2}$, $F_{\eta\gamma}(S) = (\sqrt{S}(1 - m_\eta^2/S))^3$, для вычисления $F_{3\pi}(S)$ использовалось предположение, что распады ϕ и ω на $\pi^+\pi^-\pi^0$ идут через $\rho\pi$.

При подгонке энергетической зависимости сечения $\phi \to \eta\gamma$ (Рис. 6.7) масса ϕ-мезона и максимальное значение сечения являлись оптимизируемыми параметрами, а ширина Γ_ϕ была зафиксирована из [12]. Вклад от интерфирирующих членов A при получении результата в данной работе брался равным нулю. Детальный учет вкладов от ρ, ω изменяет значение сечения в максимуме ϕ-мезона в пределах 1%.

$$\begin{array}{rclcll}
\sigma_{peak} & = & 49{,}8 & \pm & 1{,}2 & \text{нб} \\
m_\phi & = & 1019{,}38 & \pm & 0{,}07 & \text{МэВ} \\
\chi^2/d.f. & = & 18{,}4 & / & 16 &
\end{array}$$

При значении $\Gamma_{ee}/\Gamma_{total} = (2,99 \pm 0,08) \times 10^{-4}$ ([12]), вероятность распада, соответствующая максимальному значению сечения

$$B_{\phi\to\eta\gamma} = (1,18 \pm 0,03 \pm 0,06)\%,$$

где первая приведенная ошибка является статистической, а вторая — систематической.

6.6 Проверка устойчивости результата. Источники систематической ошибки.

Для проверки устойчивости полученных результатов вся изложенная выше процедура проводилась при измененных условиях отбора, когда эффективность регистрации заметно меняется и в моделировании, и в данных. Было произведено определение числа событий в каждой точке, определение эффективности регистрации и вычисление вероятности распада отдельно для следующих случаев:

- более жесткий отбор по энерговыделению фотона отдачи: > 300 МэВ вместо > 250 МэВ Условия 11 из раздела 6.2
- диапазон, ограничивающий углы заряженных частиц (Условие 7), уменьшается на 6° градусов с каждой стороны
- ослабленное ограничение на прицельный параметр $R_{min} < 0,3$ см вместо $< 0,2$ см Условия 3
- введение ограничения на угол фотона отдачи таким образом, что он попадает только в калориметр CsI

Для каждого из этих случаев получался результат для вероятности распада $\phi \to \eta\gamma$, согласующийся в пределах статистической ошибки с приведенным в предыдущем разделе. Каждый раз проверялось, что сумма фоновых процессов из моделирования описывает данные с теми же самыми весами.

Кроме того, проводилась подгонка сечения со смещением значения ширины ϕ-мезона Γ_ϕ на величину, равную стандартному отклонению. Это также не меняет результат более чем на 2%. Проводилась подгонка с различными значениями фазы $\phi-\omega$ смешивания. Поскольку распределение M^2_{inv} для искомого эффекта не описывается моделированием, неопределенность формы сигнала нужно рассматривать как источник систематической ошибки. Для оценки этого вклада в систематическую ошибку производилось определение числа событий и сечения, когда функция для описания сигнала была зафиксирована из моделирования.

В результате проведенного рассмотрения систематическая ошибка оценивается следующим образом:

- Ошибка измерения светимости — 2%
- Ошибка в величине $\Gamma_{ee}/\Gamma_{total}$ — 3% ([12])
- Ошибка в величине $B(\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0)$ — 2,2%
- Ошибка определения эффективности регистрации из моделирования — 1%
- Неопределенность формы сигнала в распределении по M^2_{inv} — 2,5%

Квадратичная сумма всех этих вкладов дает систематическую ошибку, приводимую в результате для значения вероятности распада, — 5%.

Глава 7

Измерение вероятности распада $\phi \to \eta'\gamma$ в канале $\eta' \to \pi^+\pi^-\eta$, $\eta \to \gamma\gamma$

Анализ распада $\phi \to \eta'\gamma$ основывался на всей статистике, набранной детектором КМД-2 в области энергий ϕ-мезона в 1992 – 1996 годах (См. Таблицу 4.1).

7.1 Кинематические особенности распада $\phi \to \eta'\gamma$ в канале $\eta' \to \pi^+\pi^-\eta$, $\eta \to \gamma\gamma$

Поскольку распад $\phi \to \eta'\gamma$ является двухчастичным, импульс фотона отдачи практически фиксирован вблизи значения 60 МэВ/с.

Изучение распада было выполнено в канале, когда η' распадается на $\pi^+\pi^-\eta$, а η — на $\gamma\gamma$. Выбор такой моды определялся относительно высокой вероятностью, небольшой множественностью частиц в конечном состоянии и достаточно хорошей эффективностью регистрации. Итак, конечное состояние содержит, как и для рассматриваемой в предыдущих главах моды распада $\phi \to \eta\gamma$, две заряженные частицы (π^+ и π^-) и три фотона.

При упорядочивании фотонов в соответствии с убыванием их энергии последний фотон представляет собой фотон отдачи, так что $\omega_3 = 60$ МэВ. Инвариантная масса двух более энергичных фотонов $M_{12} = m_\eta$.

Процесс ϕ на $\eta\gamma$ при распаде η на $\pi^+\pi^-\pi^0$ имеет очень похожую кинематику, две заряженных частицы и три фотона в конечном состоянии. Только в этом случае уже самый жесткий фотон имеет фиксированную энергию $\omega_1 = 362$ МэВ, а инвариантная масса двух оставшихся $M_{23} = m_{\pi^0}$.

Будучи приблизительно в 100 раз более вероятным распадом ϕ-мезона, $\phi \to \eta\gamma$, очевидно, является серьезным источником фона при поиске событий $\phi \to \eta'\gamma$. В то же время можно использовать этот распад в качестве мониторирующего процесса, т.е. измерять вероятность распада $B(\phi \to \eta'\gamma)$ по отношению к $B(\phi \to \eta\gamma)$. Благодаря схожести кинематики можно рассчитывать, что зависимости эффективности регистрации от различных параметров детектора для этих процессов близкие, а это позволит избежать многих проблем с систематическими ошибками, т.к. часть из них сократится при измерении отношения вероятностей.

7.2 Отбор событий

При изучении редкого распада $\phi \to \eta'\gamma$ совершенно необходим подход с полной регистрацией частиц конечного состояния и применением метода кинематической реконструкции, так как основная проблема здесь — выделение малого числа событий при значительном фоне.

Отбор событий производился в три этапа. Сначала отбирались события, для которых в детекторе было восстановлено две заряженные частицы и три фотона.

Условия такого отбора следующие:

1. В событии реконструирована одна вершина
2. К этой вершине привязаны два трека противоположных знаков заряда, и в событии не было восстановлено никаких других треков
3. Расстояние от каждого трека до пучка в R-φ проекции $R_{min} < 0,2$ см
4. Расстояние от вершины до точки взаимодействия вдоль направления оси пучков $|Z_{vert}| < 10$ см
5. Пространственный угол между двумя треками $\Delta\psi < 143^\circ$
6. Угол между треками в R-φ плоскости $\Delta\varphi < 172^\circ$
7. Угол каждого трека по отношению к оси пучка ограничивается областью $44^\circ < \theta < 136^\circ$
8. Полная энергия заряженных частиц (в предположении, что оба трека представляют собой заряженные пионы) $E_{tot} < 520$ МэВ
9. Количество фотонов, зарегистрированных обоими калориметрами, равняется трем

Практически все эти условия отбора входили в список условий отбора для изучения процесса $\phi \to \eta\gamma$ и обсуждались в разделе 6.2. Число фотонов при изучении $\phi \to \eta'\gamma$ (Условие 9) ровно три, т.е. требуется полная регистрация всех частиц конечного состояния и не рассматриваются события с ”лишними” фотонами.

