Институт ядерной физики имени Г.И.Будкера

Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

Анашкин

Эдуард Витальевич

# Прецизионное измерение параметров $\omega$-мезона с детектором КМД-2

Специальность 01.04.16 – физика ядра

и элементарных частиц

Диссертация на соискание

ученой степени кандидата

физико - математических наук

Научные руководители:

кандидат физико - математических

наук, Г.В. Федотович,

доктор физико - математических

наук, Ю.М. Шатунов

НОВОСИБИРСК – 1999

# Содержание

# Глава 1

# Введение

Одной из основных задач современной физики элементарных частиц является проверка Стандартной Модели (СМ), которая подтверждается всей совокупностью экспериментов во всей доступной области энергий.

Одним из очень эффективных тестов СМ является эксперимент по прецизионному измерению аномального магнитного момента (g-2) мюона и сравнение результатов с теоретическим расчетом в рамках СМ [1]. Ожидаемая точность измерения (g-2) в эксперименте E821 [2] в БНЛ столь высока, что чувствительность к новым фундаментальным физическим явлениям, не описываемых СМ, сопоставима с измерениями на самых современных суперколлайдерах. Однако, правильная интерпретация результатов невозможна без знания вклада адронной поляризации вакуума в величину (g-2) с сопоставимой точностью. В области низких энергий этот вклад не может быть сосчитан с требуемой точностью и должен быть определен по экспериментально измеренным адронным сечениям.

Эксперимент E821 начал набор статистики в 1997 году, и в ближайшее время измерение (g-2) будет завершено с ожидаемой точностью порядка 0.35 ppm, что соответствует относительной точности вычислении вклада процессов $e^+e^- \to$ *адроны* в (g-2) мюона 0.5%. Около 5.5% вклада адронных сечений в величину (g-2) дает процесс $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ в области $\omega$-мезона, что составляет примерно 3.3 ppm от величины (g-2) [3,4]. На данный момент относительная ошибка измерения лептонной ширины $\omega$-мезона $\Gamma_{e^+e^-}$, определяющей сечение процесса $e^+e^- \to \omega \to \pi^+\pi^-\pi^0$, составляет примерно 3% [5], что в несколько раз больше, чем требуемая относительная точность (0.5%).

Для изучения структуры векторных мезонов $\rho$, $\omega$, $\phi$ и их распадов важную роль играют эксперименты, проводимые на встречных электрон-позитронных пучках, дающие наиболее точную информацию о параметрах векторных мезонов. Одной из таких установок является накопитель ВЭПП-2М [6], имеющий рекордную светимость в области энергий 360÷1400 МэВ. На этом ускорителе было выполнено большое количество интересных экспериментов по измерению параметров векторных мезонов, мод их распада и относительной интерференции в основных модах. В настоящее время на ВЭПП-2М ведутся эксперименты по уточнению сечений $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ и $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ во всей области энергий ВЭПП-2М с целью уменьшить ошибку в вычислении вклада процессов $e^+e^- \to$ *адроны* в (g-2) мюона до 0.5%. Данная работа посвящена прецизионному измерению параметров $\omega$-мезона в моде распада $\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0$ с детектором КМД-2.

Детектор КМД-2 [7,8] — это первый универсальный магнитный детектор, работающий в области энергий ВЭПП-2М. Он содержит как магнитный спектрометр, позволяющий измерять импульсы заряженных частиц, так и электромагнитный калориметр, обеспечивающий регистрацию фотонов и измерение их энергий и углов вылета. Описанию детектора и ускорителя посвящена Глава 2.

Значительная часть данной работы посвящена созданию и эксплуатации Z-камеры детектора КМД-2, являющейся одной из важнейших частей трековой системы и первичного заряженного триггера. В КМД-2 Z-камера используется как для точного определения продольной координаты треков и калибровки других частей трековой системы, так и в системе запуска детектора в качестве одной из компонент первичного триггера. Для обеспечения этих функций Z-камера должна обладать хорошим пространственным разрешением с малой систематической ошибкой, высокой эффективностью к заряженным частицам и маленьким временным разбросом сигналов, используемых в триггере. Эти требования и обусловили в конечном итоге выбор конструкции камеры и газовой смеси. В результате была создана технология изготовления цилиндрических полосковых катодов, выбрана оптимальная для наших условий газовая смесь на основе фреона-14 и изобутана и получены требуемые пространственное разрешение 250÷1000 мкм и временной разброс сигналов $\sim 5$ нс. Последующая обработка с внесением поправок позволяет улучшить временное разрешение для двухтрековых событий до $\sim 3.5$ нс, что позволяет дополнительно подавить примерно 60% космического фона.

Для эффективного использования информации с Z-камеры необходимо создать соответствующее программное обеспечение. Оно включает в себя две части. Первая — это программы, работающие в режиме *on-line*, которые считывают информацию с электронных модулей камеры, обеспечивают оперативную калибровку, позволяют производить настройку электроники системы и выявление неисправных каналов. Вторая часть программного обеспечения служит для преобразования записанной информации в физические характеристики события (число катодных кластеров в камере, их координаты и амплитуды, времена срабатывания анодных секторов и т.д.). Создание такого программного обеспечения также входило в задачи данной работы.

В Главе 3 описаны параметры Z-камеры, технология ее изготовления, выбор и особенности используемой газовой смеси, а также алгоритм восстановления Z-координаты и использование информации с Z-камеры в работе детектора.

Данная работа основана на статистике, соответствующей интегралу светимости 140 1/нб, набранной в 1994–95 годах. Основные характеристики эксперимента представлены в Главе 4.

Анализ экспериментальных данных и полученные физические результаты описаны в Главе 6. В работе представлены результаты измерений сечения процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ в области энергий от 760 МэВ до 810 МэВ в системе центра масс, а также массы и полной ширины $\omega$-мезона. Использование табличного значения вероятности распада $\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0$ из PDG [5] позволяет получить значение лептонной ширины $\omega$-мезона с точностью лучше среднемировой. Точность измерения массы $\omega$-мезона значительно лучше всех предыдущих измерений. Значение массы $\omega$-мезона, полученное в данном эксперименте, значительно отличается от текущего среднемирового значения.

Отличие массы $\omega$-мезона от среднемирового значения побудило к особо тщательному изучению стабильности энергии пучков ускорителя в процессе набора статистики. В Главе 5 приведены оценки стабильности энергии пучков ВЭПП-2М на основе сравнения результатов измерений по методу резонансной деполяризации и зависимости энергии пучков от поля в поворотных магнитах ускорителя, а также измерений импульсов заряженных частиц в трековой системе КМД-2. Показано, что возможные медленные уходы энергии пучков в пределах точности измерений не могут привести к наблюдаемому расхождению полученной массы $\omega$-мезона со среднемировым значением. Возможные причины этого расхождения и сравнение с результатами предыдущих экспериментов приведены в Главе 7.

Основные результаты работы изложены в Заключении.

# Глава 2

# Ускорительно-накопительный комплекс ВЭПП-2М и детектор КМД-2

## 2.1 ВЭПП-2М

Ускорительно-накопительный комплекс, схема которого приведена на Рис. 2.1, состоит из инжектора, синхротрона, бустера и самого накопителя [6]. Инжектором комплекса является импульсный линейный ускоритель электронов на энергию 3 МэВ. Синхротрон Б-3М ускоряет электроны до 200 МэВ. Далее комплекс может работать в двух режимах. В режиме накопления электронов пучок из Б-3М напрямую перепускается в бустерный накопитель БЭП [9]. В режиме накопления позитронов в промежуток Б-3М – БЭП вводится вольфрамовый конвертер, на котором фокусируется электронный пучок из Б-3М. Образующиеся позитроны собираются магнитной системой и также перепускаются в БЭП. После накопления в БЭПе тока порядка нескольких десятков миллиампер пучок ускоряется до требуемой энергии и перепускается в кольцо ВЭПП-2М.

ВЭПП-2М имеет периметр около 18 м и состоит из элементов с жесткофокусирующей магнитной структурой, симметрично расположенных вдоль кольца, и четырех прямолинейных промежутков. В одном из промежутков расположен сверхпроводящий Вигглер-магнит (“*змейка*”) [10], служащий для увеличения светимости, в противоположном промежутке — ускоряющий высокочастотный резонатор с частотой 200 МГц, $^1/_{12}$ которой соответствует времени оборота пучков 60 нс в накопителе. В двух других промежутках установлены детекторы КМД-2 [7,8] и СНД [11].

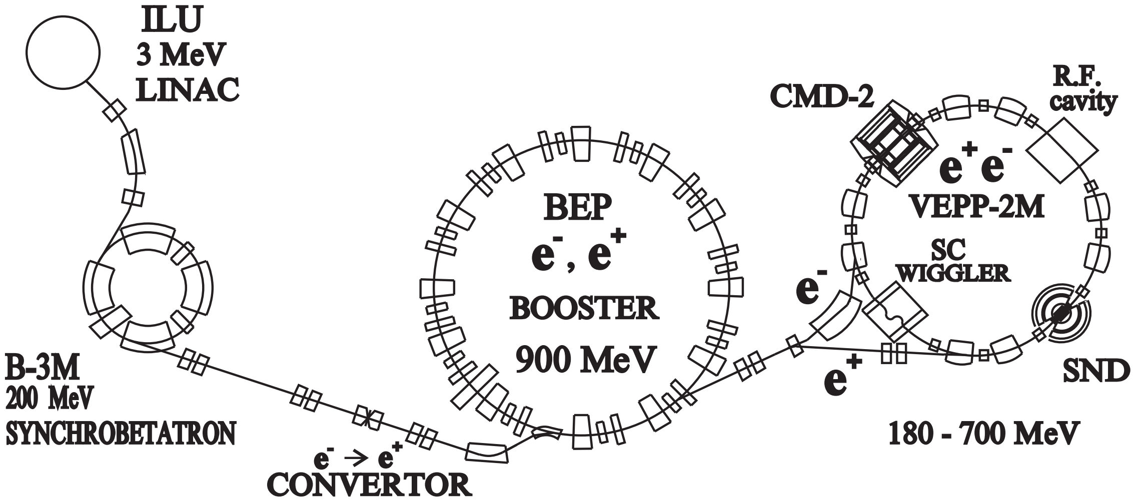



Рис. 2.1: Схема ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-2М.

Таблица 2.1: Основные параметры комплекса ВЭПП-2М.

| | |
|---|---|
| Энергия пучков, МэВ | 180–700 |
| Количество сгустков в пучке | 1 |
| Периметр равновесной орбиты, м | 17.88 |
| Длина сгустка в месте встречи, см | 2 |
| Размеры пучка в месте встречи, мкм | |
| вертикальный | 10 |
| радиальный | 400 |
| Ток в пучке, мА | ∼50 |
| Максимальное поле в поворотных магнитах, Тл | 1.8 |
| Радиус кривизны орбиты в поворотных магнитах, м | 1.22 |

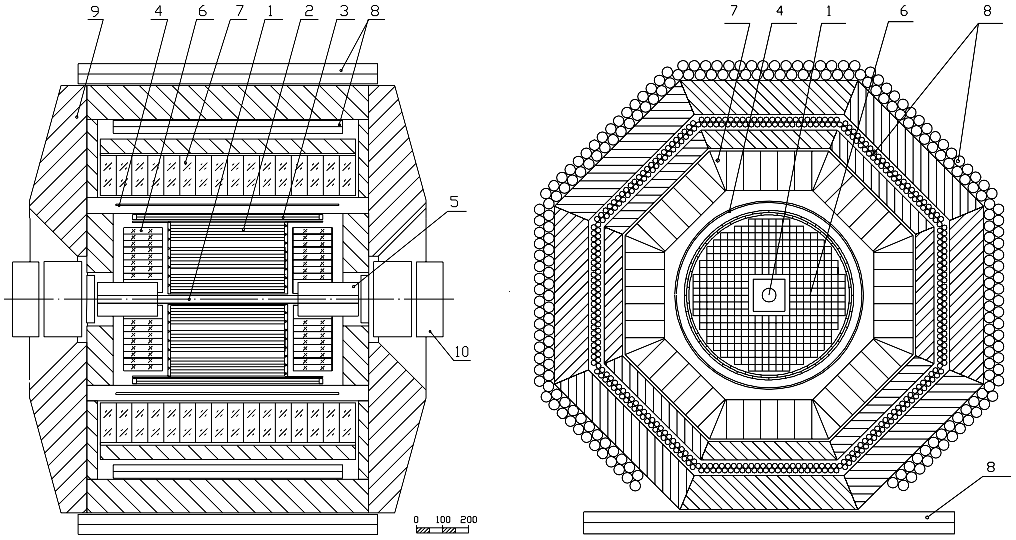



Рис. 2.2: Продольный и поперечный разрезы детектора КМД-2. 1 — вакуумная камера; 2 — дрейфовая камера; 3 — Z-камера; 4 — основной сверхпроводящий соленоид; 5 — компенсирующий соленоид; 6 — торцевой калориметр на основе BGO; 7 — цилиндрический калориметр на основе CsI; 8 — пробежная система; 9 — ярмо магнита; 10 — квадрупольные линзы.

## 2.2 Детектор КМД-2

Детектор КМД-2 [7,8] спроектирован и построен в Институте ядерной физики СО РАН в 1985-1990 годах. Вертикальный и горизонтальный разрезы детектора схематически показаны на Рис. 2.2. Детектор состоит из цилиндрической Дрейфовой Камеры (ДК) (2) окружающей место встречи и цилиндрической пропорциональной Z-камеры (ZK) (3), помещенных внутрь тонкого ($0.38\,X_0$) сверхпроводящего соленоида (4) с полем 1 Тл. Цилиндрический CsI калориметр (7) и мюонная пробежная система (8) располагаются за соленоидом, вне магнитного поля. Торцевой BGO калориметр (6), также расположенный внутри соленоида, делает детектор практически герметичным для фотонов, вылетающих из места встречи.

### 2.2.1 Дрейфовая камера

Регистрация заряженных частиц осуществляется дрейфовой камерой [13,14], 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, создаваемом полевыми проволочками и регистрируются сигнальными проволочками.

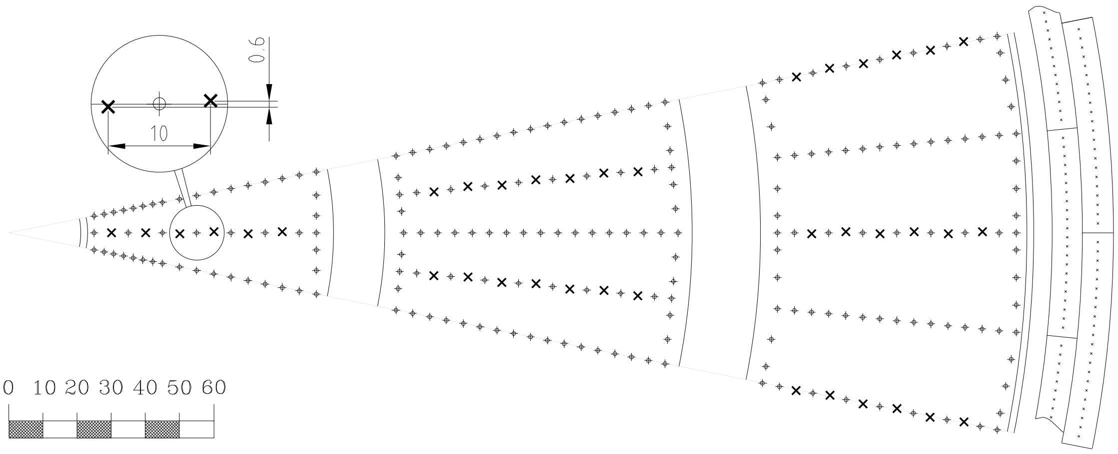



Рис. 2.3: Расположение проволочек в ячейках дрейфовой и Z камер. В ДК кружками с крестиками обозначены положения полевых и потенциальных проволочек, косыми крестиками — положения сигнальных проволочек. В Z-камере показаны анодные проволочки и условные границы секторов.

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. Внешний радиус ДК равен 30 см, длина чувствительного объема составляет 42 см. Неоднородность магнитного поля внутри ДК не превышает 1.5 %.

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 [28], позволяющую измерять время прихода и амплитуды сигналов.

Зная геометрическое расположение проволочек и карту полей в ДК, можно восстановить координаты трека пролетевшей через камеру заряженной частицы.

Координаты в плоскости проволочек (X, Y) определяются по номеру сработавшей проволочки и времени дрейфа. Координата Z (вдоль проволочки или, соответственно, вдоль направления пучков) определяется методом деления заряда. Кроме того, измерение амплитуды сигнала используется для идентификации частиц по величине ионизационных потерь $dE/dx$.

Координатное разрешение дрейфовой камеры в плоскости $R{-}\varphi$ составляет $\sim$250 мкм, а вдоль проволочки — ∼0.5 см. Зависимость импульсного разрешения дрейфовой камеры от величины импульса показана на Рис. 2.4 [15], разрешение по полярному и азимутальному углу трека составляет $\sigma_\theta = 0.02$ и $\sigma_\varphi = 0.007$ радиан соответственно.

### 2.2.2 Z-камера

За дрейфовой камерой располагается двухслойная цилиндрическая пропорциональная Z-камера [16] со съемом информации с катодов и с анодов.

Z-камера не только является координатным детектором, но также используется для формирования сигнала 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 анодными проволочками. Для увеличения эффективности регистрации камера выполнена в виде двух независимых слоев. Каждый слой имеет 256 катодных полосок с независимым съемом сигналов и 704 анодные проволочки.

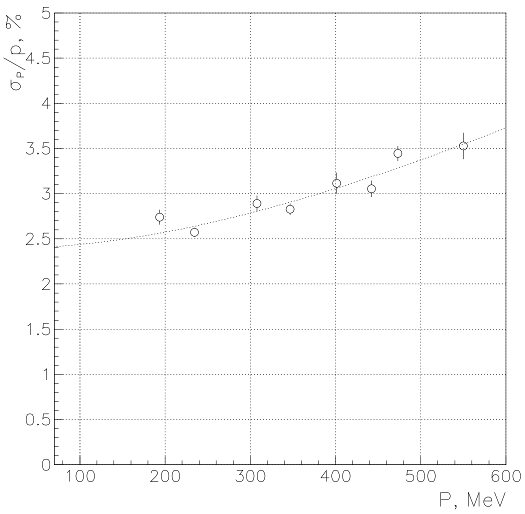



Рис. 2.4: Импульсное разрешение дрейфовой камеры.

Для уменьшения числа каналов электроники проволочки объединены в сектора по 22 штуки в каждом (Рис. 2.3). 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 ∼1000 мкм при угле падения 45°. Временное разрешение для одного трека составляет ∼5 нс.

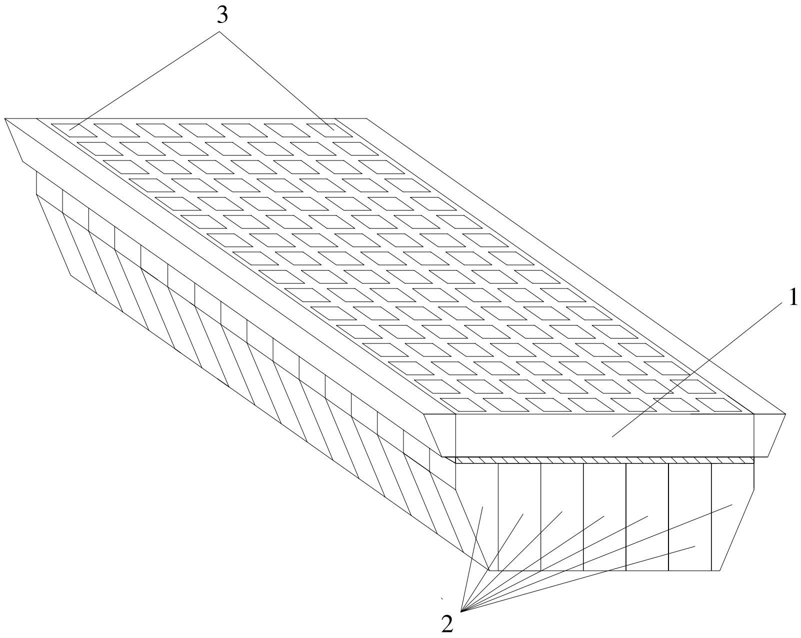



Рис. 2.5: Один из восьми октантов цилиндрического калориметра на основе кристаллов CsI. 1 — алюминиевая плита; 2 — кристаллы; 3 — делители напряжений ФЭУ.