Отобранные на первом этапе события подвергались процедуре кинематической реконструкции, после чего следовал отбор второго этапа условиями:

1. Параметр качества реконструкции $\chi^2 < 5$
2. Реконструированная энергия третьего фотона $\omega_3 > 10$ МэВ
3. Отношение измеренной в калориметре энергии $(E_{\gamma i})$ к реконструированной ограничивается
   $0,7 < E_{\gamma 1}/\omega_2 < 1,2$; $0,6 < E_{\gamma 2}/\omega_2 < 1,3$; $E_{\gamma 3}/\omega_3 < 2,5$

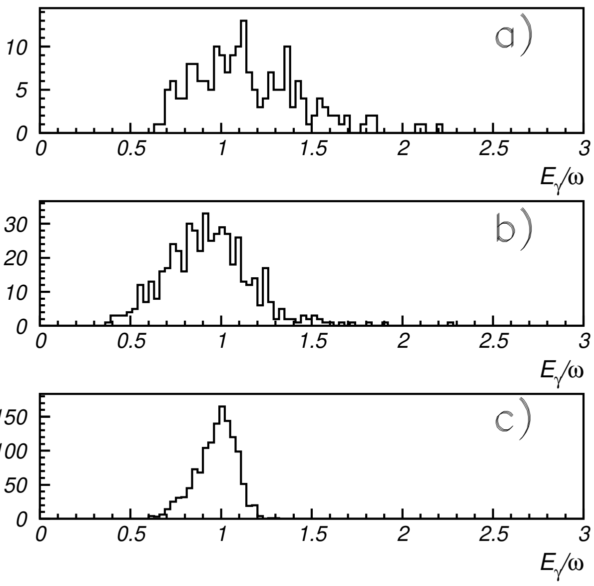

Рис. 7.1: Распределения по величине E_γ/ω для отобранных событий $\phi \to \eta\gamma$. **a)** — для фотонов с энергиями $\omega < 50$ МэВ; **b)** — для фотонов с энергиями 50 МэВ $< \omega <$ 80 МэВ; **c)** — для фотонов с энергиями $\omega > 150$ МэВ.

Все эти условия, по существу, означают проверку гипотезы о том, что в конечном состоянии события имелось две заряженных частицы и три фотона. Второе условие направлено на подавление процессов с двумя фотонами и наличием "лишнего", тогда кинематическая реконструкция при правильно измеренных параметрах физических частиц приведет к тому, что энергия "лишнего" фотона будет реконструирована как малая величина. Как указывалось в Главе 5, энергиям фотонов приписывалась в кинематической реконструкции очень большая ошибка, т.е. их измеренные значения слабо использовались при оптимизации параметров, новые значения энергий рассчитывались, в основном, чтобы удовлетворить условиям сохранения энергии–импульса. Условие 3 второго этапа отбора отбрасывает события, для которых реконструированная энергия какого-либо из фотонов слишком сильно отличается от реально измеренного значения. Условия такого сравнения различаются в зависимости от энергии фотона, поэтому ограничения разные для первого, второго и третьего фотонов. Конкретный подбор этих ограничений производился по отобранным событиям процесса $\phi \to \eta\gamma$, изучая распределения по E_γ/ω для фотонов различных энергий (Рис. 7.1).

На Рис. 7.2**a)** показано двумерное распределение отобранных во втором этапе экспериментальных событий по инвариантной массе M_{23} в зависимости от энергии жест-

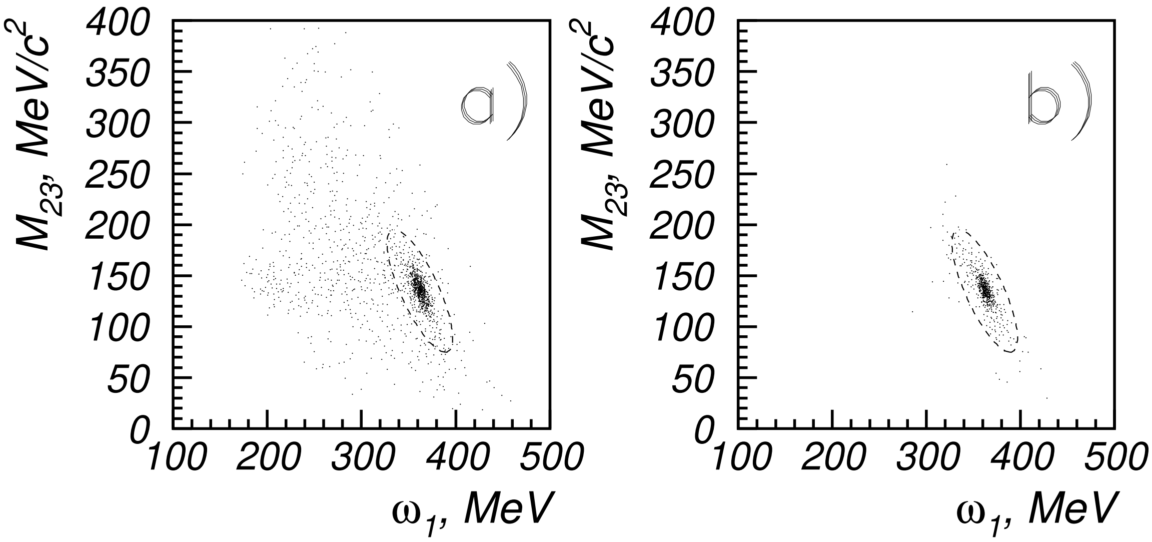

Рис. 7.2: Инвариантная масса M_{23} двух мягких фотонов в зависимости от энергии жесткого фотона ω_1. **a)** — экспериментальные данные; **b)** — моделирование процесса $\phi \to \eta\gamma, \eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$.

кого фотона ω_1. Сгущение событий в области вокруг точки $M_{23} = 135$ МэВ/c^2, $\omega_1 = 362$ МэВ, обведенной пунктирной линией, соответствует, очевидно, событиям процесса $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Такая область в форме эллипса задается в общем случае произвольной энергии пучка соотношением:

$$\frac{(\omega_1 + 0{,}45\cdot(M_{23} - m_{\pi^0}) - \omega_{\eta\gamma})^2}{\Delta_\omega^2} + \frac{(M_{23} - m_{\pi^0})^2}{\Delta_M^2} < 1,$$

где $\omega_{\eta\gamma} = E_{beam} - \frac{M_\eta^2}{4E_{beam}}$, а $\Delta_\omega = 22$ МэВ и $\Delta_M = 60$МэВ/c^2 — параметры эллипса.

Такое же распределение для моделирования $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ после применения кинематической реконструкции и тех же условий отбора приведено на Рис. 7.2**b)**. Количество событий внутри эллипса для экспериментальных данных $N_{\eta\gamma} = 1754$, а для моделирования — $N_{\eta\gamma}^{MC} = 3077$, что при полном количестве начальных событий процесса 20000 соответствует эффективности $\varepsilon_{\eta\gamma} = (15,38 \pm 0,03)\%$.

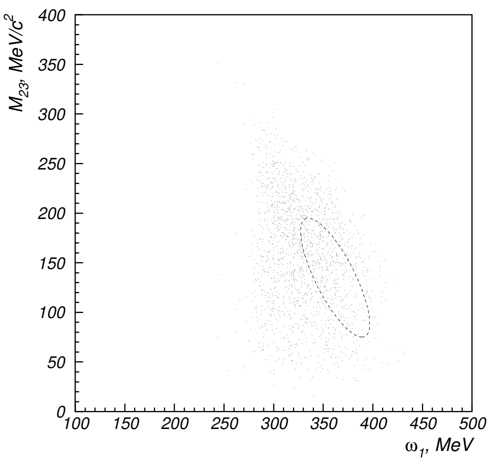

Рис. 7.3: Инвариантная масса M_{23} двух мягких фотонов в зависимости от энергии жесткого фотона ω_1 для событий процесса $\phi \to \eta'\gamma, \eta' \to \pi^+\pi^-\eta, \eta \to \gamma\gamma$ (моделирование).