### 2.2.3 Цилиндрический калориметр

Цилиндрический калориметр [17] состоит из сцинтилляционных кристаллов CsI(Tl) и CsI(Na) размером $6 \times 6 \times 15\,\text{см}^3$. Толщина калориметра для нормально падающей частицы составляет около 8 радиационных длин. В калориметре CsI выделяется в среднем около 80% энергии падающего фотона. Энергетическое и пространственное разрешение определяется флуктуациями утечек ливня и составляют соответственно $\sigma_E/E = 8 \div 12\%$ и $\sigma_x = 8 \div 12\,\text{мм}$ в интересующем нас диапазоне энергий $(100 \div 700\,\text{МэВ})$.

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 соседних октантов без зазоров (Рис. 2.5). Линейки представляют собой 16 счетчиков CsI, закрепленных на стальной полосе толщиной 10 мм. Сцинтилляционный свет регистрируется с помощью фотоумножителей ФЭУ-60. Калориметр покрывает область полярных углов от 0.7 радиан до $\pi - 0.7$ радиан, что соответствует 0.766 от полного телесного угла детектора.

### 2.2.4 Торцевой калориметр

Торцевой калориметр [18] 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 $2.5 \times 2.5 \times 15\,\text{см}^3$. 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. Калориметр покрывает области полярных углов от 0.28 до 0.86 и от 2.28 до 2.86 радиан, что соответствует $0.3 \times 4\pi$ стерадиан.

Во время проведения данного эксперимента торцевой калориметр был установлен лишь частично и находился в стадии тестирования. В связи с этим, данные с торцевого калориметра не использовались ни в системе запуска, ни в реконструкции событий. Везде далее, говоря о калориметре, мы будем иметь в виду только цилиндрический калориметр.

### 2.2.5 Пробежная система

Пробежная система [19] служит для разделения пионов и мюонов. Она состоит из внутренней и внешней частей, покрывающих 55% и 48% полного телесного угла соответственно. Обе части выполнены в виде восьми октантов, каждый из которых состоит из 48 стримерных трубок.

Каждая трубка октанта 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.

### 2.2.6 Система запуска детектора

Важным элементом электроники детектора является система запуска, которая в течение 1.2 мкс должна 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”.

### Заряженный триггер

В основе заряженного триггера положен сигнал трекового процессора (ТП) [20] о наличие хотя бы одного трека в координатной системе детектора.

Начало работы трекового процессора инициируется сигналом срабатывания Z-камеры, стробированным сигналом фазы накопителя. Через 400 нс, в случае наличия трека, ТП выдает сигнал.

Высокая эффективность срабатывания ТП для полезных событий приводит также к высокой частоте запусков от фона, достигающей сотен герц, что не позволяет записывать весь поток событий с запуском только от ТП. Для уменьшения частоты фоновых запусков используется совпадение сигнала ТП с другими системами детектора. В нашем эксперименте заряженный триггер выдавал положительное решение, если сигнал от ТП совпадал со срабатыванием хотя бы одной проволочки в третьем (самом внешнем) суперслое ДК.

### Нейтральный триггер

Нейтральный триггер, так же как и заряженный, реализован аппаратно в виде нескольких плат в стандарте “КЛЮКВА” [22]. Детальное описание триггера можно найти в [21], а логики его работы в [27]. Напомним, что в описываемом эксперименте торцевой калориметр не использовался.

Нейтральный триггер принимает решение на основе 56 (по числу линеек в цилиндрическом калориметре) сигналов, пропорциональных энерговыделению в линейке или 56 логических сигналов, соответствующих наличию в линейке энерговыделения, превышающего порог дискриминатора. Триггер определяет величину полного энерговыделения в калориметре, ищет кластеры (т.е. непрерывные последовательности сработавших линеек), определяет их число и взаимное расположение и на основе этой информации принимает решение о полезности события.В качестве исходной информации для нейтрального триггера [21] 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.

**Третичный триггер**

В отличие от заряженного и нейтрального триггеров, третичный триггер реализован программно и является триггером самого высокого уровня. События, прошедшие третичный триггер, обязательно сохраняются на лентах. Основная задача третичного триггера — уменьшить поток событий от заряженного триггера, не теряя при этом “полезные” события. Сразу же отметим, что алгоритм работы третичного триггера рассчитан только на события, содержащие треки от заряженных частиц. События, в которых сработал нейтральный триггер, третичным триггером пропускаются *всегда.*

Принцип работы третичного триггера основан на том, что Z-координаты трека в Дрейфовой и Z-камерах можно довольно грубо, но зато быстро восстановить в режиме *on-line,* не используя медленную и ресурсоемкую программу полной реконструкции. Геометрическое положение точек в R–z плоскости позволяет с достаточной уверенностью отличить треки, вылетающие из места встречи от пучкового фона, космических частиц и случайных срабатываний. Как оказалось, такой простой подход позволяет примерно в 1.5 раза уменьшить загрузку от заряженного триггера, отбрасывая при этом не более 1 % полезных событий.

В описываемом эксперименте практически все данные записывались с включенным третичным триггером. Такой режим предпочтительнее комбинации заряженного триггера с запуском от цилиндрического калориметра, поскольку эффективность третичного триггера значительно стабильнее, чем эффективность калориметра и меньше зависит от типа заряженных частиц.

Характерная частота запусков детектора при светимости $2 \cdot 10^{29}\ ^1\!/_{\text{с}\cdot\text{см}^2}$ была около $20 \div 40$ 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. Мертвое время системы сбора данных при таких загрузках составляло $20 \div 40$ % (см. Рис. 2.6).

### 2.2.7 Система сбора данных и медленного контроля

Информация, зарегистрированная в системах детектора, должна быть считана в память ЭВМ и записана на магнитные ленты. Эту функцию выполняет система сбора данных детектора [30].

Схемы систем сбора данных и медленного контроля, используемых в заходах 1995 года, показаны на Рис. 2.7, 2.8.

Сигналы с детектора регистрируются быстрой оцифровывающей электроникой, выполненной в стандарте КЛЮКВА [22]. В случае положительного решения триггера, данные из информационных плат крейтов КЛЮКВА передаются в блоки обмена [22] крейта КАМАК, после чего данные передаются в процессор АП-32 [23]. Управление передачей осуществляется программой, записанной в автоматический программируемый контроллер К-07[24].

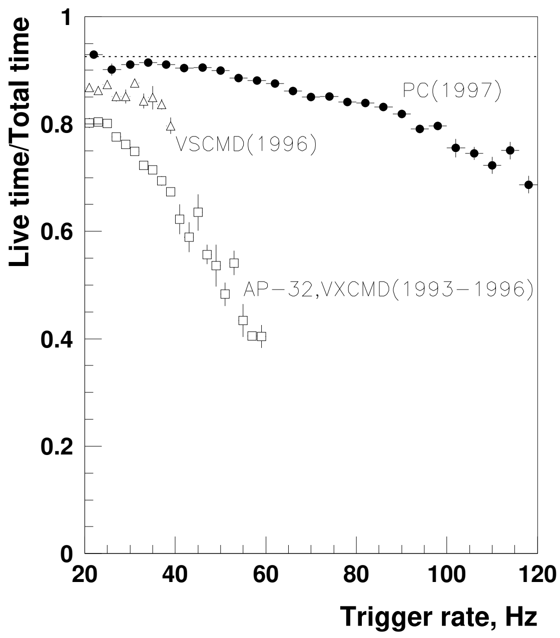



Рис. 2.6: Зависимость мертвого времени системы запуска от частоты записи событий.

“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.

## 2.3 Оцифровывающая электроника

Оцифровывающая электроника детектора КМД-2 выполнена в стандарте КЛЮКВА [22], разработанном в Институте ядерной физики СО РАН. Данный стандарт позволяет создавать автоматизированную систему оцифровки аналоговых сигналов и подготовки данных для считывания в компьютер с учетом синхронизации работы запускающей, оцифровывающей и считывающей электроники.

Общая схема организации оцифровывающей аппаратуры изображена на Рис. 2.9. Регистрирующая аппаратура размещается в специальных крейтах с циклом магистрали 100 нс. В крейте размещены до 16 информационных плат (производящих собственно оцифровку данных) и 4 служебных платы. Служебными платами являются:

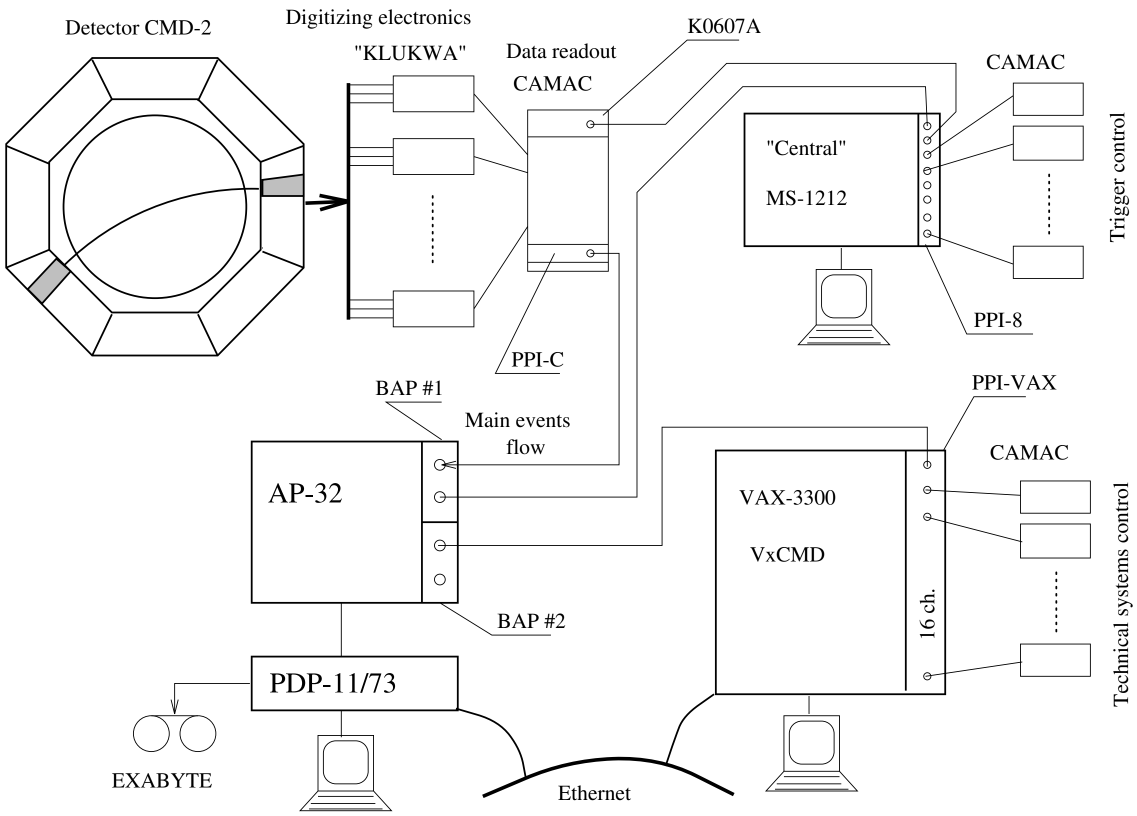



Рис. 2.7: Структура системы сбора данных в 1994–95 гг.

- процессор вывода (ПВ), производящий чтение, обработку и запоминание информации, зафиксированной в информационных платах;

- размножитель служебных сигналов (РСС), осуществляющий обмен управляющими сигналами с центральной системой управления;

- интерфейс первичного триггера (ИПТ), поставляющий информацию для первичного триггера;

- интерфейс вторичного триггера (ИВТ), не использующийся на КМД-2.

ПВ и РСС являются обязательными для работы крейта, ИПТ и ИВТ не являются обязательными. Для хранения считанной информации в ПВ имеется два ОЗУ данных емкостью по 1К 14-разрядных слов. Использование ОЗУ данных позволяет осуществлять разравнивание потока данных перед считыванием в ЭВМ.

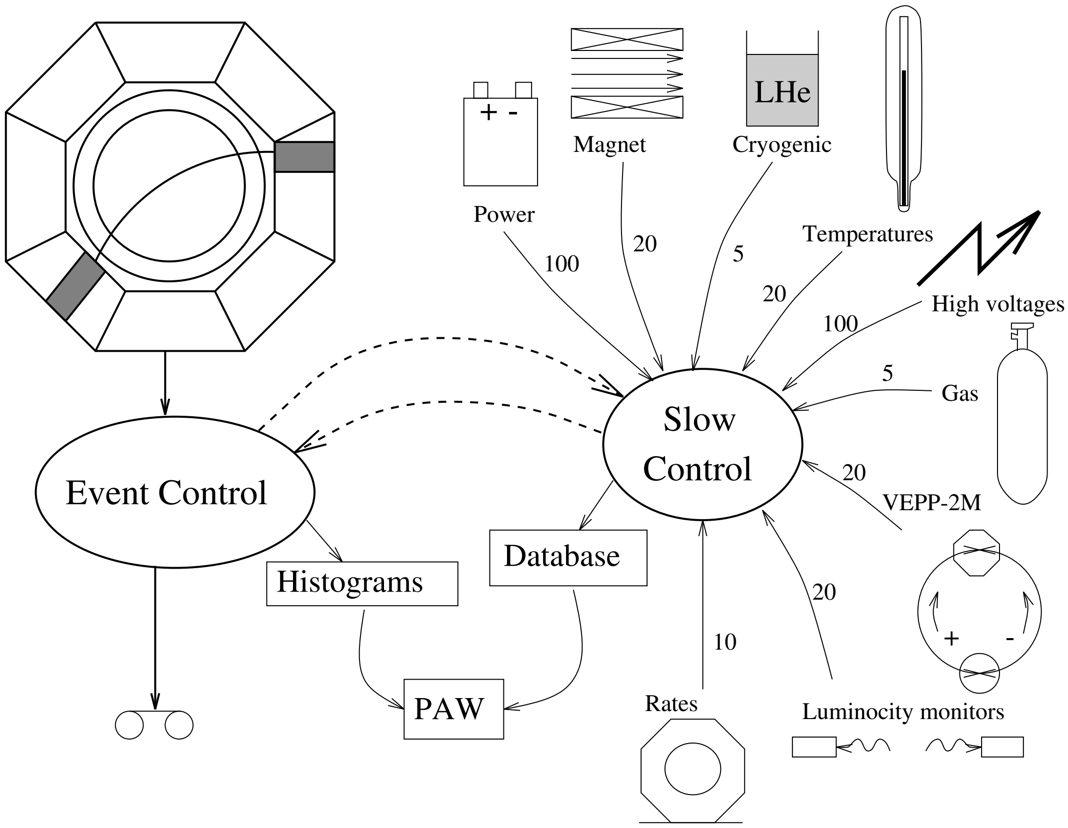



Рис. 2.8: Система медленного контроля КМД-2. Цифрами показано приблизительное количество каналов каждого типа.

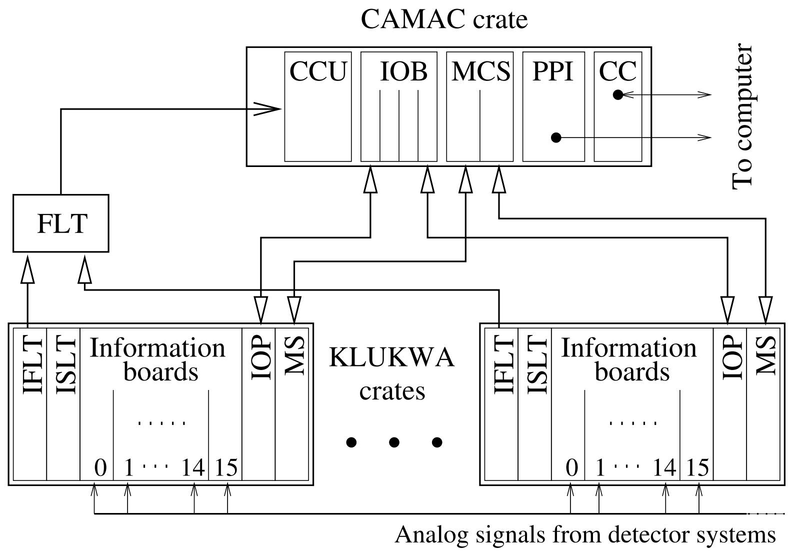



Рис. 2.9: Оцифровывающая электроника стандарта “КЛЮКВА”. Обозначения на рисунке: CCU — центральная система управления (ЦСУ), IOB — блоки обмена (БО), MCS — размножитель сигналов КАМАК (РСК), PPI — последовательно-параллельный интерфейс ППИ-К, CC — КАМАК-контроллер К0607А, FLT — первичный триггер (ПТ), IFLT — интерфейс первичного триггера (ИПТ), ISLT — интерфейс вторичного триггера (ИВТ), IOP — процессор вывода (ПВ), MS — размножитель служебных сигналов (РСС).

## 2.4 Программное обеспечение детектора

### 2.4.1 Полное моделирование (CMD2SIM)

Моделирование методом Монте-Карло является неотъемлемой частью любого эксперимента в физике частиц. Основной задачей моделирования является вычисление эффективности регистрации событий и нахождение ожидаемых распределений по энергии, углам и другим физическим величинам как для исследуемого, так и для фоновых процессов. Кроме того, моделирование детектора используется для оптимизации триггера и проверки программ реконструкции событий.

Программа моделирования имитирует 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 является файл с "сырыми" данными такого же формата, как и экспериментальные события. Кроме того, для данных моделирования записывается дополнительная информация 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.

Пакет GEANT [32], 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 [33] или FLUKA [34,35].

В совокупности пакет GEANT, набор первичных генераторов, геометрическое описание детектора с учетом использованных материалов и программы оцифровки составляют программу полного моделирования детектора КМД-2 — CMD2SIM [31].

### 2.4.2 Реконструкция событий (CMD2OFF)

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[49]. Каждому событию соответствует запись. Записи разбиты на сегменты, каждый из которых содержит информацию с одной системы детектора. Информация представляет собой последовательность адресов каналов электроники и данных, считанных с них.

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

#### Реконструкция траектории заряженных частиц в координатной системе

Опишем коротко алгоритм реконструкции треков[25].

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

### 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 $E > E_{min} = 2\,\text{МэВ}$, 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.

### 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 выполнилось хотя бы одно из перечисленных ниже условий:

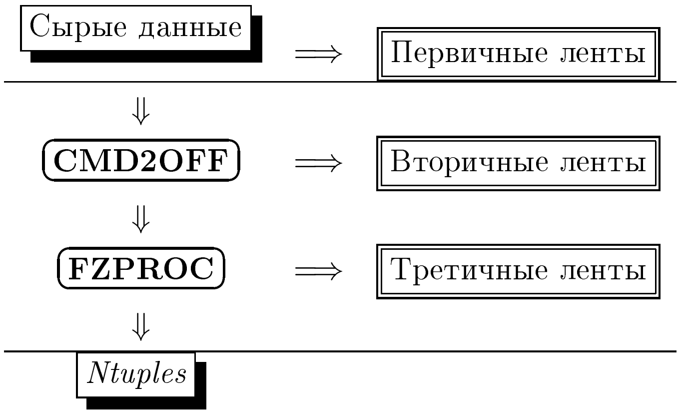



Рис. 2.10: Диаграмма обработки событий на детекторе КМД-2.

- $(E_{CsI}^{tot} > 300) \cap (N_{clu} \geq 2)$,
- $(N_{trk} = 1) \cap (R_{min} < 0.5) \cap (|Z_0| < 20) \cap (P_{tot} < 1.5 \cdot E_{beam})$,
- $(N_{trk} > 1) \cap (\max(P_{tot}) < 1.5 \cdot E_{beam})$,
- Сработал нейтральный триггер.

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.

### 2.4.3 Обработка событий

Последовательность обработки событий показана на Рис. 2.10. Сырые данные с детектора записываются на первичные ленты и сохраняются в архиве. Программа обработки CMD2OFF использует первичные ленты в качестве входных данных и создает вторичные ленты с отобранными и полностью реконструированными событиями. Дальнейший отбор событий, относящихся к конкретному процессу осуществляется с вторичных лент с помощью программы FZPROC, модифицированной пользователем под изучаемый процесс, то есть содержащей необходимые критерии отбора. Результатом работы FZPROC, как правило, являются массивы, содержащие основные параметры интересующих событий (Ntuples), которые и используются в окончательном анализе.

# Глава 3

# Z-камера

## 3.1 Основные требования к Z-камере

В большинстве детекторов, работающих на встречных пучках, для временной привязки события к моменту столкновения пучков и организации запуска сбора данных используются специальные время-пролетные системы, основанные, как правило, на быстрых сцинтилляционных счетчиках.

Особенность детектора КМД-2 состоит в том, что в детекторе не используются сцинтилляционные счетчики, а их функции выполняет Z-камера, которая является не только координатным детектором, но и системой запуска (претриггером) и одной из основных частей первичного заряженного триггера. Измерение продольной координаты производится по зарядам, наведенным на полосковые катоды. Идея метода впервые предложена Шарпаком [36]. В связи с перечисленными функциями на камеру накладывается ряд требований, определяющих конструкцию камеры, режим работы и выбор газовой смеси. Рассмотрим их более подробно.

- **Привязка события к моменту столкновения пучков.** Для правильного восстановления треков в дрейфовой камере необходимо знать время, прошедшее от момента пролета частицы через детектор до момента ее регистрации. Момент столкновения пучков в ускорителе известен очень точно, но только внутри одного оборота. Выбор нужного оборота можно осуществить с помощью системы, у которой разброс временного интервала между моментом столкновения пучков и появлением сигнала с детектора не превышает время оборота. Сложность использования в качестве такого детектора пропорциональной камеры состоит в том, что кольцо ВЭПП-2М имеет периметр всего около 18 м, и период оборота пучков в нем равен 60 нс. Для получения такого маленького временного разброса необходимо иметь быструю газовую смесь и как можно меньшее расстояние между чувствительными проволочками. Технологические проблемы крепления проволочек ограничивают минимальное расстояние между ними на уровне 2–3 мм.

- **Высокая эффективность регистрации.** Использование Z-камеры в первичном триггере предъявляет повышенные требования к ее эффективности. Наличие у камеры двух независимых слоев позволяет не только обеспечить практически 100 % эффективность запуска, но и дает возможность продолжать работу в случае выхода из строя одного из слоев. Кроме того, измерение продольной координаты трека отдельно в каждом слое дает возможность контролировать пространственное разрешение камеры независимо от других систем детектора.

- **Пространственное разрешение.** Оптимизация пространственного разрешения камер с полосковыми катодами сводится, в основном, к правильному выбору отношения величины шага катодных полосок к расстоянию между анодной и катодной поверхностями. По соображениям, изложенным в разделе 3.4.1, это отношение должно быть в диапазоне 1–2. Для того, чтобы двухслойная камера поместилась в отведенном для нее в детекторе зазоре между Дрейфовой Камерой и сверхпроводящим магнитом, расстояние анод–катод было выбрано равным 4 мм, соответственно, шаг катодных полосок был выбран 6.5 мм.

- **Сегментация камеры.** Количество независимо срабатывающих сегментов камеры всегда есть результат некоторого компромисса. С одной стороны, желательно уметь разделять несколько одновременно попавших в камеру частиц и использовать эту информацию в сочетании с остальными системами детектора. Такая привязка, в частности, входит в алгоритм работы первичного заряженного триггера. С другой стороны, стоимость электроники не должна выходить за разумные пределы. Для азимутального разбиения анодной части камеры достаточной выглядит сегментация, соответствующая сегментации дрейфовой камеры, т.е. 32 сектора в одном слое. При такой сегментации вероятность попадания двух частиц в один сектор Z-камеры порядка 3 % для двух треков и 10 % для трех треков. Сегментация катодной части камеры выбирается из следующих соображениями:

  1. Сегментация вдоль оси Z определяется шагом катодных полосок. Этот шаг не может быть произвольным и определяется требованиями на оптимальное пространственное разрешение, изложенными в 3.4.1.

2. Поскольку катодные каналы не участвуют в триггере, особых требований на сегментацию по азимутальному углу нет, и разбиение катодных полосок на сектора (за исключением небольшого участка в центре камеры) определялось, в основном, конструкцией камеры и стоимостью электронного тракта.

3. В центральной части камеры желательно иметь большее число независимых каналов, так как частицы летят из места встречи пучков, и вероятность перепутывания коллинеарных треков в центре камеры значительно выше, чем на краях. Поэтому катодная область Z-камеры вблизи ее центра должна иметь большую азимутальную сегментацию. Размер этой области определяется длиной места встречи (для ВЭПП-2М $\sigma_l \approx 2$ см) и должен быть порядка 10 см.

Для правильного измерения Z-координат двух треков желательно, чтобы они различались не менее, чем на 5–6 полосок. С учетом этого, сегментация катодной части приблизительно соответствует сегментации анодной части по вероятности разделения двухтрековых событий.

- **Малое количество вещества.** Поскольку Z-камера расположена внутри цилиндрического калориметра, необходимо, чтобы она содержала как можно меньше вещества. Характерный масштаб задается толщиной сверхпроводящего магнита, составляющего основную массу вещества перед калориметром ($\sim$0.4 рад. длины). Во избежание заметного ухудшения энергетического разрешения калориметра, Z-камера должна вносить вклад не более $\sim$10 % от общего количества вещества, т.е. ее толщина не должна превышать 0.04 рад. длины.

Конструкция Z-камеры, соответствующая вышеизложенным требованиям, описана в следующем разделе.

### 3.1.1 Конструкция камеры и ее основные параметры

Z-камера детектора состоит из цилиндрических катодов, посадочных колец, анодных проволочек и монтажных колец. Катодные цилиндры имеют длину 800 мм, толщину 1 мм и диаметры 611.8, 629.5, и 647.7 мм. Каждый цилиндр склеен из четырех листов фольгированного медью стеклотекстолита (СТЭФ) толщиной 0.5 мм. Полное количество вещества соответствует 3 % радиационной длины. Технология изготовления цилиндрических катодов подробно описана в разделе 3.1.2.

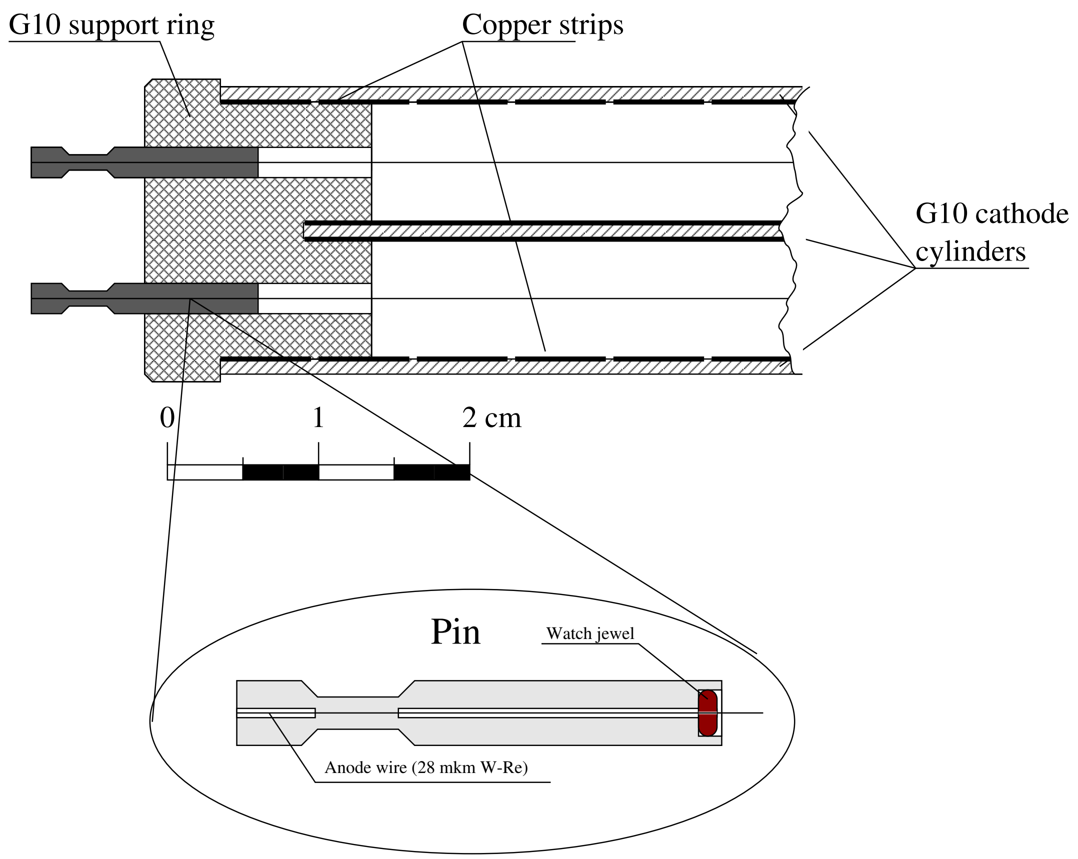



Рис. 3.1: Сечение Z-камеры. На врезке показан пин с часовым камнем и зажатой проволочкой.

Три цилиндра образуют два слоя Z-камеры (Рис. 3.1). Средний (центральный) цилиндр является общим для обоих слоев и имеет две сплошные фольгированые поверхности. У внешнего и внутреннего цилиндров фольгированые поверхности, обращенные к центральному катоду, разделены на кольцевые полоски шириной 6 мм и зазором между полосками — 0.5 мм. Каждое кольцо, в свою очередь, разделено на угловые сегменты по следующей схеме: 16 ближайших к центру колец - на 4 равные части, по 10 колец с каждого края камеры оставлены сплошными, все остальные кольца разделены пополам (Рис. 3.2). Полукольца получаются как результат технологии изготовления, по которой катодная поверхность образуется из двух отдельных листов.

Всего в каждом слое камеры 256 катодных полосок с независимым съемом сигналов.

Все три цилиндра закрепляются в торцах в специальных посадочных кольцах, изготовленных из мелкозернистого СТЭФа. В каждом посадочном кольце имеются два слоя по 704 отверстия диаметром 1.6 мм. Отверстия расположены на окружностях диаметром 620.7 и 638.7 мм. Точность изготовления отверстий на станке с ЧПУ ±20 мкм. В отверстия вставлены пины, в которых зажаты анодные проволочки диаметром 28 мкм,

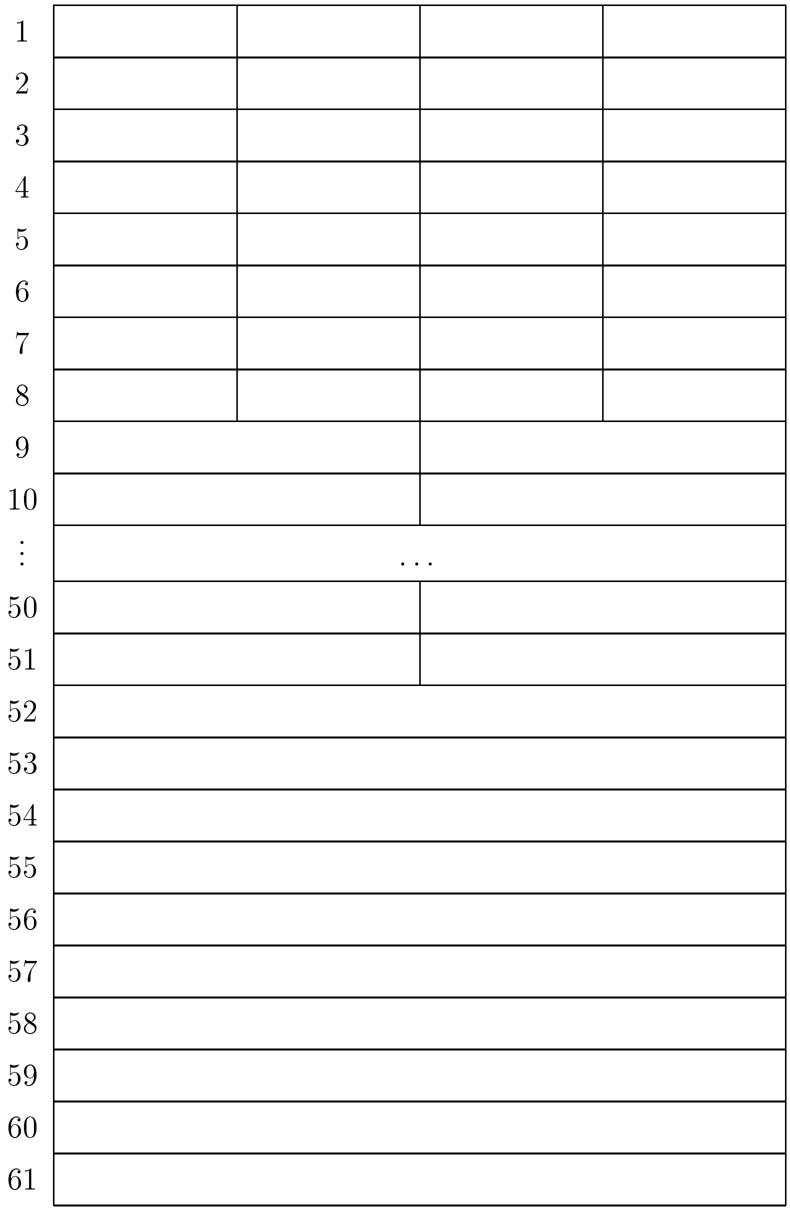



Рис. 3.2: Развертка одного из катодных цилиндров. Показана половина цилиндра, соответствующая положительным значениям Z координаты. Нумерация катодных колец начинается от начала координат (места встречи пучков). Кольца с 1 по 8 разбиты на 4 сегмента, с 9 по 51 — на 2 сегмента, с 52 по 61 — цельные. Направление оси Z - сверху вниз.

изготовленные из золоченого вольфрам-рениевого сплава. В каждом слое камеры имеются 704 чувствительные проволочки, образующие цилиндрические анодные поверхности внутреннего и внешнего слоя. Для обеспечения возможности сборки и разборки камеры одно из посадочных колец сделано разборным и состоит из трех отдельных элементов.

В посадочных кольцах предусмотрены отверстия для продувки камеры газовой смесью. С каждого торца камеры имеются по 3 отверстия, расположенных в вершинах равностороннего треугольника, вписанного в окружность, соответствующую центральному катоду. Отверстия на одном торце сдвинуты относительно отверстий другого торца на $60^\circ$ по азимутальному углу. В отверстия вставлены капролоновые оливки, к которым подсоединяются трубочки. Газовая смесь вдувается с одного торца камеры и выдувается с противоположного. Для обеспечения герметичности места соединений катодных цилиндров с посадочными кольцами, а также пины залиты кремнийорганическим лаком. Кроме того, торцы камеры залиты герметиком, что не только повышает герметичность камеры, но и защищает от высоковольтных пробоев при повышенной влажности воздуха.

К посадочным кольцам крепятся монтажные кольца, по одному с каждого торца. Монтажные кольца изготовлены из СТЭФа и служат для распайки сигнальных кабелей, крепления разделительных высоковольтных емкостей, а также для разводки высокого напряжения. С одного торца на анодные проволочки подается высокое напряжение ($\sim$3.2 кВ), с другого — осуществляется съем анодных сигналов через разделительные емкости.

Для уменьшения необходимой электроники анодные проволочки объединены в сектора по 22 проволочки, всего 32 сектора в каждом слое. Сигнал снимается целиком со всего сектора. Количество секторов выбрано таким, чтобы обеспечить приемлемую эффективность разделения двух и более треков и соответствует количеству секторов во втором и третьем суперслоях ДК. Сектора внешнего слоя сдвинуты в R - $\phi$ плоскости относительно внутреннего слоя на $^1/_2$ сектора.

Пины для крепления анодных проволочек делались из отожженной медной трубки, внутрь которой вставлялись часовые камни с отверстием диаметром 90 мкм (Рис. 3.1). Во избежание окисления, пины гальваническим методом покрывались тонким слоем олова.

Анодные проволочки натягивались по следующей технологии:

Z-камера устанавливалась вертикально на ножках, закрепленных в одном из торцов. В верхний торец вставлялся пин, через него на необходимую длину пропускалась проволочка, и пин обжимался специальными щипцами, отрегулированными таким образом,

Таблица 3.1: Основные параметры Z-камеры.

| | |
|---|---|
| Длина камеры | 800 мм |
| Толщина катодных цилиндров | 1.0 мм |
| Толщина медного покрытия | 35 мкм |
| Диаметр проволочек | 28 мкм |
| Ширина катодных полосок | 6.0 мм |
| Шаг катодных полосок | 6.5 мм |

| | Внутр. слой | Внешний слой |
|---|---|---|
| Диаметры катодных поверхностей | 612.8 мм | 630.5 мм |
| | 628.5 мм | 646.7 мм |
| Диаметры анодных поверхностей | 620.7 мм | 638.7 мм |
| Шаг анодных проволочек | 2.77 мм | 2.85 мм |

| | Радиационные толщины | |
|---|---|---|
| | $^{\text{г}}/_{\text{см}^2}$ | $X_0$ |
| Катодный цилиндр | 0.23 | 0.01 |
| Проволочки одного слоя | $4.2 \cdot 10^{-4}$ | $6.3 \cdot 10^{-5}$ |
| Вся камера | 0.69 | 0.03 |

что минимальный зазор щипцов приводил к плотному обжатию проволочки, но не допускал ее перекусывания. Далее проволочка пропускалась через отверстие в нижнем торце и второй пин, который затем фиксировался в отверстии. К выступающему из нижнего пина концу проволочки прицеплялся груз массой 80 грамм, и натянутая таким образом проволочка зажималась в пине.

Сила натяжения проволочек $\sim 0.8$ Н была выбрана примерно посередине между минимальным натяжением (0.35 Н), необходимым для устойчивости проволочек в электрическом поле (см. 3.1.3) и пределом упругих деформаций (1.2 Н). Такое усилие растягивает проволочку примерно на 1.5 мм, что обеспечивает ее устойчивость независимо от изменения температуры, прогиба посадочных колец, сжатия катодных цилиндров и т.д.

Катодные сигналы снимаются с помощью 512 коаксиальных кабелей РК75-1, укрепленных на монтажных кольцах по 256 с каждого торца и распаянных на печатный монтаж на поверхностях катодных цилиндров.

Размеры различных частей камеры и ее радиационные толщины сведены в Табл. 3.1.

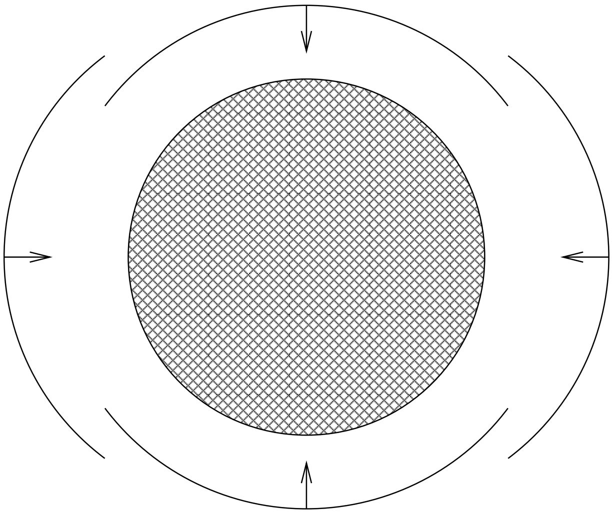


Рис. 3.3: Сборка цилиндрического катода из четырех листов СТЭФа. Листы, показанные на рисунке сверху и снизу, закрепляются на оправке, образуя цилиндр, поверх которого прижимаются оставшиеся два листа с нанесенным на них слоем эпоксидного клея.