Следующим этапом отбора событий для поиска распада $\phi \to \eta'\gamma$ является подавление событий, которые реконструируются как $\phi \to \eta\gamma$. С этой целью все события, попавшие на двумерном распределении Рис. 7.2 в область эллипса, должны быть отброшены.

Поместив события моделирования распада $\phi \to \eta'\gamma$ на аналогичное двумерное рас-

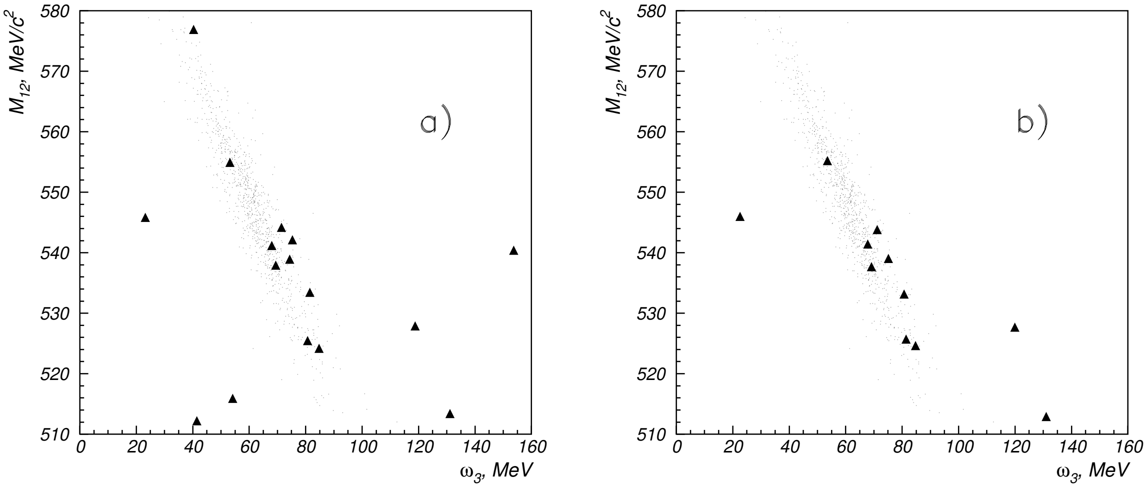

Рис. 7.4: Инвариантная масса M_{12} двух жестких фотонов в зависимости от энергии мягкого фотона ω_3 для событий моделирования процесса $\phi \to \eta'\gamma, \eta' \to \pi^+\pi^-\eta, \eta \to \gamma\gamma$ (точки) и экспериментальных данных (треугольники). **a)** — для случая $\chi^2 < 5$; **b)** — для $\chi^2 < 3$.

пределение (Рис. 7.3), можно видеть, что отбрасывание области, очерченной эллипсом, приводит к существенной потере полезных событий. Однако, такая мера является вынужденной, иначе фон от процесса $\phi \to \eta\gamma$ слишком велик. События экспериментальных данных из этой отбрасываемой области будут использованы в дальнейшем для определения формы фона.

Кроме того, для дополнительного подавления фона от процессов $\phi \to K_S K_L$, $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ и других применялось еще несколько условий. Этот заключительный, третий этап отбора событий состоит в следующем:

1. $\frac{(\omega_1 + 0{,}45\cdot(M_{23}-m_{\pi^0}) - \omega_{\eta\gamma})^2}{\Delta_\omega^2} + \frac{(M_{23}-m_{\pi^0})^2}{\Delta_M^2} > 1.$

2. $E_{tot} < 420$ МэВ

Более жесткое ограничение на полную энергию заряженных частиц (Условие 2) основано на кинематике распада $\phi \to \eta'\gamma$. Суммарная энергия π^+ и π^- ограничена для этого процесса сверху величиной $E_{tot} = m_\phi - 60$ МэВ $- m_\eta = 412$ МэВ. Это дополнительное условие подавляет часть событий $\phi \to \eta\gamma$ и $e^+e^- \to \omega\pi^0$ без потери эффективности регистрации искомого процесса.

7.3 Выделение событий $\phi \to \eta'\gamma$

После всех трех этапов отбора изучалось распределение событий по инвариантной массе двух жестких фотонов M_{12} в зависимости от энергии самого мягкого ω_3. На Рис. 7.3**a)** показано такое распределение для экспериментальных данных вместе с распределением для моделирования распада $\phi \to \eta'\gamma$. Моделирование показано точками, экспериментальные данные — треугольниками. События моделирования группируются в области с центром в точке $M_{12} = m_\eta$, $\omega_3 = 60$ МэВ. Корреляция параметров M_{12} и ω_3 объясняется использованием кинематической реконструкции с условиями сохранения полной энергии и импульса частиц. Сравнение экспериментальных данных с моделированием убедительно свидетельствует о наблюдении событий редкого радиационного распада $\phi \to \eta'\gamma$, т.к. заметно явное сгущение экспериментальных данных в ожидаемой области, задаваемой точками моделирования. Приблизительно можно сказать, что около десяти событий могут быть рассмотрены как кандидаты от искомого процесса $\phi \to \eta'\gamma$, а шесть событий представляют собой фон.

Такое же точно распределение при более жестком условии на параметр χ^2 кинематической реконструкции $\chi^2 < 3$ приведено на Рис. 7.3**b)**. В этом случае число событий, претендующих на события распада $\phi \to \eta'\gamma$, можно оценить как восемь, а число фоновых уменьшилось вдвое по сравнении с предыдущим отбором. Для более точного определения числа событий и вычисления результатов рассмотрим оба эти случая с различными условиями отбора по χ^2 отдельно.

7.3.1 Определение числа событий и вероятности распада $\phi \to \eta'\gamma$ для отбора $\chi^2 < 5$

Для определения числа событий искомого распада и событий фоновых процессов удобно рассматривать одномерную проекцию распределений Рис. 7.3 на ось, перпендикулярную линии корреляции параметров, т.е. распределение по $\omega_3 + M_{12} - m_\eta$.

На Рис. 7.5 приведены одномерные распределения по параметру $\omega_3 + M_{12} - m_\eta$ для случая $\chi^2 < 5$. Верхний рисунок **a)** показывает распределение для событий $\phi \to \eta\gamma$ из экспериментальных данных (события внутри области эллипса, которые были отброшены на третьем этапе отбора). Это распределение задает поведение фона. Следующий рисунок, **b)** — распределение по $\omega_3 + M_{12} - m_\eta$ для моделирования распада $\phi \to \eta'\gamma$ (проекция двумерного распределения, показанного точками на Рис. 7.3). Это распределение определяет форму искомого сигнала, на его основе также вычисляется эффективность регистрации искомого процесса $\varepsilon_{\eta'\gamma}$. Фитирование этой гистограммы функцией нормального распределения дает число событий $N^{MC}_{\eta'\gamma} = 1002 \pm 32$. Поскольку количество первичных событий моделирования было 10000, эффективность регистрации процесса $\phi \to \eta'\gamma \to \pi^+\pi^-\gamma\gamma\gamma$ равняется $\varepsilon_{\eta\gamma} = (10,0 \pm 0,3)\%$. Наконец, нижний рисунок 7.5, **c)** — это распределение для экспериментальных данных. Процедура определения числа событий была следующая:

- Гистограмма Рис. 7.5**a)** подгонялась с использованием функции нормального распределения. Полученные значения числа событий, среднего значения и ширины распределения:
  $A_b = 132 \pm 12$; $m_b = 56,0 \pm 2,7$; $\sigma_b = 27,3 \pm 2,6$.
- Гистограмма Рис. 7.5**b)** также подгонялась нормальным распределением:
  $A_e = 1002 \pm 32$; $m_e = 61,5 \pm 0,2$; $\sigma_e = 4,7 \pm 0,1$.
- Гистограмма Рис. 7.5**c)** после этого подгонялась суммой двух полученных нормальных распределений, с фиксированными значениями m_b, σ_b и m_e, σ_e. Свободными параметрами подгонки являлись числа событий в каждом из распределений. Число событий A_e и есть определяемое количество событий $\phi \to \eta'\gamma$.

$$N_{\eta'\gamma} = 7,4^{+3,6}_{-3,0}$$

Итак, в результате проведенного анализа получены числа событий и эффективности регистрации для процессов $\phi \to \eta\gamma$ и $\phi \to \eta'\gamma$. Следовательно, отношение вероятностей распадов: $\frac{B(\phi\to\eta'\gamma)}{B(\phi\to\eta\gamma)} \cdot \frac{B(\eta'\to\pi^+\pi^-\eta)}{B(\eta\to\pi^+\pi^-\pi^0)} \cdot \frac{B(\eta\to\gamma\gamma)}{B(\pi^0\to\gamma\gamma)} = \frac{N_{\eta'\gamma}}{N_{\eta\gamma}} \cdot \frac{\varepsilon_{\eta\gamma}}{\varepsilon_{\eta'\gamma}} = 6,5^{+3,1}_{-2,6} \cdot 10^{-3}$.

Подставив значения вероятностей распадов $B(\phi \to \eta\gamma)$, $B(\eta \to \gamma\gamma)$, $B(\pi^0 \to \gamma\gamma)$, $B(\eta' \to \pi^+\pi^-\eta)$ и $B(\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0)$ [12], получается следующее значение вероятности распада $\phi \to \eta'\gamma$:

$$B(\phi \to \eta'\gamma) = 10,9^{+5,3}_{-4,4} \cdot 10^{-5}.$$

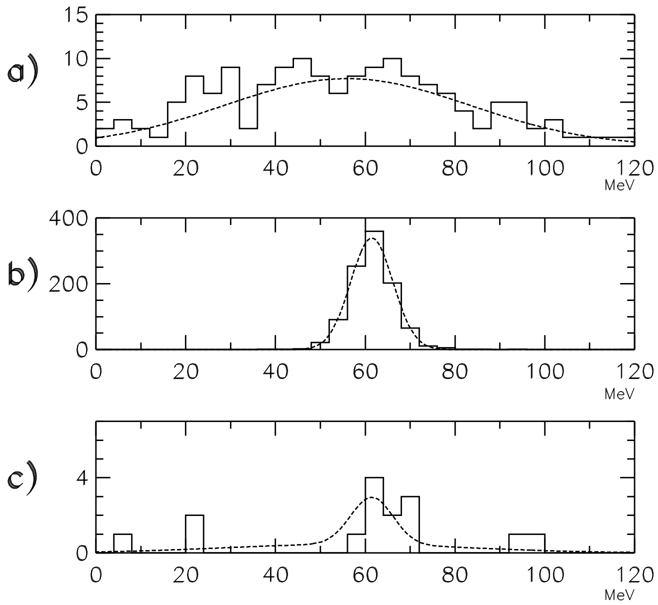

Рис. 7.5: Распределения по $\omega_3 + M_{12} - m_\eta$. **a)** — для экспериментальных событий $\phi \to \eta\gamma$; **b)** — моделирование $\phi \to \eta'\gamma$; **c)** — экспериментальные данные после всех отборов.

Приведены только статистические ошибки. Оценка систематической ошибки будет проведена далее.

7.3.2 Определение числа событий и вероятности распада $\phi \to \eta'\gamma$ для отбора $\chi^2 < 3$

Добавив в условия отбора более жесткое ограничение по параметру χ^2, можно повторить всю процедуру, изложенную в предыдущем подразделе. Очевидно, число событий мониторирующего процесса $\phi \to \eta\gamma$ и его эффективность регистрации также изменятся. Для случая $\chi^2 < 3$ эффективность, определяемая из моделирования, $\varepsilon_{\eta\gamma} = 14,7 \pm 0,03\%$, а число экспериментальных событий процесса $\phi \to \eta\gamma$ (внутри области эллипса) $N_{\eta\gamma} = 1575$.

Аналогичная предыдущему подразделу процедура определения числа событий $\phi \to \eta'\gamma$ дает результаты:

$$\varepsilon_{\eta'\gamma} = 9,4 \pm 0,03\%; \quad N_{\eta'\gamma} = 6,9^{+3,2}_{-2,6}$$

Следовательно, отношение вероятностей распадов:

$$\frac{B(\phi \to \eta'\gamma)}{B(\phi \to \eta\gamma)} \cdot \frac{B(\eta' \to \pi^+\pi^-\eta)}{B(\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0)} \cdot \frac{B(\eta \to \gamma\gamma)}{B(\pi^0 \to \gamma\gamma)} = \frac{N_{\eta'\gamma}}{N_{\eta\gamma}} \cdot \frac{\varepsilon_{\eta\gamma}}{\varepsilon_{\eta'\gamma}} = 6,8^{+3,2}_{-2,6} \cdot 10^{-3}.$$

А само значение вероятности распада

$$B(\phi \to \eta'\gamma) = 11,4^{+5,4}_{-4,4} \cdot 10^{-5}.$$

Результаты для двух разных вариантов условий отбора не противоречат друг другу статистически. В качестве окончательного результата был выбран данный вариант, с условием $\chi^2 < 3$, поскольку в этом случае соотношение событий искомого процесса и фоновых выше, чем для случая $\chi^2 < 5$.

7.3.3 Эффективность для различных типов данных

Следует заметить, что часть статистики, используемой в эксперименте, была записана без торцевого калориметра на основе BGO (1992, 1993 и 1994 годы). Очевидно, эффективности регистрации с использованием торцевого калориметра и без него должны сильно отличаться. При используемом методе определения относительной вероятности распада, однако, в задачу входит отношение эффективностей регистрации двух процессов — $\varepsilon_{\eta\gamma}$ и $\varepsilon_{\eta'\gamma}$. Значения эффективностей регистрации, полученные из моделирования детектора без торцевого калориметра, для случая $\chi^2 < 5$ следующие:
$\varepsilon^{93}_{\eta\gamma} = 9,1 \pm 0,02\%$ и $\varepsilon^{93}_{\eta'\gamma} = 6,0 \pm 0,02\%$.
Сами по себе эти величины приблизительно в 1,7 раза меньше, чем эффективности регистрации с использованием калориметра BGO. В то же время отношение этих величин $\frac{\varepsilon^{93}_{\eta\gamma}}{\varepsilon^{93}_{\eta'\gamma}} = 1,52$ совпадает с отношением эффективностей для детектора в полном объеме. Помимо того, что это обстоятельство позволяет не прибегать к усреднению

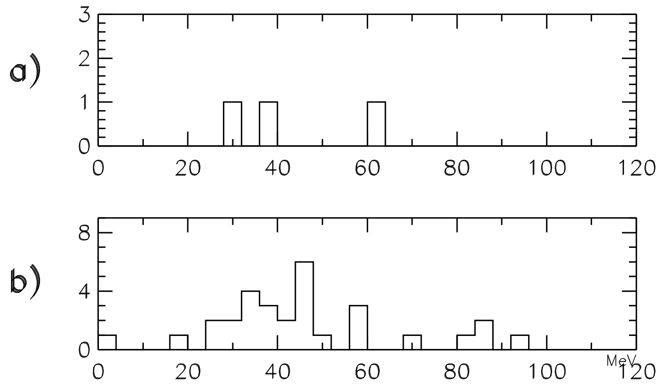

Рис. 7.6: Распределения по $\omega_3 + M_{12} - m_\eta$. **a)** — для событий моделирования $\phi \to \eta\gamma$; **b)** — для событий моделирования $e^+e^- \to \omega\pi^0$.