### 3.1.2 Технология изготовления цилиндрических катодов

Все катоды склеивались из четырех листов СТЭФа, расположенных в два слоя из двух листов каждый. Стыки между листами в разных слоях сдвинуты друг относительно друга на 90° по азимутальному углу, для обеспечения более правильной цилиндрической формы катода (Рис. 3.3).

Центральный катод состоит из четырех одинаковых листов, фольгированых только с одной стороны. Клей наносился на нефольгированые стороны листов. В результате, после склейки получился цилиндр с фольгироваными внутренней и внешней поверхностями.

У остальных катодов листы одного слоя были полностью фольгированы, и фольги разделены на полоски одинаковым образом с обеих сторон. Каждая полоска на одной стороне электрически соединена с соответствующей полоской на другой стороне в двух местах с помощью никелевых трубчатых заклепок диаметром 1.2 мм, наполненных серебряной краской. Листы с полосками образуют рабочую поверхность катода, обращенную внутрь камеры. Два других листа каждого цилиндра с одной стороны имеют печатный монтаж для съема сигналов с катодных колец и вывода их в торцы камеры, а другой (нефольгированой) стороной клеятся на цилиндр с катодными кольцами. В печатном монтаже имеются соответствующим образом расположенные отверстия, через которые печатный монтаж припаивается к катодными кольцам (Рис. 3.4).

Для разделения катодной поверхности на полоски обе стороны листа покрывались

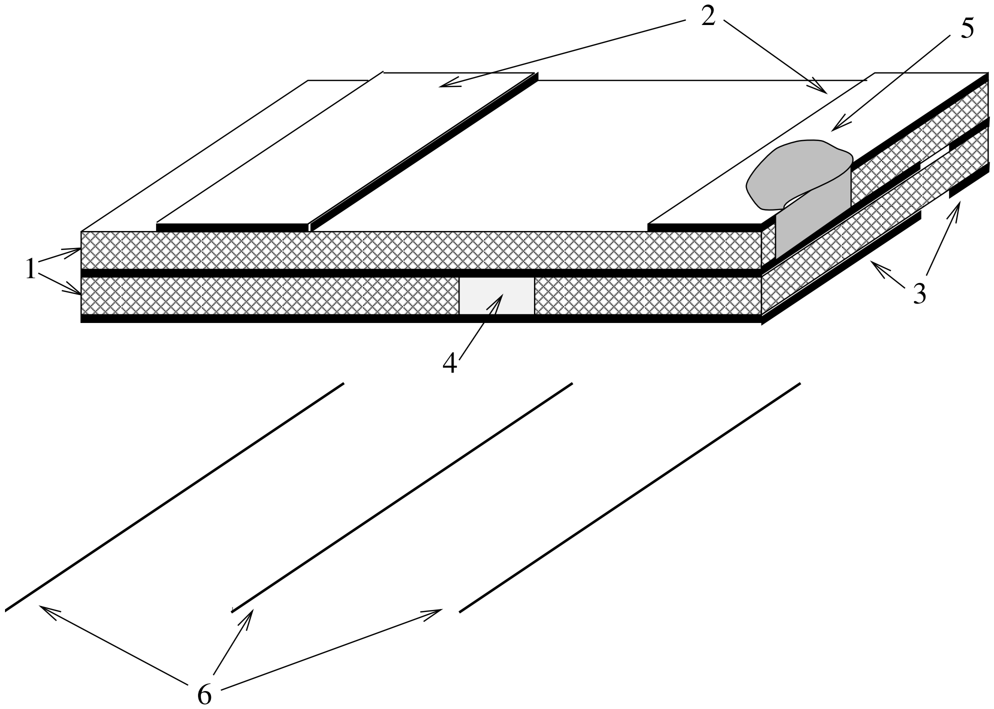



Рис. 3.4: Устройство катодных цилиндров. 1-листы стеклотекстолита, 2-печатный монтаж для съема сигналов, 3-катодные полоски, 4-никелевая заклепка с серебряной краской, 5-пайка.

краской и запекались. После этого в нужных местах краска снималась тонкими параллельными полосками с шагом 6.5 мм с помощью резца на специально изготовленном столе, обеспечивающем высокую точность и параллельность проводимых линий. Затем листы травились в хлорном железе.

Склейка производилась эпоксидным клеем на алюминиевых цилиндрических оправках соответствующих размеров. Диаметры оправок были выдержаны с точностью $\pm 100$ мкм. Вначале на оправке выгибался и закреплялся первый цилиндрический слой, затем на листы второго слоя наносилась эпоксидная композиция (тонким слоем $\sim 30$ мкм), и второй слой закреплялся на оправке поверх первого.

Изготовленный таким образом цилиндр обматывался резиновым жгутом, и сверху на него одевался герметичный резиновый мешок. Воздух из-под мешка откачивался форвакуумным насосом, а резиновый жгут обеспечивал равномерную откачку под всей поверхностью мешка. После откачки воздуха атмосферное давление прижимало цилиндр к оправке и обеспечивало необходимое усилие для однородного и прочного склеивания. После склеивания оправка охлаждалась до температуры ниже $0^\circ$ С, и, за счет разности коэффициентов теплового расширения алюминия и СТЭФа, цилиндр легко снимался с оправки ($\delta$T $\sim 40^\circ$ С дает разность диаметров цилиндра и оправки $\delta$D $\sim$0.3 мм).

Точность изготовления цилиндров по нашим измерениям оказалась не хуже $\pm 200$ мкм. Такая неточность в величине зазора анод – катод приводит к эффективному разбросу рабочего напряжения в разных участках камеры в пределах 250–300 В, что заметно меньше ширины плато (около 600 В, как показали измерения на макете) для выбранной рабочей газовой смеси.

### 3.1.3 Проверка натяжения проволочек

При изготовлении многопроволочных камер одной из очень важных задач является обеспечение постоянства натяжения проволочек. При ослаблении натяжения ниже порога устойчивости проволочка выгибается под действием электрического поля, что приводит к невозможности поднять высокое напряжение до рабочей величины либо к замыканию проволочки на катод и полной неработоспособности камеры. Критическое натяжение определяется по формуле [5]:

$$T \geq T_c = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{lCV_0}{s}\right)^2 ,$$

где $C$— емкость на единицу длины проволочки, $l$ — длина проволочки, $s$ — расстояние между проволочками. В приближении $s \leq d$:

$$T_c \approx \left[\frac{V}{590\left(\frac{d}{l}+\frac{s}{\pi l}\ln\left(\frac{s}{\pi a}\right)\right)}\right]^2 ,$$

где $d$ — зазор анод–катод, $a$ — диаметр проволочки, $V$ — потенциал проволочки относительно катода в кВ, $T_c$ — критическое натяжение в ньютонах. Для параметров Z-камеры $d = 4$ мм, $s = 3$ мм, $a = 28$ мкм, $l = 800$ мм, $V = 3.2$ кВ:

$$T_c \approx 0.35\,\text{Н}\,.$$

При описанной конструкции камеры одна прогибающаяся или отсутствующая проволочка нарушает цилиндрическую симметрию и делает невозможной нормальную работу всего слоя, так как вызывает неустойчивость и прогиб соседних проволочек.

Для контроля натяжения проволочек был применен резонансный метод. Принцип измерения показан на Рис. 3.5. Проволочка механическим образом (с помощью звукового генератора и динамика, расположенного на корпусе камеры) раскачивается в магнитном поле, и по зависимости амплитуды э.д.с. индукции от частоты генератора определяется резонансная частота. Резонансная частота связана с натяжением проволочки простым соотношением:

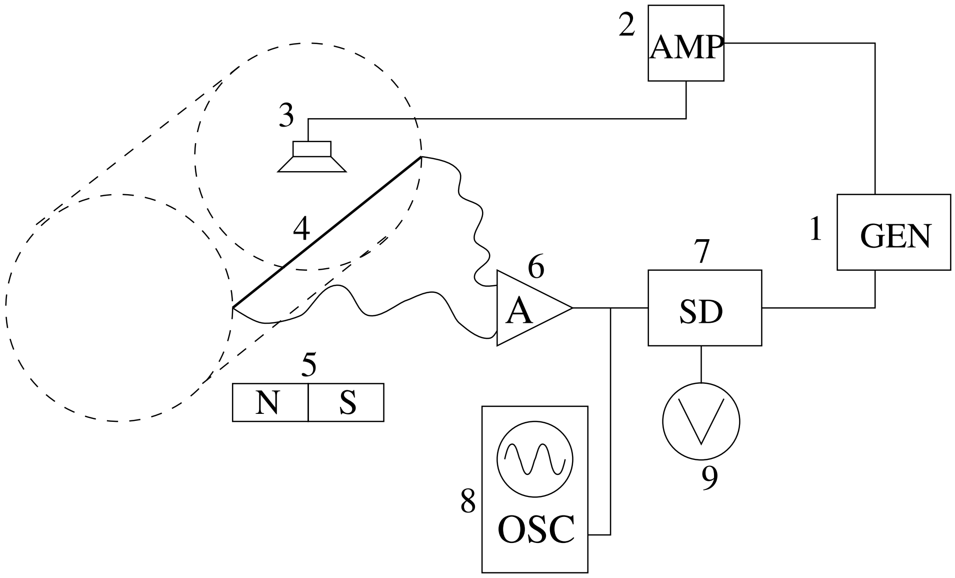



Рис. 3.5: Схема метода проверки натяжения проволочек в Z-камере. 1-генератор звуковой частоты, 2-усилитель, 3-динамик, 4-анодная проволочка, 5-постоянный магнит, 6-дифференциальный усилитель, 7-синхронный детектор, 8-осциллограф, 9-вольтметр.

$$f = \frac{1}{2l}\sqrt{\frac{T}{\mu}},$$

где $f$ - резонансная частота колебаний в герцах, $l$ - длина проволочки, $\mu$ - ее линейная плотность, $T$ - сила натяжения. В нашем случае $f \approx 160\,$Гц.

### 3.1.4 Рабочая газовая смесь

Традиционной для пропорциональных камер является газовая смесь аргона и углекислого газа в различных пропорциях. Будучи достаточно дешевой и удобной в эксплуатации, эта смесь обладает рядом недостатков, наиболее существенные из которых это:

1. Недостаточно высокая скорость дрейфа. Хотя аргон относится к так называемым “быстрым” газам, скорость дрейфа электронов в нем, как правило, не превышает 5-6 см/мкс. При шаге анодных проволочек 3 мм время дрейфа должно быть порядка 30 нс, в действительности же оно может быть заметно больше, так как между проволочками существуют области с очень маленькой напряженностью электрического поля, в которых скорость дрейфа значительно меньше 5 см/мкс. Таким образом, смесь на основе аргона является недостаточно быстрой для получения временного разброса анодных сигналов $< 60$ нс.

2. Ультрафиолетовое излучение. При столкновении дрейфующих электронов с атомами аргона, последние переходят в возбужденное состояние, после чего излучают фотоны в ультрафиолетовом спектре. Фотоэмиссия новых электронов с металлических электродов камеры приводит к неконтролируемому расширению лавины. Это преодолевается введением в газовую смесь органических добавок, поглощающих фотоны. Добавки улучшают локализацию лавины, хотя и не избавляют полностью от этой проблемы. Более того, ультрафиолетовое излучение разваливает молекулы органических добавок на радикалы, оседающие на проволочках и приводящие к старению камеры.

Перечисленные недостатки аргоновых смесей стимулировали поиск новых, более подходящих для нашего случая газов. Идеальным был бы газ, сочетающий достоинства аргоновых смесей с более высокой скоростью дрейфа и отсутствием ультрафиолетового излучения. Таким газом оказался фреон-14 ($CF_4$). Фреон-14 практически не взаимодействует с обычными конструкционными материалами, негорюч и удобен в эксплуатации. Скорость дрейфа электронов в $CF_4$ достигает $12 - 15$ см/мкс т.е. в $2 - 2.5$ раза больше, чем в аргоне. В отличие от других фреонов, электроотрицательность фреона-14 очень слабая и не приводит к заметному поглощению электронов на длине дрейфового пути порядка 1.5 мм.

Основным недостатком $CF_4$ следует считать его плохие гасящие свойства. Чистый фреон-14, как и чистый аргон, практически непригоден в качестве рабочего газа. Для улучшения гасящих свойств необходимо добавлять в смесь органические газы. Были опробованы смеси $CF_4$ + н-пентан и $CF_4$ + изобутан. Обе смеси продемонстрировали работоспособность, но окончательный выбор был сделан в пользу изобутана в связи с тем, что н-пентан при нормальных условиях является жидкостью и его труднее смешивать с фреоном в контролируемых пропорциях.

Схематическое устройство газовой системы Z-камеры показано на Рис. 3.6. Камера продувается смесью $CF_4 - iC_4H_{10}$ в соотношении 80:20. Скорость продувки составляет примерно один объем камеры (0.025 м$^3$) в сутки.

### 3.1.5 Электроника

Электроника Z-камеры состоит из двух независимых трактов - анодного и катодного. Блок-схемы обоих трактов показаны на Рис. 3.7.

Сигнал с анодного сектора через разделительную высоковольтную емкость попадает на вход предусилителя. Усиленный парафазный сигнал по витой паре передается в плату

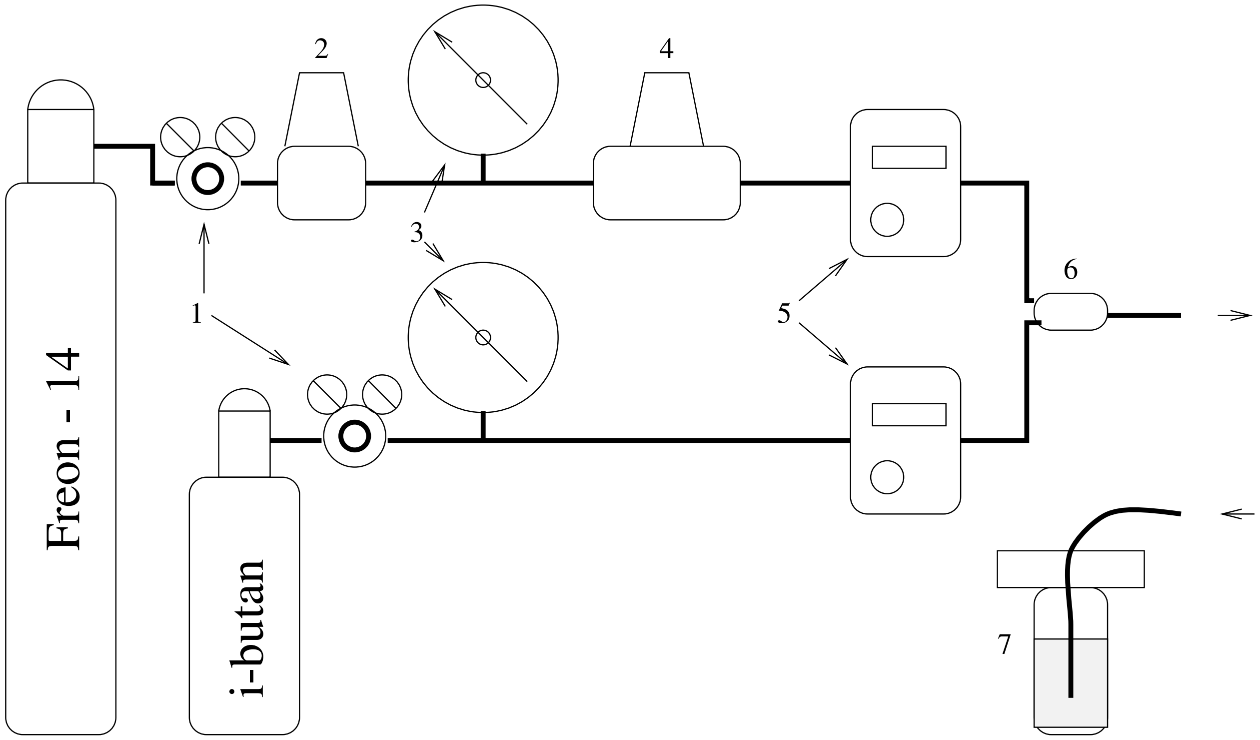



Рис. 3.6: Схема продувки Z-камеры. 1 – редукторы, 2 — стабилизатор давления газа, 3 — манометры, 4 — стабилизатор расхода газа, 5 — блоки регулировки и контроля продувки, 6 — смеситель на входе в камеру, 7 — масляный затвор на выходе из камеры.

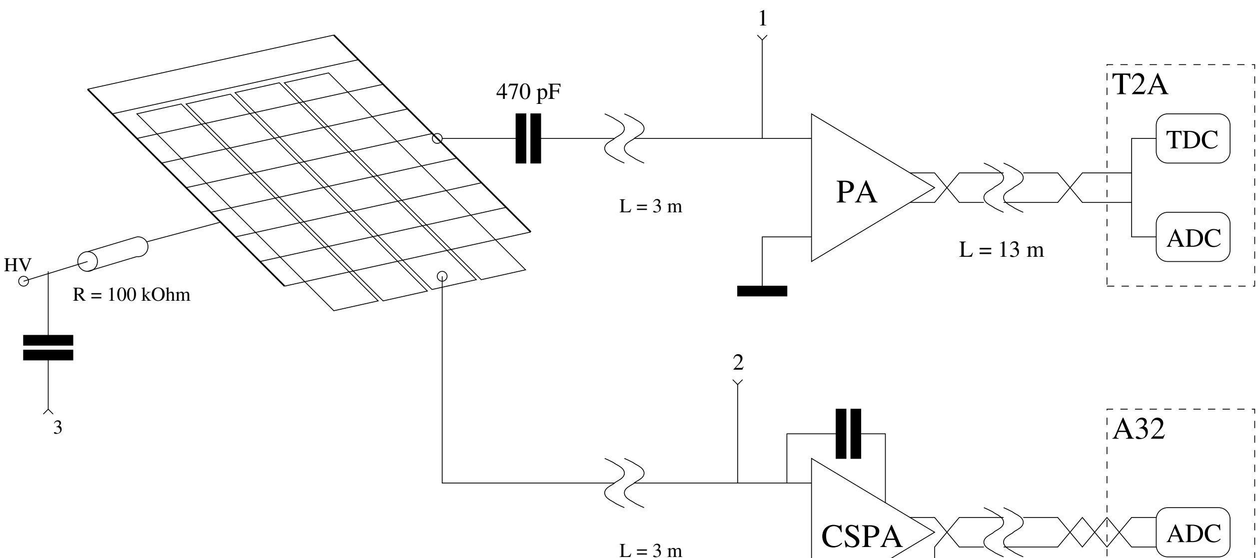



Рис. 3.7: Электронный тракт Z-камеры. 1 — вход калибровки электронного тракта анодных каналов, 2 — вход калибровки электронного тракта катодных каналов, 3 — вход калибровки камеры через разводку высоковольтного напряжения.

T2A, где оцифровывается его амплитуда и время, прошедшее между приходом сигнала и “общим стопом”. Наличие сигнала на входе T2A определяется по срабатыванию дискриминатора. Порог дискриминаторов задается от ЭВМ с помощью ЦАПа. Кроме того, возможна индивидуальная регулировка каждого дискриминатора с помощью подстроечных сопротивлений на платах.

Сигнал с катодной полоски усиливается с помощью зарядочувствительного усилителя, после чего также по витой паре попадает на вход платы A32, где происходит оцифровка амплитуды. Вся оцифровывающая электроника выполнена в стандарте “КЛЮКВА” [22].

Основные параметры предусилителей и оцифровывающей электроники приведены ниже. Более подробно платы T2A и A32 описаны в [28].

- Анодные ПУ:

| | |
|---|---|
| Коэффициент усиления | 40 |
| Время нарастания фронта (нс) | 10 |
| Напряжение питания (В) | +12,-12 |
| Потребляемая мощность (Вт) | 0.15 |

- Катодные ЗЧУ:

| | |
|---|---|
| Динамическая входная емкость (нФ) | 3 |
| Эквивалентный шум ($e$) | $400 + 5\ {}^{1}\!/_{\text{пФ}}$ |
| Время формирования сигнала (мкс) | 4.5 |
| Напряжение питания (В) | +12, -12 |
| Потребляемая мощность (Вт) | 0.2 |

- Плата T2A:

| | |
|---|---|
| Число входов | 4 |
| Входное сопротивление (Ом) | 130 |
| Максимальная амплитуда входного сигнала (В) | $\pm 0.5$ |
| Порог срабатывания (мВ) | 0.1 |
| Дискрет измерения времени (нс) | 2 |
| Цена амплитудного канала (Кл/канал) | $9 \cdot 10^{-13}$ |
| Время интегрирования сигнала (нс) | 300 |
| Интегральная нелинейность, не более (%) | 0.3 |
| Дифференциальная нелинейность, не более (%) | 5 |

- Плата А32:

| | |
|---|---|
| Число входов | 32 |
| Входное сопротивление (Ом) | 130 |
| Максимальная амплитуда входного сигнала (В) | 2 |
| Цена амплитудного канала (Кл/канал) | $9 \cdot 10^{-13}$ |
| Время оцифровки (мкс) | 100 |
| Интегральная нелинейность, не более (канал) | 3 |
| Дифференциальная нелинейность, не более (%) | 40 |
| Температурный дрейф, не более (канал/градус) | 0.3 |

### 3.1.6 Калибровки

Для проверки электронного тракта и выявления неполадок самой Z-камеры была предусмотрена система калибровок. Имеются 3 независимые калибровки (Рис. 3.7):

1. **Проверка электронного тракта анодных каналов.** Сигнал от генератора подается непосредственно на входы анодных предусилителей.

2. **Проверка электронного тракта катодных каналов.** Сигнал от генератора подается непосредственно на входы катодных зарядочувствительных усилителей.

3. **Проверка прохождения анодных и катодных сигналов от камеры до усилителей.** Сигнал от генератора подается на высоковольтные входы внутреннего и внешнего слоя камеры независимо. Сигнал отрицательной полярности позволяет проверить работоспособность анодных каналов, положительной полярности — катодных. Во втором случае прохождение сигнала обеспечивается взаимной емкостью анодных секторов и катодных полосок, составляющей порядка 1000 пФ на одно полное катодное кольцо.

Наличие взаимной емкости между анодом и катодом позволяет диагностировать неисправности (обрывы и закоротки) в кабелях идущих от камеры к предусилителям. Емкость значительно выше нормальной соответствует замыканию центральной жилы кабеля на землю, емкость значительно меньше нормальной означает обрыв кабеля. Зная погонные емкость и сопротивление кабеля ($69\,{}^{\text{пФ}}/_{\text{м}}$ и $\sim 2\,{}^{\text{Ом}}/_{\text{м}}$), можно достаточно точно локализовать место обрыва или замыкания. Это может быть использовано в том случае, когда неисправность кабеля оказалась снаружи детектора и ее можно устранить без разборки КМД-2.

## 3.2 Характеристики Z-камеры

### 3.2.1 Временное разрешение

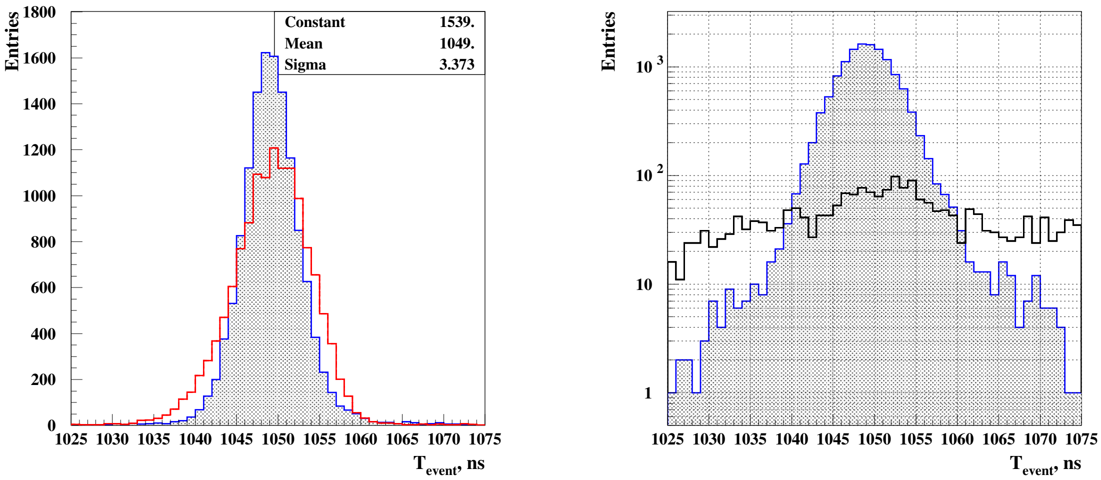
Временное разрешение Z-камеры зависит от многих факторов: средней скорости дрейфа электронов, расстояния между анодными проволочками, средней амплитуды сигнала (коэффициента газового усиления), величины порога дискриминатора оцифровывающей электроники (определяемой уровнем шумов и наводок), полосы частот предусилителей, расплывания фронта сигнала в кабельных трассах.

Все перечисленные факторы естественным образом разделяются на две группы: первая связана непосредственно с процессами в камере, вторая — с электронным трактом. Как будет видно далее, обе дают примерно одинаковый вклад в разрешение. Уменьшить влияние факторов, связанных с камерой можно подбором быстрой газовой смеси и уменьшением расстояния между проволочками. С этой целью была выбрана смесь на основе фреона-14, как одного из наиболее быстрых известных газов, и расстояние между проволочками было сделано около 3 мм, т.е. практически минимально возможным для такой конструкции камеры.

Средняя скорость дрейфа электронов $V_{dr}$ в рабочей газовой смеси $80\,\%\ CF_4$ + $20\,\%\ iC_4H_{10}$ равна примерно 8 см/мкс. При расстоянии между проволочками $d = 3$ мм временное разрешение для одного срабатывания должно быть порядка $\sigma_1 = \frac{d}{2\sqrt{12}V_{dr}} \approx 5.5$ нс. Так как камера состоит из двух слоев, то обычно в событии происходит несколько независимых срабатываний (как правило, по 2 на каждый трек). Временное разрешение для события может определяться по среднему времени всех сработавших секторов и, соответственно, должно быть значительно лучше, примерно $\sigma_{ev} = \frac{\sigma_1}{\sqrt{2N_{tr}}}$, где $N_{tr}$ — количество треков в событии. В дальнейшем под временем события мы будем понимать именно такое среднее по всем ассоциированным с треками срабатываниям.

Поскольку все пучковые события привязаны по времени к моменту столкновения пучков, а космические частицы пролетают через детектор в случайный момент времени, то временное разрешение Z-камеры может быть использовано для отделения пучковых событий от космического фона. С точки зрения трековой системы пролет через детектор космической частицы выглядит как двухтрековое коллинеарное событие. Согласно приведенной оценке, временное разрешение для такого события должно быть на уровне $\sim 3$ нс. При времени оборота пучков в ВЭПП-2М около 60 нс это должно позволить подавить фон космических частиц примерно в 3 раза на уровне $\pm 3$ стандартных отклонений.

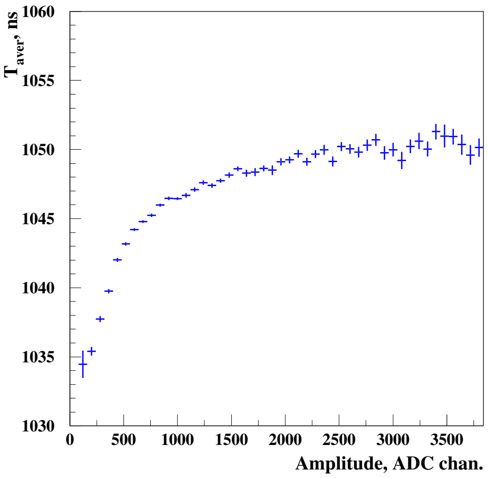
На Рис. 3.8(a) показано временное разрешение Z-камеры для пучковых коллинеарных



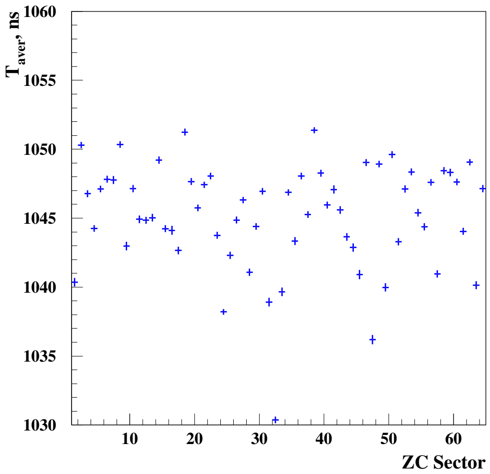

(а) Среднее время для двухтрековых пучковых событий. Пустая гистограмма — без поправок, заштрихованная гистограмма — с поправками. Параметры приведены для заштрихованной гистограммы.

(б) Заштрихованная гистограмма — распределение по времени для пучковых событий, пустая гистограмма — для космических частиц.

Рис. 3.8:




(а) Зависимость среднего времени прихода сигнала от его амплитуды.




(б) Среднее время прихода сигнала в зависимости от номера сектора Z-камеры.

Рис. 3.9: Влияние амплитуды сигнала и задержек в электронном тракте на среднее время прихода сигнала с анодных секторов Z-камеры.

событий, регистрируемых в эксперименте. Временное разрешение имеет среднеквадратичную ширину порядка 4.7 нс, т.е. примерно в 1.5 раза хуже, чем следует из оценки времени дрейфа. Это ухудшение связано с электронным трактом и происходит, в основном, из-за зависимости времени срабатывания дискриминатора в канале платы T2A от амплитуды сигнала с анодных проволочек и разброса временных задержек в кабелях и электронных блоках.

Средняя амплитуда анодных сигналов в каналах T2A находится примерно в диапазоне 750 – 1000, а пороги дискриминаторов в тех же единицах — в районе 100 – 150, что определяется, в основном, фоновыми условиями ВЭПП-2М. Из гистограммы на Рис. 3.9(а) видно, что для малых амплитуд время срабатывания имеет систематическую задержку, доходящую до 15–20 нс.

Еще один фактор, ухудшающий временное разрешение, — это разная временная задержка в разных анодных каналах. На Рис. 3.9(б) показано среднее время срабатывания для всех 64 секторов Z-камеры. Разница средних времен отдельных секторов достигает $\sim 15$ нс.

Влияние электронного тракта на время срабатывания Z-камеры может быть учтено с помощью соответствующих поправок. Для этого по пучковым событиям набираются гистограммы время-амплитудной зависимости для каждого канала, подгоняются гладкими функциями и используются для поправки времен.

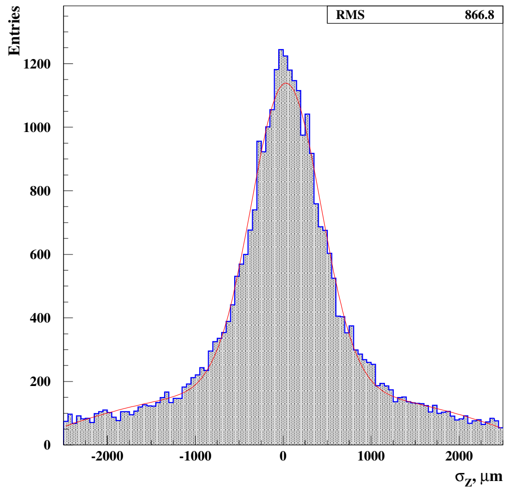
Кроме того, ко времени срабатывания каждого канала добавляется своя константа так, чтобы среднее время срабатывания во всех каналах было одним и тем же. Внесение поправок улучшает временное разрешение для двухтрековых событий до $\pm 3.5$ нс, что уже достаточно близко к ожидаемым 3 нс. Временное разрешение для коллинеарных пучковых событий показано на Рис. 3.8(а) заштрихованной гистограммой. Приблизительно 99 % событий лежит внутри интервала $\pm 10$ нс. На Рис. 3.8(б) приведены два распределения по времени, соответствующие пучковым событиям (заштрихованная гистограмма) и космическим частицам (пустая гистограмма). Космические события распределены по времени неравномерно, что связано с падением эффективности реконструкции треков в ДК для событий, заметно отстоящих по времени от момента столкновения пучков. Тем не менее, приблизительно половина космического фона может быть отброшена при отборе событий внутри интервала $\pm 10$ нс от среднего времени пучковых событий.

### 3.2.2 Пространственное разрешение

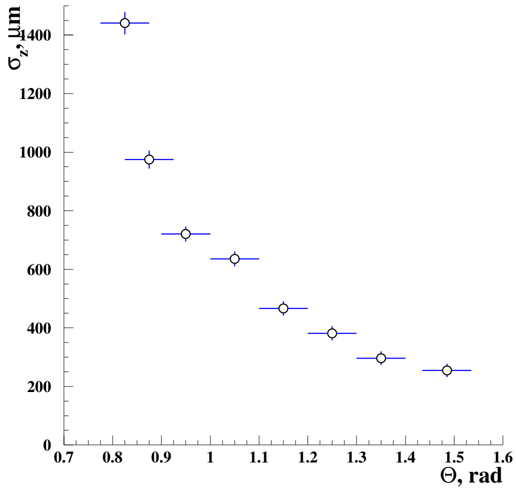
Пространственное разрешение Z-камеры сильно зависит от полярного угла трека, что вообще является характерной особенностью полосковых камер. Два слоя Z-камеры позволяют определить ее пространственное разрешение по коллинеарным событиям, используя Дрейфовую Камеру только для отбора событий с двумя коллинеарными треками. Соответствующие четыре измерения Z координаты должны находиться на одной прямой в плоскости $l - z$, где $l$ — длина трека с учетом его кривизны в магнитном поле. Отклонения измеренных координат от оптимальной прямой позволяют определить разрешение камеры. Наилучшее разрешение соответствует трекам, лежащим в плоскости, перпендикулярной оси пучков, и составляет приблизительно 200 мкм (Рис. 3.10(б)). Среднее разрешение по коллинеарным событиям — порядка $700 \div 900$ мкм (Рис. 3.10(а)).

### 3.2.3 Систематические сдвиги

Для точного определения телесного угла детектора важно не только хорошее координатное разрешение Z-камеры. Измеряемая Z-координата не должна иметь систематических сдвигов, которые приводили бы к существенному изменению определяемого телесного угла. Измерения адронных сечений на КМД-2 ориентируются на предельную точность порядка 0.5 %. Поскольку сечения нормируются на сечение $e^+e^- \to e^+e^-$, имеющее очень сильную зависимость от полярного угла, точность измерения полярного угла треков (и телесного угла детектора) должна быть такой, чтобы точность определения




(а) Пространственное разрешение Z-камеры.




(б) Зависимость пространственного разрешения от полярного угла трека.

Рис. 3.10: Пространственное разрешение Z-камеры и его зависимость от полярного угла трека.

сечения Баба-рассеяния была не хуже 0.5 %.

Для телесного угла детектора от 1 до $\pi - 1$ радиана эта точность соответствует измерению полярного угла с точностью не хуже $1 \cdot 10^{-3}$ радиана. Это означает, что при длине трека порядка 50 см систематические сдвиги не должны превышать $500 \cdot 10^{-3} / \sin(1) \sim 600$ мкм. Отметим, что на определение телесного угла влияют только такие систематические сдвиги, которые не зависят от конкретного события и их эффекты не компенсируются при усреднении по большому числу событий. С этой точки зрения рассмотрим возможные источники систематических сдвигов в измерении Z-координаты:

- **Сдвиг, связанный с положением центра лавины относительно границ полосок.** Как правило, это основной источник систематического сдвига в полосковых камерах при измерении координаты по центру тяжести наведенного заряда (см. также раздел 3.4.1). Его величина зависит от количества используемых в измерении полосок и асимметрии наведенных на них зарядов и в нашем случае может достигать 1.5 мм. Знание теоретической формы наведенного на катоде заряда [37] позволяет рассчитать этот сдвиг и поправить измеренную координату. Однако, даже если эта поправка не вносится или несколько отличается от реального сдвига (например, для наклонных треков лавина уже не может рассматриваться как точечный заряд), эффекты сдвига компенсируются при статистическом усреднении по нескольким причинам:

1. Сдвиги для четного и нечетного числа используемых полосок различаются по знаку.

2. Два слоя Z-камеры дают два независимых измерения координаты, при этом количество полосок в кластере на каждом слое не зависит друг от друга. Более того, в силу симметрии камеры, сдвиги на разных слоях, связанные с процессами образования лавины в камере, должны иметь противоположные знаки и в первом приближении компенсироваться.

3. Точка входа трека в Z-камеру для фиксированного полярного угла зависит от точки взаимодействия пучков и имеет среднеквадратичный разброс $\sim 2\,\text{см}$, что значительно больше шага катодных полосок.

- **Снос лавины в магнитном поле.** Вблизи краев камеры магнитное поле КМД-2 имеет заметную радиальную составляющую, что приводит к дрейфу лавины в скрещенных полях вдоль проволочки. Легко видеть, что этот эффект компенсируется при усреднении по углу вокруг проволочки.

- **Неопределенность положения лавины для наклонных треков.** Из-за флуктуаций в газовом усилении и стохастической природы образования первичных электронных кластеров вдоль заряженного трека измеренная координата лавины отличается от точки пересечения трека с анодной плоскостью. Этим эффектом обусловлено значительное ухудшение разрешения с уменьшением угла между треком и осью пучков. Стохастический характер флуктуаций и симметрия относительно анодной плоскости приводит к статистической компенсации и этого сдвига.

## 3.3 Z-камера в триггере КМД-2

### 3.3.1 Заряженный триггер

Первичный триггер начинает работать по приходу анодных сигналов с Z-камеры. Они задерживаются на 450 нс (максимальное время дрейфа в первых двух слоях ДК), после чего запускается специальный трековый процессор (ТП) [20]. Если ТП находит хотя бы один трек, то он выдает сигнал “общий стоп”. ТП обрабатывает сигналы с 64 секторов ZK и 48 ячеек первых двух слоев ДК. С целью увеличения телесного угла третий слой ДК не участвует в триггере. Принцип работы ТП проиллюстрирован на Рис. 3.11.

ТП работает в последовательно-параллельном режиме. R–$\phi$ сечение координатной системы разбито по углу на 16 одинаковых областей. За один такт ТП обрабатывает две противоположные области, завершая работу за 8 тактов. Каждая область состоит из 4 секторов ZK и 22 ячеек ДК. Для большей гибкости триггера каждая ячейка разделена на две полуячейки. Все проволочки в полуячейке объединены на "или" для обеспечения высокой эффективности срабатывания. С этой же целью соседние области сделаны перекрывающимися, и ячейки ДК одновременно входят в несколько областей.

Каждая область разделена на 12 лунок. Каждая лунка состоит из 12 полуячеек и представлена в ТП одним 4K$\times$1 бит кристаллом памяти. Любая комбинация сработавших в лунке полуячеек образует 12-разрядный адрес для соответствующего кристалла памяти. При загрузке ТП ячейки памяти, соответствующие разрешенным комбинациям сработавших полуячеек, прописываются "1", остальные - "0". Если ТП нашел хотя бы одну разрешенную комбинацию полуячеек, то выдается сигнал "Трек найден".