эффективностей для разных типов данных, тот факт, что отношение эффективностей регистрации не изменилось при таком сильном изменении их абсолютных величин, дает дополнительную уверенность в устойчивости выбранного метода.

7.4 Источники фона

Источники фона, которые могут давать вклад в распределение экспериментальных данных на Рис. 7.3, следующие:

- Остатки событий $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$, которые не были подавлены условием отбрасывания событий из области эллипса. На Рис. 7.2**b)**, где представлены события моделирования этого процесса, можно видеть, что редкие события выходят за указанную область из-за неточностей измерения параметров частиц в детекторе. Кроме того, радиационные поправки к процессу $\phi \to \eta\gamma$ могут приводить к тому, что событие на данном двумерном распределении не попадает в очерченный эллипс.

  Для того чтобы оценить вклад этого фона в искомые величины, использовалось моделирование процесса $\phi \to \eta\gamma$, по количеству в 7,5 раз превышающее используемую статистику экспериментальных данных. Подгонка распределения по $\omega_3 + M_{12} - m_\eta$ для событий моделирования, прошедших все условия отбора (Рис. 7.6**a)**), дает число событий $3,1^{+2,1}_{-1,4}$, следовательно для имеющейся экспериментальной статистики ожидаемое число событий, дающих вклад в распределения по $\omega_3 + M_{12} - m_\eta$, — $0,4^{+0,3}_{-0,2}$.

- События процесса $e^+e^- \to \omega\pi^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$. Такие события, имея в конечном состоянии две заряженных частицы и четыре фотона, значительно подавляются полной кинематической реконструкцией с выполнением законов сохранения для трех фотонов. Однако, в случае, когда достаточно мягкий фотон не был зарегистрирован, кинематическая реконструкция может пройти с хорошим значением χ^2.
Для оценки вклада этого фона использовалось моделирование процесса $e^+e^- \to \omega\pi^0$, по количеству в 12,5 раз превышающее используемую статистику экспериментальных данных. Подгонка распределения по $\omega_3 + M_{12} - m_\eta$ для событий моделирования данного процесса (Рис. 7.6**b**)), дает число событий $30,8^{+6,0}_{-5,3}$. Пересчет на статистику экспериментальных данных, включенных в анализ, приводит к величине $2,5^{+0,5}_{-0,4}$.

- События $\phi \to K_S K_L$ в случае полулептонных и редких нейтральных распадов K_S, а также в случаях неправильной реконструкции событий в детекторе, могут удовлетворять условиям отбора. К сожалению, такие эффекты весьма трудно изучать с помощью моделирования, т.к. при огромной разнице вероятностей распадов ϕ на $K_S K_L$ и на $\eta'\gamma$, здесь могут давать вклад достаточно редкие и экзотические события, и нет уверенности что моделирование правильно воспроизводит такую картину. Для того чтобы оценить возможный вклад такого источника фона и понять его поведение, производился анализ событий, в которых треки имели большие прицельные параметры $0,2$ см $< R_{min} < 1$ см . Ни одно такое событие не попало после применения условий отбора в гистограмму Рис.7.3.

- Источником фона могут являться события $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$, т.е. события распада ϕ на $\pi^+\pi^-\pi^0$ с излучением дополнительного фотона. Изучить такой фон при помощи моделирования нельзя, т.к. влдад излучения пионов в конечном состоянии неизвестен. Однако, такой фон достаточно легко контролируется экспериментально, поскольку для таких событий какие-то два фотона конечного состояния должны образовывать инвариантную массу, равную массе π^0-мезона. Комбинация первого и второго фотона исключается, поскольку мы отбираем события, где такая инвариантная масса близка к массе η-мезона. События, в которых инвариантная масса второго и третьего фотона близка к m_{π^0}, отбрасываются при подавлении событий процесса $\phi \to \eta\gamma$. Остается лишь комбинация первого и третьего фотона, которая контролировалась при анализе данных, превышения в области m_{π^0} не наблюдалось.

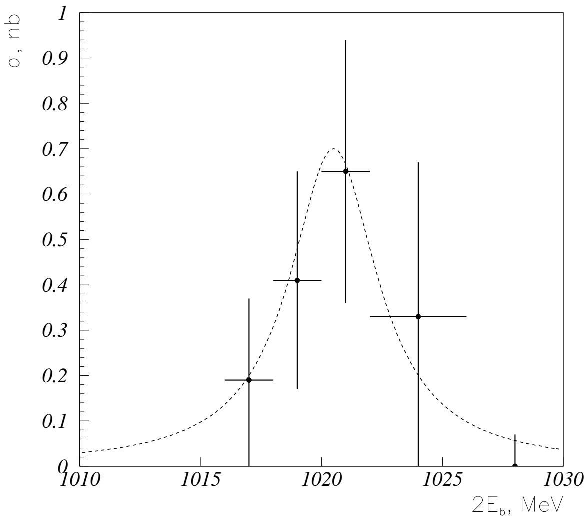

Рис. 7.7: Сечение $\phi \to \eta'\gamma$ в зависимости от энергии. Точки с ошибками — данные, пунктирная линия — кривая ϕ-мезона без радпоправок

.

7.5 Систематическая ошибка и проверка устойчивости результата

При определении числа событий искомого процесса $\phi \to \eta'\gamma$ форма фона выбиралась, исходя из поведения событий процесса $\phi \to \eta\gamma$, выделенных из экспериментальных данных. Анализ источников фона на основе моделирования, проведенный в предыдущем разделе, показывает, что вклад от событий $\phi \to \eta\gamma$ представляет собой лишь часть фоновых событий. События от процесса $e^+e^- \to \omega\pi^0$ дают даже больший вклад в общий фон. Если зафиксировать форму фона не из экспериментальных данных по событиям $\phi \to \eta\gamma$, а из подгонки распределения для событий моделирования $e^+e^- \to \omega\pi^0$ (Рис. 7.6**b**)), то процедура определения числа событий искомого процесса $\phi \to \eta'\gamma$ даст уже несколько отличающийся результат. Сравнивая результаты определения вероятностей распада $B(\phi \to \eta'\gamma)$ для различных вариантов условий отбора и формы фона, имеем различие получаемых значений вероятностей распада на уровне $\pm 2 \cdot 10^{-5}$. Эта величина и является нашей оценкой систематической ошибки.

Таким образом, результат измерения вероятности радиационного распада $\phi \to \eta'\gamma$ следующий:

$$B(\phi \to \eta'\gamma) = (11,4^{+5,4}_{-4,4} \pm 2,0) \cdot 10^{-5}.$$

На Рис. 7.7 приведено сечение процесса $\phi \to \eta'\gamma$ в зависимости от энергии, расчитанное на основе полученных данных по отношению к сечению процесса $\phi \to \eta\gamma$. Видно, что поведение сечения не противоречит кривой возбуждения ϕ-мезона.

Глава 8

Обсуждение результатов

8.1 Результаты по изучению распада $\phi \to \eta\gamma$

Распад $\phi \to \eta\gamma$ хорошо изучен экспериментально. В настоящей работе измерение вероятности распада впервые проведено в канале, когда ϕ-мезон распадается на $\pi^+\pi^-\pi^0$. Анализ данных позволил:

- измерить в независимом эксперименте вероятность распада $\phi \to \eta\gamma$
- проверить, что моделирование удовлетворительно описывает наблюдаемые распределения в случае учета поправки к матричному элементу
- убедиться, что наблюдаемые в эксперименте фоны при регистрации двух заряженных частиц и нескольких нейтральных соответствуют ожидаемым от процессов $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$, $e^+e^- \to \omega\pi^0$ при $\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0$ и $\phi \to K\bar{K}$.