После обработки всех 16 областей, при наличии хотя бы одного найденного трека, ТП подает на оцифровывающую электронику сигнал "общий стоп". Если "общий стоп" не появился в течении 1 мкс, оцифрованная информация автоматически сбрасывается и входы цифровой электроники разблокируются. Полное время работы ТП составляет 8 циклов по 40 нс, т.е. 320 нс.

### 3.3.2 Интерфейс первичного триггера Z-камеры

Интерфейс первичного триггера Z-камеры (ИПТZ) выполнен в стандарте "КЛЮКВА"[22] и физически расположен в одном спецкрейте с оцифровывающей электроникой (платами T2A) анодной части Z-камеры. Сигналы дискриминаторов T2A представляют собой информацию о срабатывании секторов Z-камеры и являются входными сигналами для ИПТZ. Порог дискриминаторов соответствует примерно $8 \cdot 10^{-14}$ Кл.

Временной разброс моментов срабатывания дискриминаторов меньше периода обращения пучков в накопителе, что позволяет привязать работу первичного триггера к моменту конкретного столкновения пучков, при котором произошло событие. Для временной привязки используется сигнал "Фазы" пучков, формируемый электроникой накопителя и синхронизованный с оборотом пучков в ВЭПП-2М.

64 сигнала дискриминаторов поступают в Интерфейс Первичного Триггера Z-камеры. В этот же блок поступает сигнал "Фаза". При отсутствии срабатываний ZK

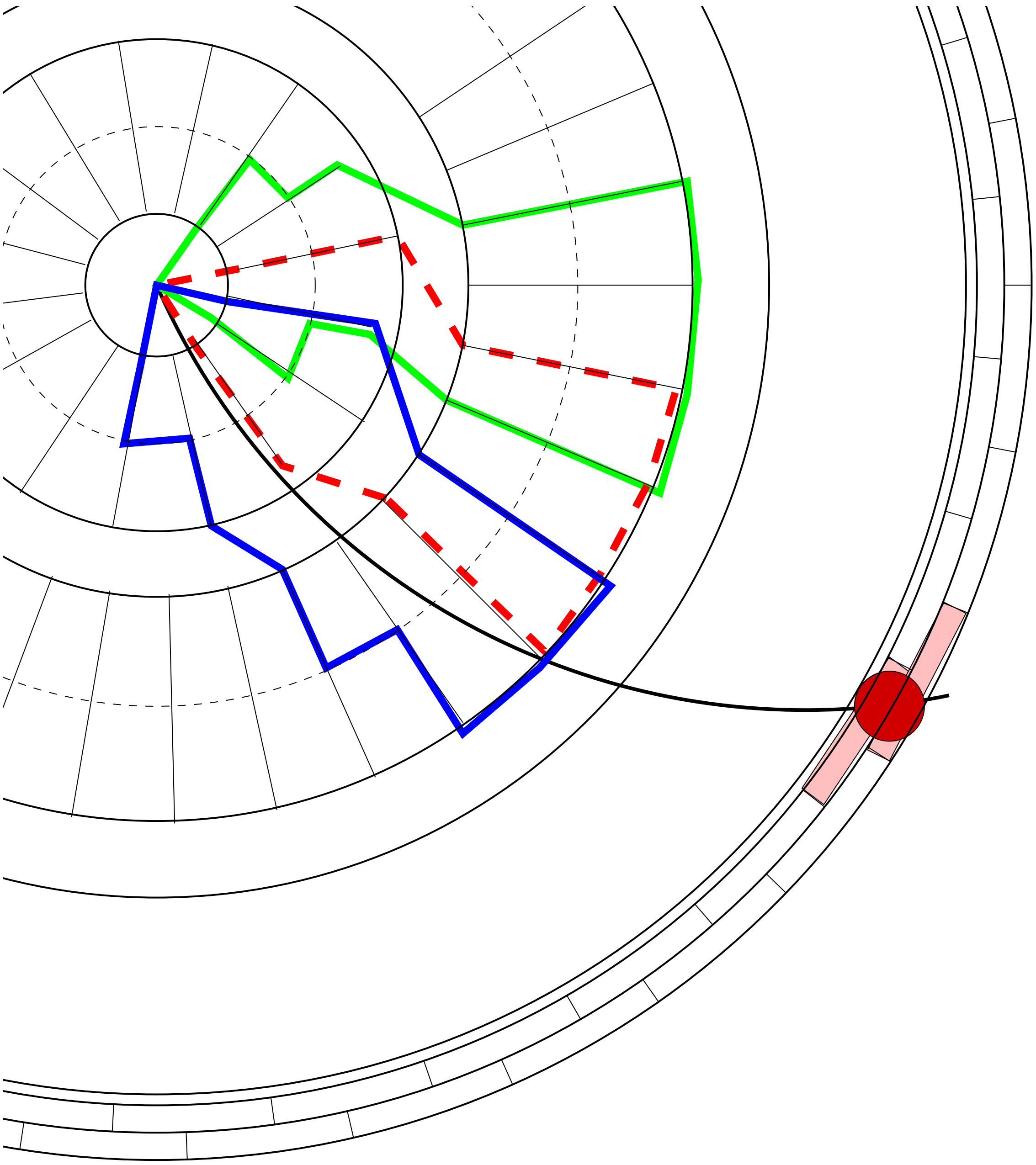


Рис. 3.11: Информация, используемая в работе ТП: полуячейки первого и второго слоя ДК и анодные сектора Z-камеры. Показаны контуры “лунок” из 12 полуячеек каждая, для опорной точки, являющейся пересечением секторов Z-камеры и изображенной на рисунке кружком.

ИПТZ начинает отсчет времени заново по каждому фронту "Фазы". При появлении первого сигнала дискриминатора отсчет разрешающего времени, начатый от ближайшей "Фазы", продолжается. ИПТZ производит сбор сигналов, относящихся к этому же столкновению пучков, после чего прием сигналов прекращается. Набранная информация проверяется на наличие пар сигналов от перекрывающихся секторов. Если их нет, ИПТZ быстро самосбрасывается, после чего ожидает новых входных сигналов. Если же имеется одна или больше пар сработавших перекрывающихся секторов, то ИПТZ выдает сигнал "Старт", привязанный по времени к моменту столкновения пучков.

Информация о сработавших секторах ZK поступает в Формирователь Опорных Точек, где простой логикой преобразуется в сигналы "Опорных Точек". Эти сигналы далее не изменяются до окончания цикла работы первичного триггера.

Сигнал "Старт" задерживается линией задержки на 420 нс (общая задержка от момента события получается около 520 нс, что немного больше наибольшего времени дрейфа в ДК) и поступает на ТП. По этому сигналу ТП фиксирует информацию, присутствующую на его информационных входах. Таким образом, к моменту начала работы ТП на его информационных входах присутствует информация о сработавших Опорных Точках и о сработавших проволочках ДК.

## 3.4 Реконструкция продольной координаты

### 3.4.1 Общие соображения

Как правило, наведенные на катодных полосках заряды выглядят как показано на Рис. 3.12. Существует множество алгоритмов восстановления Z-координаты лавины по известным наведенным зарядам. Простейшим является так называемый метод центра тяжести, в котором координата, приписываемая лавине, определяется по формуле:

$$\bar{z} = \frac{\sum_{i=1}^{n} Q_i z_i}{\sum_{i=1}^{n} Q_i},$$

где $z_i$ - координата центра i-той полоски, $Q_i$ - наведенный на ней заряд, n - количество полосок, по которым вычислялась координата.

Координата, определяемая по методу центра тяжести, как правило систематически сдвинута относительно истинного положения лавины. Это происходит вследствие того, что:

1. Полоски имеют конечную ширину, и центр тяжести заряда на полоске не совпадает с ее геометрическим центром.

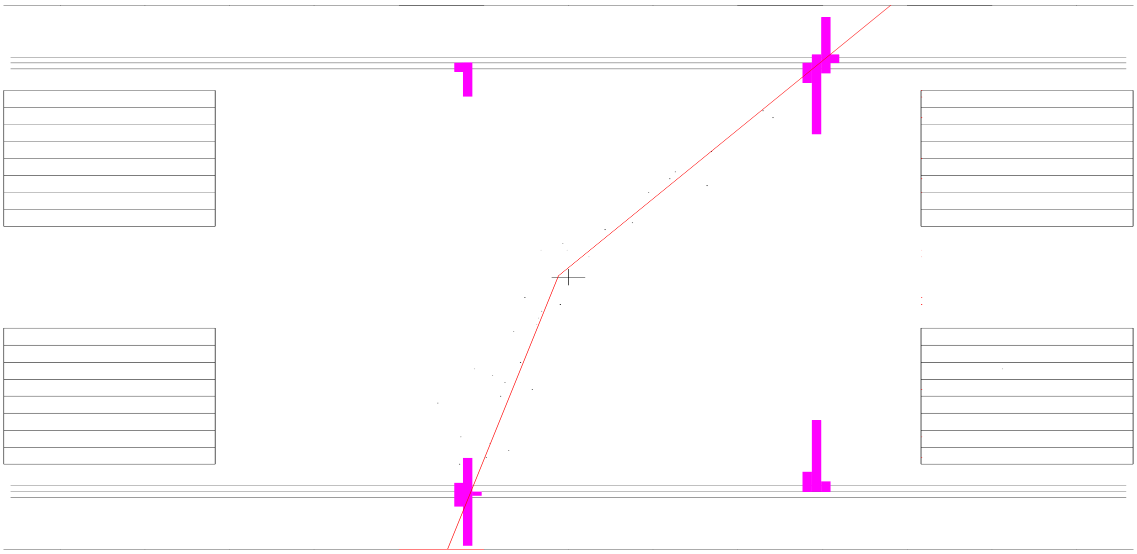


Рис. 3.12: Катодные кластеры в Z-камере так, как они выглядят в программе визуализации экспериментальных событий. Приведено типичное событие $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Длины столбиков пропорциональны величине наведенного на соответствующей полоске заряда. Симметричные отражения являются особенностью визуализации данных из-за неопределенности положения кластера по азимутальному углу. Для удобства изображение вытянуто вдоль горизонтальной оси.

2. Координата восстанавливается только по нескольким ближайшим к лавине полоскам, а заряды, наведенные на остальных полосках, отбрасываются и это, как правило, несимметрично относительно лавины.

Какое количество полосок необходимо использовать для восстановления координаты лавины? Поскольку лавина характеризуется двумя параметрами - полным зарядом $Q_0$ и местоположением $z_0$, то теоретически достаточно измерить заряды на двух полосках, вообще говоря произвольных. Реально, поскольку наведенный заряд всегда искажен шумами, необходимо использовать полоски с максимальным наведенным зарядом, т.е. две ближайшие к лавине. Улучшит ли точность восстановления увеличение количества используемых полосок? Ответ зависит от нескольких факторов.

Координатное разрешение при использовании метода центра тяжести может быть оценено по формуле

$$\sigma_z = \frac{a \cdot n}{\sqrt{12}} \frac{\sigma_{noise}\sqrt{n}}{Q_{tot}} = \frac{a}{2\sqrt{3}} \frac{\sigma_{noise}}{Q_{tot}} n^{\frac{3}{2}},$$

где a - шаг полосок, $Q_{tot}$- суммарный заряд на полосках, $\sigma_{noise}$- ошибка измерения наведенного заряда на одной полоске. Это разрешение связано только с шумами усилителей и не учитывает влияния других факторов. Из формулы видно, что при увеличении числа полосок улучшается соотношение $\sigma_{noise}/Q_{tot}$, но также растет множитель $n^{\frac{3}{2}}$. Поскольку $Q_{tot}$ ограничен величиной $Q_0$, увеличение n приводит к ухудшению координатного разрешения. Тем не менее, возможно и желательно включение в обработку третьей полоски в тех случаях, когда лавина расположена близко к центру полоски с максимальным наведенным зарядом. Это не только заметно увеличивает $Q_{tot}$, но и, что более существенно, сильно уменьшает упоминавшийся выше систематический сдвиг.

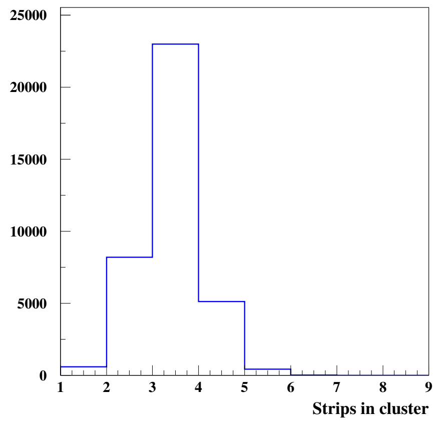



Рис. 3.13: Распределение по количеству полосок в кластере для типичных условий работы Z-камеры.

Величину систематического сдвига можно вычислить, зная теоретическую форму распределения наведенного заряда. Все методы восстановления координаты так или иначе используют это распределение либо в явном виде, либо в виде поправок. Поскольку распределение заряда зависит от геометрии камеры и обычно описывается приближенным выражением, имеет смысл включать в обработку две или три полоски таким образом, чтобы минимизировать величину систематического сдвига. Распределение по количеству полосок, на которых наводится заряд выше порогового значения в типичных экспериментальных условиях показано на Рис. 3.13. Видно, что выбранная геометрия камеры вполне позволяет ограничится двумя или тремя полосками при восстановлении Z-координаты кластера.

Подведем итоги вышеизложенного:

1. Геометрия камеры должна быть такой, чтобы основная часть заряда наводилась в среднем на трех полосках (это обеспечивается, если соотношение между шагом полосок и зазором анод – катод лежит в диапазоне 1–2).

2. Для восстановления координаты следует использовать две или три полоски в зависимости от расположения лавины, использование большего числа полосок не приводит к улучшению разрешения.

3. Метод центра тяжести характеризуется наличием систематического сдвига восстановленной координаты, который может быть убран (или, по крайней мере, зна-

чительно уменьшен) внесением поправок, вычисляемых по предполагаемой форме распределения заряда.

### 3.4.2 Описание алгоритма

Восстановление Z-координаты условно состоит из следующих этапов:

1. По адресам электронных каналов определяются сработавшие катодные полоски;

2. Измеренные на полосках заряды поправляются с учетом разных коэффициентов усиления ЗЧУ;

3. Отбрасываются полоски с амплитудой ниже порога-1;

4. Группы соседних полосок объединяются в кластеры;

5. Кластеры с суммарной амплитудой меньше порога-2 отбрасываются;

6. Для оставшихся кластеров вычисляются координаты центров тяжести наведенного заряда для двух и трех (если сработало больше двух) ближайших к центру полосок. Выбирается координата, соответствующая минимальному систематическому сдвигу (т.е. по двум полоскам, если центр вблизи края полоски и по трем — вблизи середины полоски);

7. Вносятся поправки на систематические сдвиги и на сдвиг слоев Z-камеры друг относительно друга.

Алгоритм также определяет форму каждого кластера и помечает кластеры, имеющие больше одного максимума, как потенциальные двухтрековые. Поиск кластеров ведется независимо для каждого слоя камеры. В качестве выходных параметров каждый кластер имеет Z-координату, ее ошибку, суммарный заряд кластера в каналах АЦП, полное число сработавших полосок и число полосок, по которым определялась Z-координата. Ошибка Z-координаты оценивается исходя из количества использованных при измерении полосок и уровня шумов и реально является оценкой снизу, поскольку не учитывает зависимость разрешения от угла наклона трека. Правильную оценку ошибки измерения можно получить только с использованием информации о треке из ДК с учетом зависимости, показанной на Рис. 3.10(б).

## 3.5 Использование Z-камеры в обработке событий

### 3.5.1 Привязка Z-камеры к остальным системам КМД-2

Z-камера является частью трековой системы КМД-2, и при реконструкции события необходимо сшить информацию о треке, полученную из Z-камеры с информацией из других систем. Алгоритм пришивки реализован в процедуре глобальной реконструкции, являющейся частью программы обработки данных КМД-2 [38].

Основой для пришивки является информация о треках из Дрейфовой камеры. По параметрам трека определяется место его предполагаемого пересечения со слоями Z-камеры. Сработавшие сектора пришиваются к треку если трек их пересекает, либо проходит не далее 8 мм от границы сектора. При 100 % эффективности камеры к треку пришиваются как правило по одному сектору из каждого слоя. В тех случаях, когда трек прошел по границе двух секторов в слое и произошло срабатывание обоих, к треку будут пришиты оба сектора.

Пришивка катодных кластеров происходит при выполнении следующих условий:

1. По углу $\phi$ трек совпадает с положением кластера (угловой размер кластеров определяется минимальным размером входящих в него полосок и составляет, как правило, $^1/_2$ или $^1/_4$ окружности) с точностью до $^1/_{30}$ радиана.

2. Z-координата кластера отстоит от места предполагаемого пересечения не более, чем на 3 см, что должно перекрывать неточность вычисления Z-координаты трека в Дрейфовой камере.

Кластеры внутреннего и внешнего слоя совпадающие по Z в пределах $\pm 4$ мм перед пришивкой объединяются.

Калибровка производится по двухтрековым коллинеарным событиям в которых в Z-камере найдено не менее 3 принадлежащих трекам кластеров. По этим кластерам проводится прямая линия и определяются отклонения точек в ДК от проведенной прямой. По большой статистике калибровочные параметры ДК (по 3 на каждую проволочку) подгоняются таким образом, чтобы минимизировать эти отклонения. Подробно процесс калибровки описан в [14]. После проведения калибровок систематическая ошибка в определении полярного угла становится не более $3 \cdot 10^{-4}$ радиан.

### 3.5.2 Определение полярного угла трека

Для определения полярного угла трека используются Z-координаты точек пересечения трека со слоями Дрейфовой и Z камер. Эти точки расположены на поверхности воображаемого цилиндра с радиусом кривизны трека в магнитном поле и должны ложиться на прямую в плоскости l–z, где l(z) — длина трека в зависимости от продольной координаты. Количество точек в ДК соответствует числу сработавших вдоль трека проволочек и может достигать 19. Однако, точность измерения Z-координаты в ДК в среднем порядка 5 мм на точку, поэтому даже при наличии всех 19 точек, Z-камера может существенно улучшить точность измерения полярного угла, фактически фиксируя один конец трека. Вместе с калибровкой ДК (см. раздел 3.5.3) это позволяет заметно улучшить импульсное разрешение трековой системы КМД-2 [40].

### 3.5.3 Калибровка Дрейфовой камеры с помощью Z-камеры

Для измерения Z-координаты в ДК используется метод деления заряда. Неточность знания параметров электронного тракта и неоднородность удельного сопротивления проволочек приводит в этом методе к значительным систематическим сдвигам. Систематическая ошибка в определении полярного угла треков дает систематическую ошибку в отборе в фиксированный телесный угол. Как обсуждалось ранее, для достижения заявленной точности измерения сечений 0.5 %, систематическая ошибка в определении полярного угла не должна превышать $1 \cdot 10^{-3}$ радиан. Калибровка Дрейфовой камеры по измерениям в Z-камере, позволяет значительно уменьшить эту ошибку. Влияние калибровки ДК и использования Z-камеры в определении полярного угла трека на угловое разрешение продемонстрировано на Рис. 3.14.