Измеренная вероятность распада $\phi \to \eta\gamma$ согласуется с ранее полученными результатами в чисто нейтральных каналах распада η. По-прежнему, преобладающей остается систематическая ошибка, составляющая $\approx 5\%$. В Таблице 8.1 приведено сравнение с результатами других экспериментов. Результат детектора КМД-2 1995 года [51], приведенный в таблице, является независимым, поскольку получен на основе данных, набранных в 1992, не включенных в анализ настоящей работы. При вычислении вероятности распада ϕ-мезона в работе использовано значение лептонной ширины Γ_{ee} ϕ-мезона [12], которое несколько отличается от полученного в работе КМД-2 1995 года [51], поэтому при разном значении сечения $e^+e^- \to \eta\gamma$ в пике ϕ-мезона, вероятности распада $\phi \to \eta\gamma$ в обоих результатах КМД-2 оказались очень близкими.

Таблица 8.1: Измерение вероятности распада $\phi \to \eta\gamma$ в различных экспериментах

Эксперимент	канал распада η	$B(\phi \to \eta\gamma), \%$
ORSAY, 1976 [52]	$\eta \to \gamma\gamma$	$1,5 \pm 0,4$
CNTR, 1977 [53]	$\eta \to \gamma\gamma$	$1,35 \pm 0,29$
ОЛЯ, 1983 [54]	$\eta \to \gamma\gamma$	$0,88 \pm 0,20$
НД, 1984 [55]	$\eta \to \gamma\gamma$	$1,30 \pm 0,06$
НД, 1984 [55]	$\eta \to \pi^0\pi^0\pi^0$	$1,40 \pm 0,20$
КМД-2, 1995 [51]	$\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$	$1,18 \pm 0,11$
СНД, 1998 [56]	$\eta \to \pi^0\pi^0\pi^0$	$1,246 \pm 0,025 \pm 0,057$
СНД, 1999 [57]	$\eta \to \gamma\gamma$	$1,338 \pm 0,012 \pm 0,052$
данная работа		
КМД-2, 1999	$\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$	$1,18 \pm 0,03 \pm 0,06$

Таблица 8.2: Измерение вероятности распада $\phi \to \eta'\gamma$ в различных экспериментах

Эксперимент	канал распада η'	$B(\phi \to \eta'\gamma) \cdot 10^5$
НД, 1987 [50]	$\eta' \to \eta\pi^+\pi^-$, $\eta \to \gamma\gamma$	< 41
КМД-2, 1995 [51]	$\eta' \to \eta\pi^+\pi^-$, $\eta \to \gamma\gamma$	< 24
СНД, 1997 [58]	$\eta' \to \eta\pi^+\pi^-$, $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$	< 17
КМД-2, 1997 [13]	$\eta' \to \eta\pi^+\pi^-$, $\eta \to \gamma\gamma$	12^{+7}_{-5}
СНД, 1998 [60]	$\eta' \to \eta\pi^0\pi^0$, $\eta \to \gamma\gamma$	< 11
СНД, 1998 [59]	$\eta' \to \eta\pi^+\pi^-$, $\eta \to \gamma\gamma$	$6,7^{+3,4}_{-2,9}$
КМД-2, 1999 [61]	$\eta' \to \eta\pi^+\pi^-$, $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$	$5,8 \pm 1,8 \pm 1,5$
данная работа		
КМД-2, 1999	$\eta' \to \eta\pi^+\pi^-$, $\eta \to \gamma\gamma$	$11,4^{+5,4}_{-4,4} \pm 2,0$

8.2 Результаты по изучению распада $\phi \to \eta'\gamma$

В таблице 8.2 приведена сводка всех экспериментальных результатов по измерению вероятности распада ϕ-мезона на $\eta'\gamma$, полученных к настоящему времени. Результат, приведенный в данной работе, не является полностью статистически независимым с результатом КМД-2 1997 года, поэтому при вычислении среднего нужно использовать только последние три значения. Таким образом, в результате усреднения доступных на сегодня данных по распаду $\phi \to \eta'\gamma$ получаем следующую величину вероятности распада:

$$B_{\phi\to\eta'\gamma} = (7,0 \pm 1,4) \cdot 10^{-5}$$

и соответственно ширину

$$\Gamma_{\phi\to\eta'\gamma} = 0,31 \pm 0,08 \text{ кэВ.}$$

8.3 Результаты работы с точки зрения теории радиационных распадов

Определение адекватного подхода для описания радиационных распадов легких мезонов — одна из задач, сформулированных в физике экспериментальных частиц достаточно давно. Наиболее широко распространенный подход — это описание радиационных переходов в терминах магнитных моментов кварков [62–65]. Такой подход уже включает SU(3) нарушающие эффекты, поскольку магнитный момент s кварка отличается от магнитного момента d кварка. В этом случае результат зависит от интеграла перекрытия волновых функций начального и конечного состояний, который трудно определить теоретически, поэтому предполагается, что он одинаков для рассматриваемых переходов [50].

Другой традиционный путь — использовать SU(3) соотношения для констант связи векторных мезонов [4,66]. Хотя предположение точной SU(3) симметрии дает вполне разумное описание радиационных распадов, успех не может быть полным [5]. Действительно, в этом случае мы должны ожидать, что $\Gamma(\rho^0 \to \pi^0\gamma) = \Gamma(\rho^\pm \to \pi^\pm\gamma)$, однако экспериментальное отношение этих ширин $1,76 \pm 0,49$. Еще более драматическая ситуация складывается для радиационных распадов каонов. В случае точной SU(3) симметрии $\Gamma(K^{*0} \to K^0\gamma) = 4\Gamma(K^{*\pm} \to K^\pm\gamma)$, в то время как экспериментальное отношение этих ширин $2,28 \pm 0,29$.

За последнее время был предложен целый ряд моделей, включающих SU(3) нарушающие эффекты, которые используют эффективные лагранжианы для взаимодействия векторных мезонов [6]. К ним относятся различные модификации подхода, основанного на эффективном лагранжиане со скрытой локальной симметрией [11,67,68], и кварковые модели сверхпроводящего типа, лагранжианы которых являются обобщением хорошо известного лагранжиана, предложенного Намбу и Иона-Ласинио [69].

Изучение радиационных распадов легких мезонов тесно связано с проблемой η/η' смешивания [5,10], а так же возможного смешивания η и η' с глюонной компонентой [9,70]. Отношение парциальных ширин распада ϕ-мезона на $\eta\gamma$ и $\eta'\gamma$ являются критическим тестом, предложенным Featured Рознером [71], на примесь глюонного состояния в η'-мезоне, поскольку радиационный переход ϕ в η' является напрямую чувствительным к величине вклада $s\bar{s}$ состояния в волновую функцию η'-мезона. Согласно оценке, проделанной в работе [72], в случае если η' представляет собой чистый глюоний, ожидаемая вероятность распада $B_{\phi\to\eta'\gamma} < 3,5 \cdot 10^{-6}$.

Другой подход к проблеме η/η' смешивания был предложен в работе [73], где угол смешивания Θ_p в псевдоскалярном секторе рассматривается как зависящий от массы. Практически это приводит к тому, что вводятся два различных угла смешивания для описания физических состояний η и η' в терминах октетного и синглетного псевдоскалярных полей.