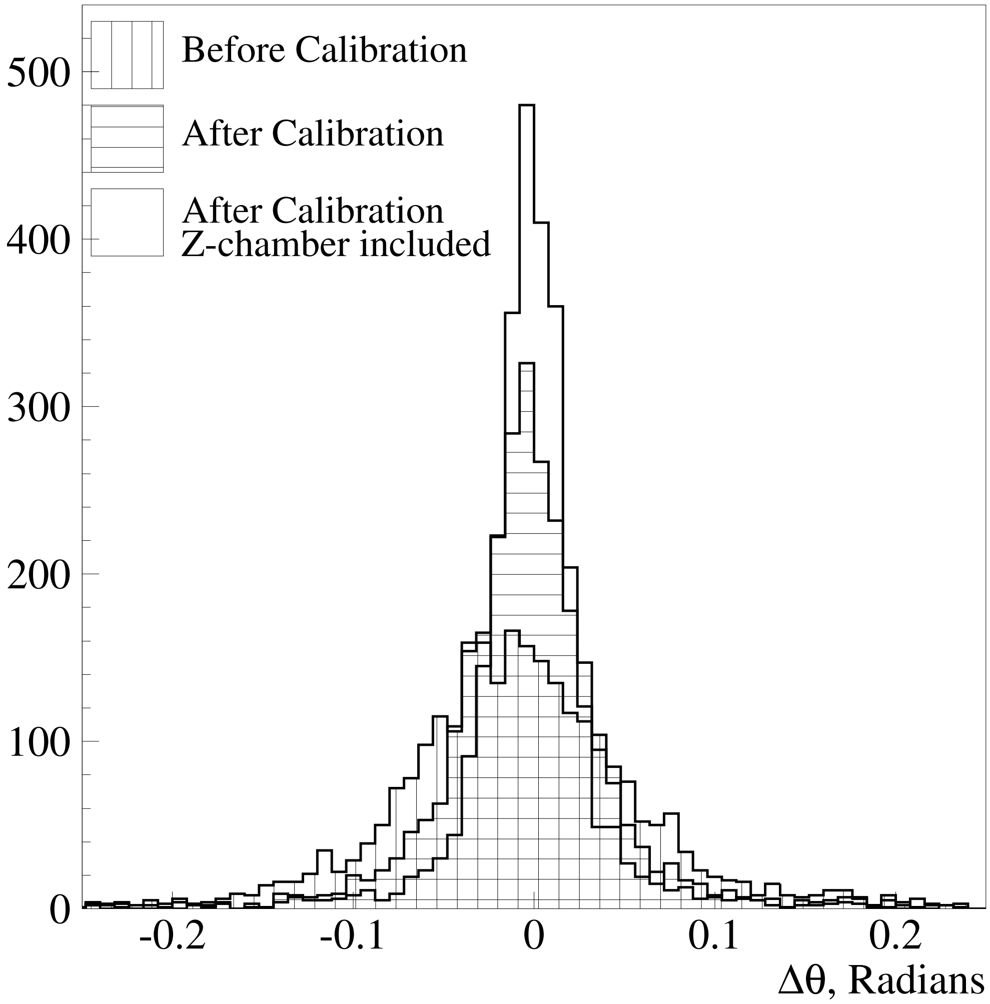



Рис. 3.14: Распределения по углу расколлинеарности Баба-событий. Вертикальная штриховка — до калибровок параметров ДК, горизонтальная — после калибровок, нештрихованная гистограмма — после включения в проведение трека координаты из Z-камеры.

# Глава 4

# Описание эксперимента

## 4.1 Набор экспериментальной статистики

Сечение реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ измерялось в 13 точках по энергии в диапазоне от $2 \times 380$ до $2 \times 405$ МэВ в системе центра масс. Эксперимент проводился при средней светимости $\sim 2 \cdot 10^{29}$ $^1\!/_{\text{см}^2\cdot\text{с}}$. Энергия пучков ВЭПП-2М определялась в каждой точке с помощью метода резонансной деполяризации (МРД) [44]. Поляризация пучка происходила В БЭПе, после чего пучок перепускался в кольцо ВЭПП-2М при тех же параметрах ускорителя, что и во время набора статистики. Таким образом измерения по МРД и набор статистики проводились в идентичных условиях.

Запись событий на ленту происходила согласно следующей логике:

$$\mathrm{Trig} = \mathrm{NT} \cup (\mathrm{TF} \cap \mathrm{DC3} \cap \mathrm{L3}),$$

где Trig — решение о записи события; DC3 — срабатывание третьего суперслоя Дрейфовой камеры; NT,TF,L3 — ответы нейтрального, заряженного и третичного триггеров соответственно. Наличие независимо срабатывающего нейтрального триггера позволило, как будет показано далее, определить суммарную эффективность заряженного и третичного триггеров.

В силу различных обстоятельств набор статистики производился в течение двух сеансов — с 30.11.94 по 17.12.94 и с 17.03.95 по 02.04.95 (см. Табл. 4.1)[1]. Всего было набрано 141 $^1\!/_{\text{нб}}$.

[1]Заходы до 4115 включительно были записаны с другим триггером и не использовались в данной работе.

Таблица 4.1: Статистика по набору экспериментальных данных.

| Энергия, МэВ | Даты набора | $\int L dt$, $^1/_{\text{нб}}$ | Заходы |
|---|---|---|---|
| 405 | 03.12.94 – 05.12.94 | 15 | 4118 – 4134 |
| 400 | 05.12.94 – 10.12.94 | 13 | 4136 – 4151 |
| 397 | 10.12.94 – 12.12.94 | 9 | 4152 – 4160 |
| 395 | 14.12.94 – 16.12.94 | 9 | 4162 – 4175 |
| 393 | 16.12.94 – 17.12.94 | 6 | 4176 – 4183 |
| 392 | 18.03.95 – 21.03.95 | 13 | 4272 – 4290 |
| 391 | 22.03.95 – 24.03.95 | 20 | 4291 – 4301 |
| 390 | 24.03.95 – 25.03.95 | 9 | 4308 – 4314 |
| 389 | 25.03.95 – 26.03.95 | 7 | 4315 – 4319 |
| 387 | 26.03.95 – 27.03.95 | 8 | 4321 – 4326 |
| 385 | 28.03.95 – 29.03.95 | 9 | 4327 – 4335 |
| 382 | 29.03.95 – 30.03.95 | 15 | 4338 – 4342 |
| 380 | 31.03.95 – 02.04.95 | 8 | 4344 – 4346 |
| **Всего**: 13 | | 141 | |

## 4.2 Измерение интеграла светимости

### 4.2.1 Отбор событий

Интеграл светимости определялся по количеству зарегистрированных событий упругого рассеяния $e^+e^- \to e^+e^-$ на большие углы [42]. Для этого производился отбор коллинеарных событий, в которых затем подсчитывалось число событий $e^+e^- \to e^+e^-$. Коллинеарные события отбирались по следующим критериям:

- Запуск произошел от заряженного триггера, любые другие триггеры также могли сработать;
- Реконструирована только одна вершина с двумя треками, соответствующими частицам с противоположными зарядами;
- Расстояние от вершины до оси пучков $\rho$ меньше 0.3 см;
- $z$-координата (расстояние от места встречи вдоль оси пучков) вершины $|Z|$ меньше 10 см;

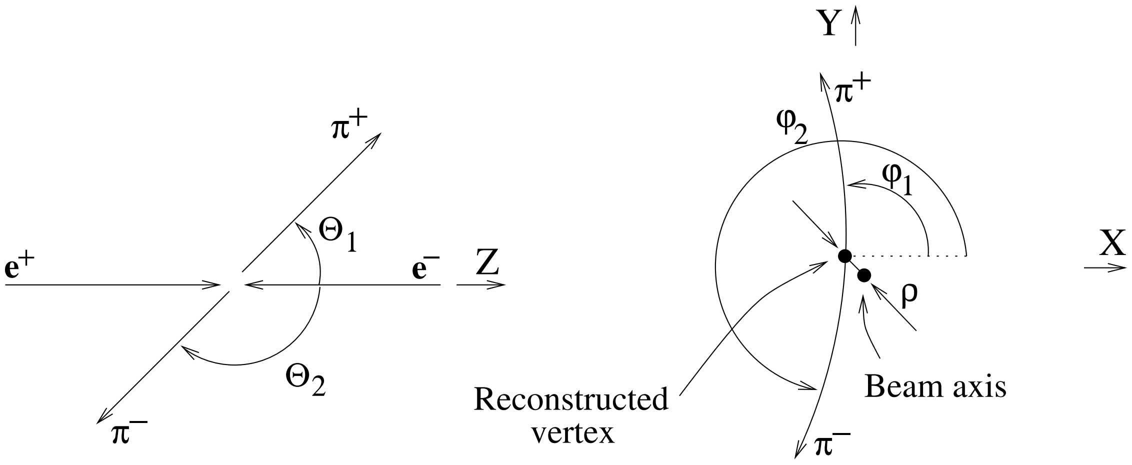



Рис. 4.1: Определение параметров коллинеарных событий.

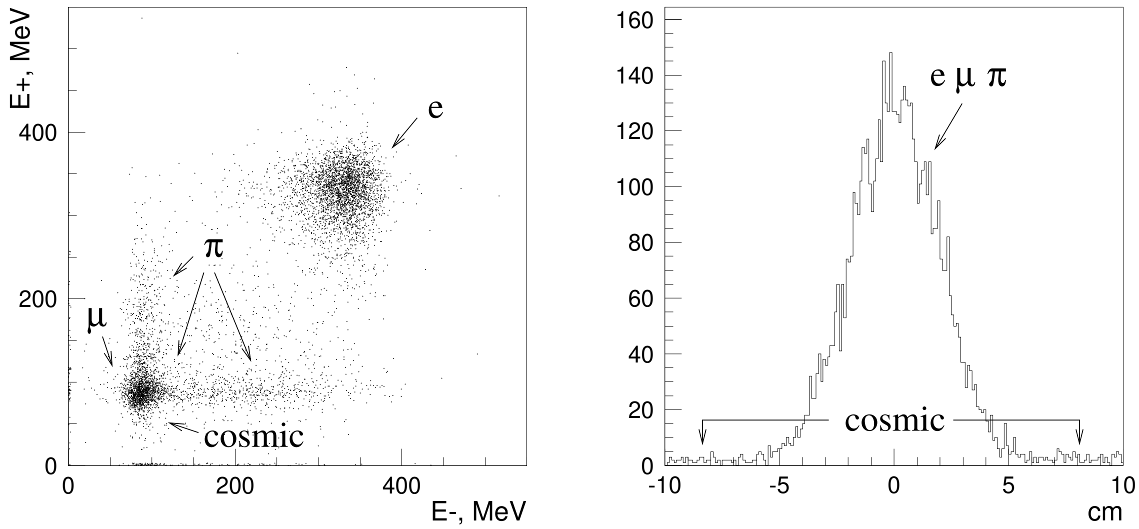
- Расколлинеарность двух треков в плоскости, перпендикулярной оси пучков, $|\Delta\phi| = |\pi - |\phi_1 - \phi_2||$ меньше 0.15 радиан;
- Расколлинеарность двух треков в плоскости, содержащей ось пучков, $|\Delta\Theta| = |\Theta_1 - (\pi - \Theta_2)|$ меньше 0.25 радиан;
- Средний полярный угол двух треков $[\Theta_1 + (\pi - \Theta_2)]/2$ лежит между $\Theta_{min}$ и $(\pi - \Theta_{min})$, анализ проводился для $\Theta_{min} = 1.0$ и $\Theta_{min} = 1.1$;
- Во время набора данных области энергий от 392 МэВ и ниже в CsI калориметре не работали две линейки. В этих заходах события, в которых какой-либо из треков попадал в мертвую область калориметра ($4.35 < \phi_+ < 4.95$ или $3.90 < \phi_- < 4.50$), не включались в анализ, что учитывалось введением соответствующей поправки.

### 4.2.2 Разделение событий

Отобранные коллинеарные события — это совокупность событий $e^+e^- \to e^+e^-$, $\pi^+\pi^-$, $\mu^+\mu^-$ и фона от космических частиц. Для разделения событий использовались энерговыделения положительно и отрицательно заряженных частиц в цилиндрическом калориметре, а также продольная ($z$) координата вершины двух треков. Распределения по $E^+$, $E^-$ и $z$ для коллинеарных событий показаны на Рис. 4.2. Распределение по $z$ используется для определения фона космических событий, а энерговыделения в калориметре — для разделения $e, \mu, \pi$.

Разделение основывалось на минимизации функции максимального правдоподобия:

$$L = -\sum_{events} \ln\left(\sum_a N_a \cdot f_a(E^+, E^-, Z)\right) + \sum_a N_a, \qquad (4.1)$$




(а) Энерговыделения двух коллинеарных частиц ( $E^+$ от $E^-$) в калориметре.

(б) Распределение по $z$-координате вершины.

Рис. 4.2: Энерговыделение в цилиндрическом калориметре и $z$-координата вершины для коллинеарных событий при энергии пучков $E_{beam} = 400$ МэВ.

где $a$ — тип события ($a = ee,\ \mu\mu,\ \pi\pi,\ cosmic$), $N_a$ — число событий типа $a$, $f_a(E^+, E^-, Z)$ — плотность вероятности для события типа $a$ того, что соответствующие энерговыделения в калориметре равны $E^+$и $E^-$, а продольная координата вершины равна $Z$. Предполагая, что $E^+$, $E^-$ и $Z$ не коррелируют друг с другом, можно факторизовать плотность вероятности:

$$f_a(E^+, E^-, Z) = f_a^+(E^+) \cdot f_a^-(E^-) \cdot f_a^Z(Z).$$

Для $e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$ пар и космических событий распределения по энерговыделению не зависят от знака заряда частицы, но для $\pi^+$ and $\pi^-$ существенно различаются. В функции максимального правдоподобия было заложено $f_a^+ \equiv f_a^-$ для $a = ee,\ \mu\mu, cosmic,$ и $f_a^+ \neq f_a^-$ для $a = \pi\pi$.

В процессе минимизации отношение $N_{\mu\mu}/N_{ee}$ фиксировалось согласно расчетам по QED :

$$\frac{N_{\mu\mu}}{N_{ee}} = \frac{\sigma_{\mu\mu} \cdot (1 + \delta_{\mu\mu})\,(1 + \alpha_{\mu\mu})\,\varepsilon_{\mu\mu}}{\sigma_{ee} \cdot (1 + \delta_{ee})\,(1 + \alpha_{ee})\,\varepsilon_{ee}},$$

где $\sigma$ — борновское сечение, $\delta$ — радиационная поправка, $\alpha_a$ — поправка на конечное разрешение по полярному углу трека $\Theta$, $\varepsilon$ — эффективность реконструкции. Таким образом, в функции максимального правдоподобия вместо $N_{ee}$, $N_{\mu\mu}$, $N_{\pi\pi}$ и $N_{cosmic}$ ис-

Таблица 4.2:

| $E_{beam}$, МэВ | $\sigma_{ee}$, нб | $\sigma_{\mu\mu}$, нб | $(1+\alpha_{ee})$ | $\varepsilon_{rec}$ | $\varepsilon_{TF}$ | $\varepsilon_{\varphi}$ | $\int Ldt$, $1/$нб |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 380 | 793 | 67 | 1.0031 | $97.9^{+0.3}_{-0.4}$ | $100.0^{+0.0}_{-0.1}$ | 0.809 | 6.10±0.10 |
| 382 | 784 | 66 | 1.0037 | $96.8^{+0.3}_{-0.3}$ | $99.8^{+0.1}_{-0.1}$ | 0.809 | 10.61±0.14 |
| 385 | 772 | 65 | 1.0030 | $97.5^{+0.3}_{-0.3}$ | $99.3^{+0.2}_{-0.3}$ | 0.809 | 8.09±0.12 |
| 387 | 764 | 64 | 1.0030 | $98.0^{+0.3}_{-0.3}$ | $99.1^{+0.3}_{-0.4}$ | 0.809 | 6.39±0.11 |
| 389 | 756 | 63 | 1.0026 | $97.3^{+0.4}_{-0.4}$ | $99.5^{+0.2}_{-0.3}$ | 0.809 | 6.51±0.11 |
| 390 | 752 | 63 | 1.0030 | $97.4^{+0.4}_{-0.4}$ | $99.3^{+0.2}_{-0.3}$ | 0.809 | 6.91±0.11 |
| 391 | 748 | 64 | 1.0028 | $97.2^{+0.2}_{-0.2}$ | $99.8^{+0.1}_{-0.1}$ | 0.809 | 18.71±0.18 |
| 392 | 744 | 65 | 1.0025 | $97.7^{+0.3}_{-0.3}$ | $99.0^{+0.2}_{-0.3}$ | 0.809 | 10.26±0.14 |
| 393 | 740 | 65 | 1.0030 | $98.2^{+0.3}_{-0.4}$ | $98.5^{+0.4}_{-0.4}$ | 1.000 | 5.08±0.09 |
| 395 | 732 | 64 | 1.0016 | $97.7^{+0.3}_{-0.3}$ | $99.3^{+0.2}_{-0.3}$ | 1.000 | 9.15±0.12 |
| 397 | 725 | 63 | 1.0010 | $98.4^{+0.2}_{-0.3}$ | $100.0^{+0.0}_{-0.0}$ | 1.000 | 9.02±0.08 |
| 400 | 714 | 62 | 1.0026 | $98.5^{+0.2}_{-0.3}$ | $99.5^{+0.2}_{-0.2}$ | 1.000 | 9.59±0.12 |
| 405 | 696 | 60 | 1.0035 | $98.2^{+0.2}_{-0.2}$ | $98.7^{+0.2}_{-0.2}$ | 1.000 | 14.05±0.15 |

пользовались следующие глобальные параметры:

$$(N_{ee}+N_{\mu\mu}), \quad \frac{N_{\pi\pi}}{N_{ee}+N_{\mu\mu}}, \quad N_{cosmic}\,.$$

Расчет радиационных поправок для процесса $e^+e^- \to e^+e^-$ делался на основе работы [41], где теоретическая точность формул составляет $\sim 1\,\%$. Радиационные поправки для процессов $e^+e^- \to \mu^+\mu^-, \pi^+\pi^-$ считались с точностью $0.2 - 0.5\,\%$. Подробное описание методики расчета для процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ можно найти в [54].

### 4.2.3 Вычисление интеграла светимости

Интеграл светимости рассчитывался по следующей формуле:

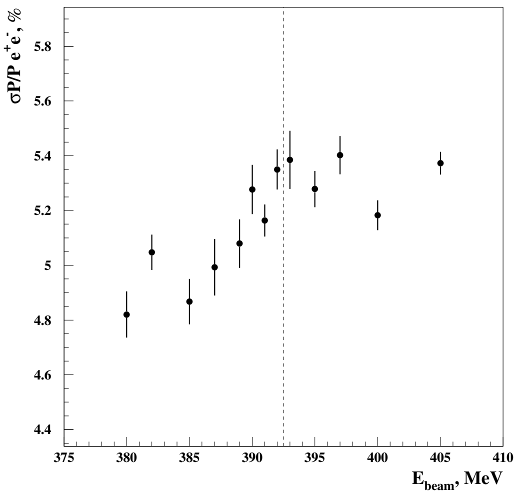
$$\int Ldt = \frac{N_{ee}+N_{\mu\mu}}{[\sigma_{ee}(1+\alpha_{ee})+\sigma_{\mu\mu}]\cdot\epsilon_{rec}\cdot\epsilon_{TF}\cdot\epsilon_{\phi}};\ \sigma_{ee}=\sigma^0_{ee}(1+\delta_{ee}); \sigma_{\mu\mu}=\sigma^0_{\mu\mu}(1+\delta_{\mu\mu}).$$

Результаты расчета приведены в Табл. 4.2 вместе с величинами сечений и эффективностями триггера и реконструкции.

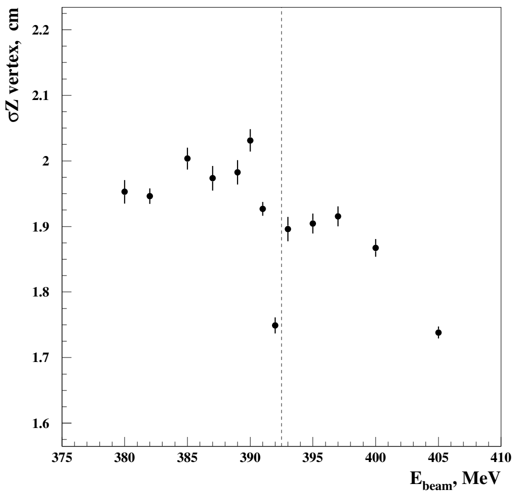
## 4.3 Основные характеристики детектора в сезонах 1994–1995 годов

Как уже упоминалось, набор статистики в данном эксперименте проводился в течение двух различных сезонах (с 30/11/94 по 17/12/94 и с 17/03/95 по 2/04/95) со значительным интервалом между сезонами. Имеет смысл проверить, не изменились ли основные характеристики детектора за этот период. На Рис. 4.3 показаны импульсные и угловые разрешения КМД-2, а также среднеквадратичный разброс $z$-координаты вершины двух заряженных треков для всех энергетических точек.