Большинство из вышеупомянутых подходов приводит к разумному согласию с экспериментом. Однако, приведенные феноменологические описания радиационных переходов страдают общим недостатком — большим числом свободных параметров, значения которых выбираются таким образом, чтобы получить оптимальное описание всех наблюдаемых величин.

В каком-то смысле попыткой рассмотреть радиационные распады из первооснов является подход, основанный на правилах сумм КХД, предложенный в работе [74] и модифицированный для случая присутствия внешнего электромагнитного поля [75,76]. В работе [77] данный метод был рассмотрен в применении к радиационным распадам легких векторных мезонов.

Сравнение предсказаний различных моделей с экспериментальными значениями вероятности переходов $\phi \to \eta\gamma$ и $\eta'\gamma$ приведено в таблице 8.3.

Существующая точность эксперимента не позволяет однозначно выделить наиболее обещающие феменологические подходы. Требуется дальнейшее увеличение точности измерений, которое можно ожидать с началом работы ϕ-фабрики во Фраскати, Италия.

Таблица 8.3: Экспериментальные результаты для вероятностей распадов $\phi \to \eta\gamma$ и $\phi \to \eta'\gamma$ в сравнении с различными теоретическими предсказаниями.

	$B(\phi \to \eta\gamma) \cdot 10^2$	$B(\phi \to \eta'\gamma) \cdot 10^5$
Эксперимент	$\mathbf{1,26 \pm 0,06}$	$\mathbf{7,0 \pm 1,4}$
J.Bartelski and S.Tatur [62]	1,29	9,7
S.Dolinsky et al. [50]	1,24	9,9
P.I. O'Donnell [4]	$3,1 \pm 0,4$	$15,8 \pm 2,3$
D.A.Geffen and W.Wilson [66]	1,29	5,2
M.Benayoun et al. [5] модель 1	$2,85 \pm 0,18$	$13,2 \pm 1$
M.Benayoun et al. [5] модель 2	$4,62 \pm 0,18$	$0,0109 \pm 0,0091$
A.Bramon et al. [6]	$1,29 \pm 0,2$	$11,3 \pm 2,3$
M.Hashimoto [7]	$1,31 \pm 0,17$	$11,5 \pm 0,8$
T.Fujiwara et al. [68]	$1,82 \pm 0,16$	$18,7 \pm 0,81$
M.Benayoun et al. [11]	$1,25 \pm 0,04$	$6,1 \pm 0,27$
P.Ball et al. [9] при $\Theta_p = -21^\circ$	$1,33 \pm 0,31$	$14,8 \pm 4,9$
T.Feldman et al. [70] при $\Theta_p = -17^\circ$	$1,56$	$10,5$
R.Escribano and J.-M.Frere [73]	$1,37 \pm 0,23$	$8,1 \pm 1,2$
Shi-Lin Zhu et al. [77]	1,8	15,1
M.K. Volkov [69]	1,56	12,6

Глава 9

Заключение

Основные результаты выполненной работы состоят в следующем:

1. Разработана и создана программа полного моделирования детектора КМД-2 на основе пакета GEANT. Программа включает в себя геометрическое описание вещества детектора и чувствительных элементов, моделирование отклика систем детектора на физические процессы, происходящие при проведении частиц через среду детектора, а также процедуру оцифровки. Разработана структура данных для записи дополнительной информации о параметрах первичных частиц в событии и разыгранных процессах.

2. Проведено сравнение моделирования и экспериментальных данных по большому числу параметров, характеризующих разрешение и эффективность работы систем детектора. Сравнение производилось для событий упругого $e^+e^- \to e^+e^-$ рассеяния, $\phi \to K_S K_L$, $\phi \to \eta\gamma$ и других. Продемонстрировано хорошее согласие распределений, получаемых из моделирования и экспериментальных данных.

3. Измерена вероятность распада $\phi \to \eta\gamma$. Впервые изучение этого радиационного распада проведено в канале, когда η распадается на $\pi^+\pi^-\pi^0$. Результаты измерений следующие:
$$B_{\phi\to\eta\gamma} = (1,18 \pm 0,03 \pm 0,06)\%$$

4. Впервые наблюдены события редкого радиационного распада $\phi \to \eta'\gamma$. Измерена вероятность распада в канале $\eta' \to \pi^+\pi^-\eta$, $\eta \to \gamma\gamma$ по отношению к вероятности распада $\phi \to \eta\gamma$:
$$\frac{B(\phi \to \eta'\gamma)}{B(\phi \to \eta\gamma)} \cdot \frac{B(\eta' \to \pi^+\pi^-\eta)}{B(\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0)} \cdot \frac{B(\eta \to \gamma\gamma)}{B(\pi^0 \to \gamma\gamma)} = 6,8^{+3,2}_{-2,6} \cdot 10^{-3}$$
$$B(\phi \to \eta'\gamma) \ = \ (11,4^{+5,4}_{-4,4} \pm 2,0) \cdot 10^{-5}$$

В заключение, я хочу выразить искреннюю благодарность моему научному руководителю, заведующему лабораторией А.Е. Бондарю за исключительное внимание, терпеливое руководство и, по существу, полноценное участие в этой работе. Я очень признательна С.И. Эйдельману, Н.И. Рооту, Л.М. Курдадзе, А.С. Кузьмину, Е.П. Солодову, Б.И. Хазину, А.С. Суханову, Э.В. Анашкину, И.Б. Логашенко, Б.А. Шварцу, П.А. Лукину и Н.И. Габышеву за многочисленные полезные советы и обсуждения, помощь и поддержку. Мне приятно поблагодарить П.П. Кроковного, внесшего существенный вклад в программу моделирования КМД-2. Я хочу поблагодарить всех участников коллаборации КМД-2 и ВЭПП-2М, принимавших участие в эксперименте, а также дирекцию Института за обеспечение проведения и поддержку этого эксперимента.

REFERENCES

1. Г.А.Аксенов, В.М.Аульченко, Л.М.Барков и др. Проект детектора КМД-2. Препринт ИЯФ **85-118**, Новосибирск, 1985.
2. 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.
3. В.В.Анашин, И.Б.Вассерман, В.Г.Вещеревич и др. Электрон-позитронный накопитель-охладитель БЭП. Препринт ИЯФ **84-114**, Новосибирск, 1984.
4. P.J.O'Donnell, Radiative decays of mesons, Rev. Mod. Phys. **53** (1981) 673.
5. M.Benayoun et al., Meson radiative decays and anomaly physics, a test of QCD. Zeit. Phys. **C65** (1995) 399.
6. A.Bramon, A.Grau and G.Pancheri, Radiative vector-meson decays in SU(3) broken effective chiral Lagrangians, Phys. Lett. **B344** (1995) 240.
7. M.Hashimoto, Hidden local symmetry for anomalous processes with isospin- and SU(3)-breaking effects, Phys. Rev. **D54** (1996) 5611.
8. M.Benayoun, S.I.Eidelman and V.N.Ivanchenko, Zeit. Phys. **C72** (1996) 221.
9. P.Ball, J.M.Frere, M.Tytgat, Phenomenological evidence for the gluon content of η and η', Phys. Lett. **B365** (1996) 367.
10. A.Bramon, R.Escribano and M.D.Scadron, The $\eta - \eta'$ mixing angle revisited, hep-ph/9711229.
11. M.Benayoun, H.B.O'Connell, SU(3) breaking and Hidden Local Symmetry hep-ph/9804391. M.Benayoun, L. DelBuono, S. Eidelman, V.N. Ivanchenko, H.B. O'Connell, Radiative Decays, Nonet Symmetry and SU(3) Breaking, hep-ph/9902326.
12. C.Caso et al., Review of Particle Physics, Eur. Phys. J. **C3**(1998)1.
13. R.R. Akhmetshin et al., First observation of the decay $\phi \to \eta'(958)\gamma$. Phys. Lett. B415 (1997)445
14. Э.В. Анашкин и др. Моделирование детектора КМД-2. Препринт ИЯФ **99-1**, Новосибирск, 1999.
15. R. Brun et. al. GEANT3. User's guide. CERN DD/EE/84-1, Geneva, 1987.
16. Рабочие материалы, Накопительное кольцо БЭП, Препринт ИЯФ **83-98**, Новосибирск, 1983.
17. В.М.Аульченко, В.А.Аксенов, П.М.Бесчастнов *и др.*, СНД — Сферический Нейтральный Детектор для ВЭПП-2М, Препринт ИЯФ **87-36**, Новосибирск, 1987.
18. 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.
19. В.М.Аульченко, Б.О.Байбусинов, В.М.Титов. Информационные платы Т, ТП, Т2А

системы сбора данных КЛЮКВА. Препринт ИЯФ **88-22**, Новосибирск, 1988.

20. D.V. Chernyak, 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 Vienna, Austria, 1998.
21. 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.
22. V.M.Aulchenko, B.O. Baibusinov, A.E. Bondar et al., CMD-2 barrel calorimeter. Nucl.Instrum. and Meth., 1993, **v.A336**, p.53.
23. D.N.Grigoriev et al., IEEE Trans.Nuc.Sci., **Vol.42**, No.4 (1995) p.505.
24. В.М. Аульченко, Г.С. Пискунов, Е.П. Солодов, В.М. Титов. Трековый процессор для КМД-2. Препринт ИЯФ **88-43**, Новосибирск, 1988.
25. В.М. Аульченко и др., Электроника калориметра КМД-2. Препринт ИЯФ **92-28**, Новосибирск, 1992.
26. 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.
27. V.M.Aulchenko, S.E.Baru, G.A.Savinov et al. Electronics of new detectors of the INP for colliding beam experiments. Proceedings of the International Symposium on Position Detectors in High Energy Physics, Dubna, 1988, p. 371.
28. Г.А.Аксенов, А.В.Кислицин, Ю.И.Мерзляков и др. Универсальный арифметический процессор АП-32. Препринт ИЯФ **89-175**, Новосибирск, 1989.
29. Блоки выполненные в стандарте КАМАК. Информационный материал. Препринт ИЯФ, Новосибирск, 1985.
30. R.Brun and J.Zoll. ZEBRA User Guide. CERN program library entry Q100, CERN, Switzerland.
31. П.А.Лукин. Восстановление треков заряженных частиц в ДК КМД-2., дипломная работа, НГУ, Новосибирск, 1996.
32. 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.
33. P.A.Aarnio et al. Fluka user's guide. Technical Report TIS-RP-190, CERN, 1990.
34. A. Fasso et al. A comparison of FLUKA Simulations with measurements of Fluence and Dose in Calorimeter Structures. Nucl.Instr. & Meth., A332 (1993) 332-459.
35. E. Mathieson, J.S. Gordon. Cathode charge distributions in multiwire chambers. Nucl.Instr.& Meth., A227 (1984) 267-282.
36. П. Лукин, Изучение процесса $\phi \to K_L K_S$. Меморандум КМД-2, **Phys-54**, 1996.
37. П.П.Кроковный. Моделирование ядерных взаимодействий заряженных π-мезонов и

сравнение с экспериментом на детекторе КМД-2., дипломная работа, НГУ, Новосибирск, 1998.

38. L. Montanet et al., Review of Particle Properties, Phys.Rev. **D50** (1994) 1454.
39. К.Ю.Михайлов, Калибровка энергии магнитного спектрометра детектора КМД-2. дипломная работа, Новосибирск, НГУ, 1998.
40. 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.
41. И.Б.Логашенко, Измерение светимости для заходов ϕ-96. Меморандум КМД-2, 1998.
42. 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
43. F.A. Berends, R. Kleiss, Distributions in the process $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$. Nucl.Phys., 1983 **v.B228**, p.537
44. J.G. Layter et al., Phys. Rev. Lett. **29** (1972), 316.
45. Иванченко В.Н. Нейтральные радиационные распады легких векторных мезонов. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. Институт ядерной физики им. Будкера СО РАН, Новосибирск, 1997
46. R.R. Akhmetshin et al., Phys. Lett. **B 434** (1998) 426.
47. M.N. Achasov et al. Experiments at VEPP-2M with SND detector. Препринт ИЯФ **98-65**, Новосибирск, 1998.
48. 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
49. Л.М. Курдадзе, М.Ю. Лельчук и др. Изучение ω и ϕ резонансов и $\omega - \phi$ интерференции. Препринт ИЯФ **84-07**, Новосибирск, 1984.
50. 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.
51. 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.
52. Courau et al., Phys. Lett. **63B** (1976) 352.
53. Fukushima et al., Phys.Rev.Lett. **38** (1977) 198.
54. Л.М. Курдадзе и др., ЖЭТФ **38** (1983) 306.
55. V.Druzhinin et al., Phys.Lett., **144B** (1984) 136.
56. M.N.Achacov et al., Experimental study of the decay $\phi(1020) \to \eta\gamma$ in multiphoton final state. JETP Lett. **68** (1998) 573.
57. M.N. Achasov et al., Experimental study of the processes $e^+e^- \to \phi \to \eta\gamma$, $\pi^0\gamma$ at VEPP-2M, submitted to Eur. Phys. Jour., 1999.

58. S.I.Serednyakov, Proceedings of The VII International Conference on Hadron Spectroskopy, Brookhaven, 1997, p.26.
59. V.M.Aulchenko et al., Jetp.Lett., **68** (1998) 573.
60. V.M.Aulchenko et al., Phys.Lett., **B436** (1998) 199.
61. R.R. Akhmetshin et al., Recent results from CMD-2 detector at VEPP-2M, Preprint Budker INP 99-11, Novosibirsk, 1999.
62. J.Bartelski and S.Tatur, Radiative decays of mesons and the $\eta-\eta'$-iota mixing, Phys.Lett., **B289** (1992) 429.
63. G.Morpurgo, Phys.Rev. **D42** (1990) 1497.
64. G.Morpurgo, Phys.Rev. **D46** (1992) 4068.
65. G.Dillon and G.Morpurgo, Phys.Rev. **D53** (1996) 3754.
66. D.Geffen and W.Wilson, Phys.Rev.Lett. **v.44** (1980) 370.
67. M.Bando et al., Phys.Rev.Lett. **v. 54** (1985) 1215.
68. T.Fujiwara et al., Prog. Th. Phys. **v.73** (1985) 926.
69. M.K.Volkov, Effective chiral Lagrangians and Nambu - Jona-Lasinio model, Fiz.El.Ch.A.Ya. 24 (1993) 81-139.
70. T.Feldman, P.Kroll and B.Stech, Mixing and Decay Constants of Pseudoscalar Mesons: The Sequel, hep-ph/9812269.
71. J.L. Rosner, Phys.Rev. **D27** (1983) 1101.
72. N.G. Deshpande and Gad Eilam, Decays of vectors into $\eta'\gamma$ and the structure of η', Phys.Rev. 25 (1982) 270.
73. R. Escribano and J.M. Frere, Phenomenological evidence for the energy dependence of the $\eta-\eta'$ mixing angle, hep-ph/9901405.
74. M.A. Shifman, A.I.Vainshtein and V.I.Zakharov, Nucl.Phys. **B147** (1979) 385-448.
75. B.L.Ioffe and A.V.Smilga, Nucl.Phys. **B232** (1984) 109.
76. I.I. Balitsky and A.V.Yung, Phys.Lett. **B129** (1983) 328.
77. Shi-Lin Zhu, W-Y.P.Hwang, and Ze-sen Yang, Electromagnetic Decay of Vector Mesons as derived from QCD, nucl-th/9802043.