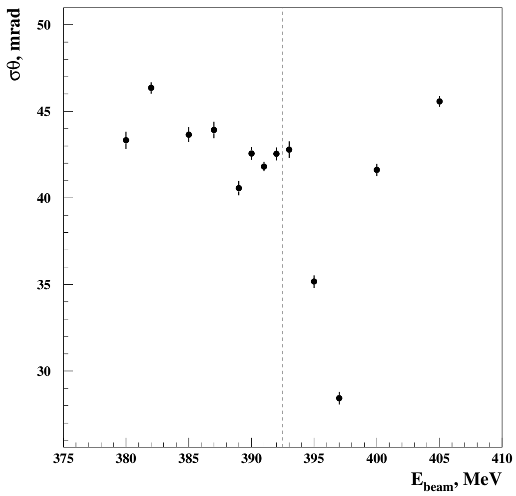
Видно, что хотя параметры детектора менялись с течением времени, эти изменения порядка 10–20%, что, как показывает моделирование, практически не влияет на эффективность используемых критериев отбора. Максимальное влияние имеет разрешение по полярному углу, поскольку напрямую меняет телесный угол детектора. Как будет показано в разделе 6.9 этот эффект не превышает 0.5 % и учитывался как систематическая ошибка в определении эффективности.



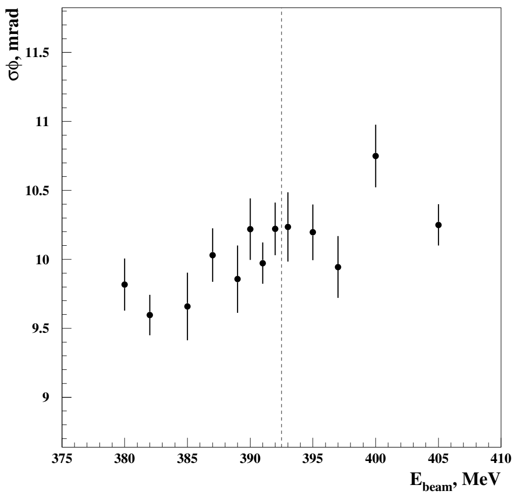

(а) Импульсное разрешение.




(б) Среднеквадратичный разброс $z$-координаты вершины двух заряженных треков.




(в) Разрешение по полярному углу.




(г) Разрешение по азимутальному углу.

Рис. 4.3: Характеристики трековой системы КМД-2. Все разрешения получены по коллинеарным $e^+e^- \to e^+e^-$и $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ событиям. Вертикальная пунктирная линия разделяет заходы 1994 (справа от линии) и 1995 (слева от линии) гг.

# Глава 5

# Калибровка энергии пучков ВЭПП-2М

## 5.1 Разброс энергии частиц в пучке

Электроны и позитроны в накопителе имеют некоторый разброс энергий, определяемый синхротронным излучением движущихся частиц. Вследствие этого разброса энергия в системе центра масс сталкивающихся частиц в каждом конкретном столкновении отличается от среднего значения. Разброс энергии пучка $\sigma_E$ связан с комптоновской длиной волны электрона $\lambda_e = 3.86 \times 10^{-13}$ м и средним радиусом ВЭПП-2М $\overline{R} = 2.85$ м соотношением [43]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = k\gamma\sqrt{\frac{\lambda_e}{\overline{R}}}\,,$$

где $\gamma$ — релятивистский фактор, $k = \sqrt{\frac{\sqrt{3}\cdot 55}{48}}$ — численный коэффициент, $E$ — средняя энергия пучка. На энергии вблизи массы $\omega$-мезона это приводит к $\frac{\sigma_E}{E} \approx 4\cdot 10^{-4}$, т.е. $\sigma_E \approx 155$ кэВ. Приведенная формула соответствует работе ВЭПП-2М без "змейки". "Змейка" увеличивает $\sigma_E$ в 1.5–2 раза.

### 5.1.1 Резонансная деполяризация

Метод определения средней энергии частиц в накопителе с помощью резонансной деполяризации [44] основан на измерении частоты аномальной прецессии спина электрона $\Omega$ в магнитном поле накопителя. $\Omega$ линейно связана с энергией электрона $E$ соотношением:

$$E = \left(\frac{\Omega}{\omega} - 1\right)\frac{q_0}{q'}m_e c^2\,, \tag{5.1}$$

где $\omega$— частота обращения частиц в накопителе, $m_e$ — масса электрона, $q_0$, $q'$ — аномальная и нормальная части гиромагнитного отношения. Соотношение (5.1) нарушается только продольными магнитными полями на орбите пучков. Анализ источников продольного поля в ВЭПП-2М показывает, что их влияние на точность измерения не превышает $10^{-6}$ [12]. В той же работе [12] показано, что, несмотря на энергетический разброс в пучке, резонансная деполяризация позволяет, в принципе, измерить абсолютную величину равновесной энергии частиц с точностью, соответствующей точности определения фундаментальных постоянных $m_e c^2 = (51099906 \pm 15) \cdot 10^{-7}$ МэВ и $q'/q_0 = (1159652193 \pm 10) \cdot 10^{-12}$ [5]. Частота прецессии определяется с помощью воздействия на предварительно поляризованный пучок слабым периодическим возмущающим полем. При совпадении частоты возмущения с частотой прецессии поляризация разрушается, что можно наблюдать по изменению скорости выбывания частиц из пучка за счет зависимости эффекта внутреннего рассеяния от степени поляризации.

В 1994–95 гг. во время сканирования $\omega$-мезона энергия пучков в накопителе определялась с помощью МРД в *каждой* точке. Кроме того, было сделано значительное количество деполяризаций в области $\phi$-мезона, причем во многих точках измерения повторялись несколько раз.

В Табл.5.1 приведены все данные по деполяризациям за 1994–95 гг. Накопленная статистика позволяет независимо проверить стабильность энергии пучков в накопителе и ее зависимость от температуры.

### 5.1.2 Температурные колебания

Изменение температуры накопителя влияет на положение различных элементов ускорительной структуры и на их размеры. Это, в принципе, может привести к изменению средней энергии пучков даже при фиксированных магнитном поле и частоте обращения. Поскольку изменение температуры приводит к изменению геометрии всей структуры, ее влияние на энергию пучка складывается из большого количества различных эффектов и не может быть простым образом рассчитано. Значительное количество данных по деполяризации в разных точках по энергии и при различных температурах позволяет экспериментально исследовать наличие корреляции между температурой и энергией пучков.

Метод основан на двух простых соображениях:

- точки, в которых были проведены деполяризационные измерения при одном и том же магнитном поле, но разной температуре ВЭПП-2М дают прямую оценку зависимости средней энергии пучков от температуры ускорителя;

- измерения, сделанные при различных значениях магнитного поля ВЭПП-2М должны соответствовать гладкой функции E(B), где E — средняя энергия пучков уско-

Таблица 5.1: Данные по деполяризации в 1994-1995 гг.

| Дата | E, МэВ | B, Гс | T, °C |
|---|---|---|---|
| 20.01.94 | 509.440 | 13724.97 | 23.60 |
| 23.01.94 | 509.528 | 13725.20 | 24.80 |
| 25.01.94 | 509.428 | 13725.08 | 26.78 |
| 25.01.94 | 505.136 | 13605.41 | 27.34 |
| 26.01.94 | 500.305 | 13470.86 | 26.97 |
| 29.01.94 | 500.302 | 13470.80 | 28.12 |
| 29.01.94 | 495.462 | 13336.10 | 28.20 |
| 29.01.94 | 495.480 | 13336.08 | 28.00 |
| 31.01.94 | 490.598 | 13201.47 | 28.60 |
| 01.02.94 | 485.726 | 13066.77 | 27.09 |
| 04.02.94 | 480.758 | 12932.06 | 27.78 |
| 05.02.94 | 475.921 | 12797.17 | 27.16 |
| 06.02.94 | 471.097 | 12662.37 | 25.95 |
| 11.02.94 | 465.054 | 12495.15 | 24.09 |
| 11.02.94 | 459.778 | 12357.14 | 25.02 |
| 12.02.94 | 455.008 | 12222.61 | 25.14 |
| 13.02.94 | 450.019 | 12088.31 | 24.77 |
| 20.02.94 | 424.620 | 11398.87 | 23.44 |
| 20.02.94 | 419.550 | 11261.80 | 22.75 |
| 21.02.94 | 414.986 | 11139.08 | 22.04 |
| 23.02.94 | 410.012 | 11004.66 | 22.20 |
| 27.02.94 | 404.992 | 10870.10 | 22.69 |
| 13.11.94 | 510.874 | 13768.28 | 32.61 |
| 15.11.94 | 511.006 | 13768.28 | 28.99 |
| 18.11.94 | 510.002 | 13741.28 | 29.79 |
| 20.11.94 | 509.956 | 13741.28 | 31.30 |
| 20.11.94 | 509.005 | 13714.36 | 32.27 |
| 21.11.94 | 509.002 | 13714.36 | 29.80 |
| 22.11.94 | 509.042 | 13714.42 | 30.75 |
| 24.11.94 | 508.971 | 13714.38 | 31.80 |
| 24.11.94 | 511.912 | 13795.16 | 31.44 |
| 26.11.94 | 512.054 | 13795.19 | 27.16 |

| Дата | E, МэВ | B, Гс | T, °C |
|---|---|---|---|
| 28.11.94 | 405.087 | 10870.03 | 24.06 |
| 28.11.94 | 405.054 | 10870.09 | 24.18 |
| 02.12.94 | 405.072 | 10870.10 | 20.33 |
| 07.12.94 | 400.009 | 10735.99 | 26.01 |
| 10.12.94 | 399.953 | 10735.90 | 23.34 |
| 13.12.94 | 397.068 | 10655.22 | 24.43 |
| 16.12.94 | 395.047 | 10601.62 | 24.58 |
| 18.12.94 | 393.018 | 10548.02 | 25.48 |
| 20.03.95 | 392.119 | 10520.32 | 25.17 |
| 24.03.95 | 391.113 | 10493.50 | 24.68 |
| 25.03.95 | 390.087 | 10466.65 | 25.50 |
| 25.03.95 | 389.087 | 10439.81 | 25.85 |
| 27.03.95 | 387.190 | 10386.14 | 23.56 |
| 29.03.95 | 385.053 | 10332.45 | 26.75 |
| 31.03.95 | 382.083 | 10252.02 | 26.23 |
| 02.04.95 | 380.092 | 10198.26 | 26.16 |
| 07.04.95 | 375.120 | 10064.16 | 24.21 |
| 08.04.95 | 370.099 | 9929.976 | 27.03 |
| 13.04.95 | 365.121 | 9795.700 | 26.30 |
| 15.04.95 | 360.127 | 9661.523 | 26.30 |
| 17.04.95 | 355.237 | 9527.330 | 24.30 |
| 20.04.95 | 350.262 | 9393.220 | 22.26 |
| 22.04.95 | 345.216 | 9258.930 | 23.50 |
| 26.04.95 | 340.293 | 9124.820 | 21.58 |
| 05.05.95 | 325.246 | 8722.290 | 22.69 |
| 31.05.95 | 320.257 | 8587.980 | 24.83 |

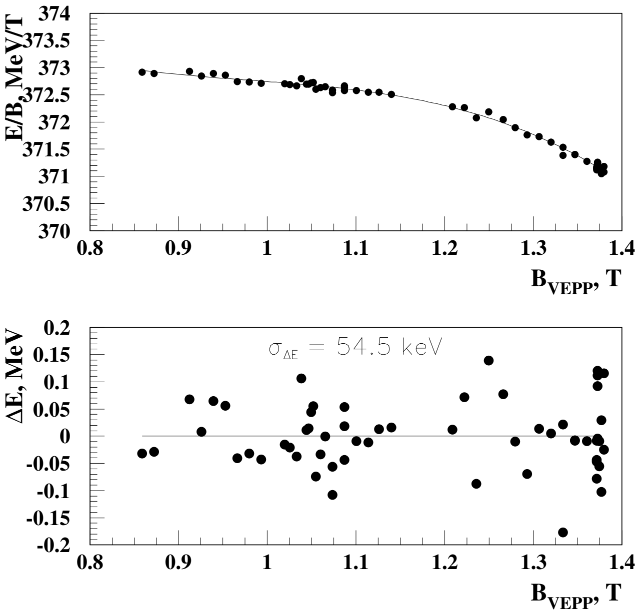


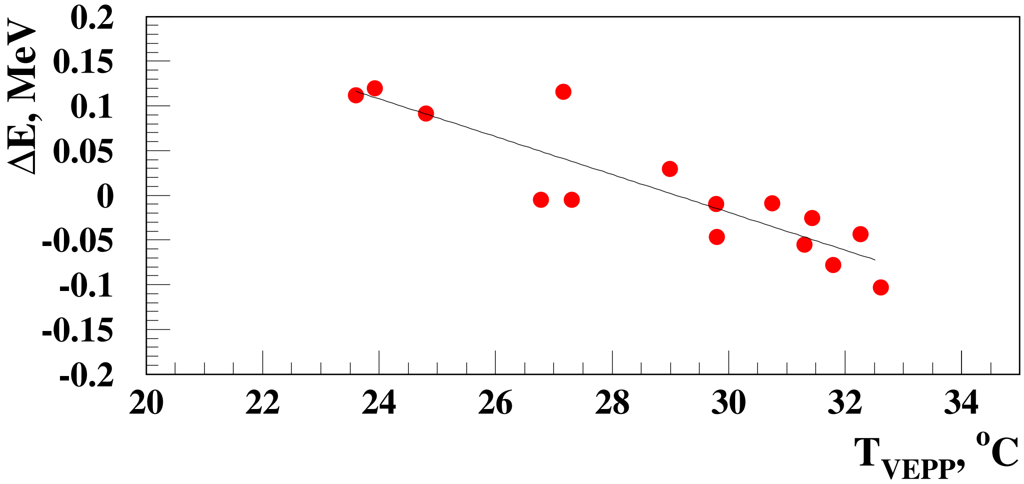

Рис. 5.1: Вверху — зависимость E/B от B, аппроксимированная кубическим полиномом. Внизу — отклонения энергий пучка от кривой (а); E — энергия пучка в ВЭПП-2М, B — поле в поворотных магнитах.

рителя, B — поле в поворотных магнитах. В идеале E/B должно быть постоянной величиной, однако насыщение железа магнитов приводят к плавному уменьшению величины E/B с увеличением B, как показано на Рис. 5.1(а). Отклонения от этой гладкой кривой (Рис. 5.1(б)) дают оценку нестабильности средней энергии пучков $\sigma_{\Delta E} \approx 55\,$кэВ, что включает в себя и температурную нестабильность.

Как оказалось, зависимость отклонений средней энергии пучков ВЭПП-2М от кривой E/B видна только для энергий в области $\phi$-мезона (Рис. 5.2). Для энергий ниже 1 ГэВ, в том числе вблизи $\omega$-мезона, явной зависимости не наблюдается, возможно в связи с тем, что диапазон изменения температур ВЭПП-2М на низких энергиях почти в 2 раза уже, чем в области $\phi$-мезона.

## 5.2 Определение энергии по трековой системе КМД-2

Трековая система КМД-2 позволяет провести независимые измерения стабильности средней энергии пучков ВЭПП-2М путем измерения импульсов заряженных частиц в коллинеарных событиях. Этот метод может применяться во всем диапазоне энергий



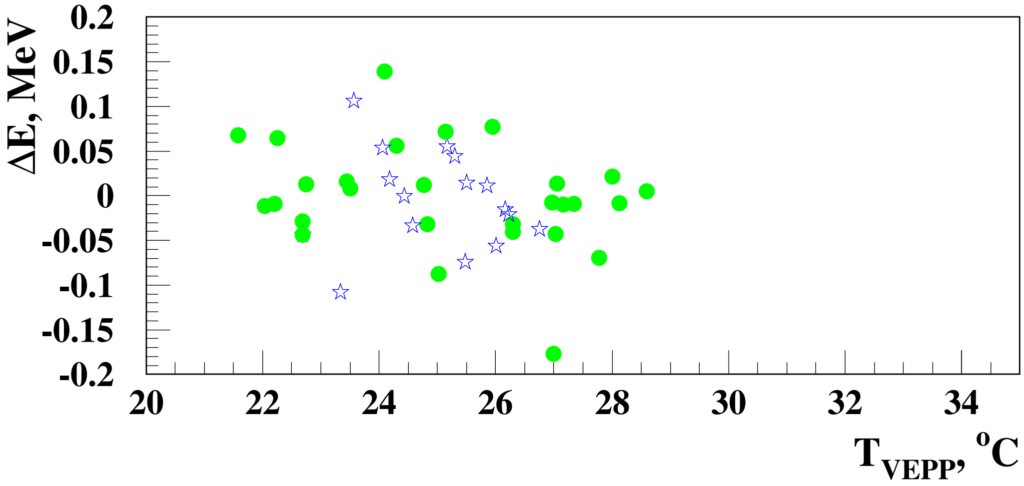




Рис. 5.2: Отклонения измерений энергии по МРД от кривой E/B в зависимости от средней температуры ВЭПП-2М во время измерения. Вверху — измерения в области энергий вблизи массы $\phi$-мезона. Внизу — измерения вблизи массы $\omega$-мезона (звездочки) и другие измерения из Табл. 5.1 (кружки).

ускорителя, поскольку использует процессы $e^+e^- \to e^+e^-$, $\pi^+\pi^-$, $\mu^+\mu^-$. При стабильном магнитном поле основного соленоида КМД-2 и стабильной работе трековой системы импульсы заряженных пар зависят только от энергии в с.ц.м., что дает возможность проверить наличие медленных изменений средней энергии пучка в процессе набора статистики. Точность данного метода определяется импульсным разрешением Дрейфовой камеры и количеством коллинеарных событий. Заметим, что существует систематическая ошибка в определении импульса, связанная с неточностью знания магнитного поля, скорости дрейфа, геометрии ячейки и других параметров ДК. Эта ошибка не позволяет получить правильное абсолютное значение энергии пучков, но не влияет на точность определения относительных изменений энергии при условии стабильной работы детектора.

### 5.2.1 Стабильность магнитного поля

В сезоне 1994–95 гг. на детекторе не было системы автоматической стабилизации магнитного поля и подстройка величины поля производилась вручную, что иногда приводило к флуктуациям $\sim$0.1 % (в 1995 г). Флуктуации магнитного поля в 1994 и 1995 гг. показаны на Рис. 5.3. Для достижения относительной точности измерения среднего значения импульсов заряженных частиц на уровне $10^{-4}$ необходимо отслеживать изменения магнитного поля детектора с такой же точностью. Конструкция основного соленоида КМД-2 такова, что характерное время релаксации магнитного поля внутри соленоида имеет величину порядка суток. Это приводит к тому, что масштаб флуктуаций магнитного поля в центре ДК значительно меньше, чем у показаний датчиков Холла, измеряющих магнитное поле на торцах ДК. Программа реконструкции треков в ДК использует в качестве величины магнитного поля усредненное значение датчиков Холла за время захода, составляющего обычно 1–3 часа. Эта величина, как видно на Рис. 5.3, иногда имеет выбросы $\sim 10^{-3}$ и может отличаться от среднего поля в объеме ДК, которое в силу инертности основного магнита меняется плавно. Поэтому более правильно в программе реконструкции использовать “сглаженные” значения датчиков Холла, показанные на Рис. 5.3 ломанной линией.

### 5.2.2 Отбор коллинеарных событий

Коллинеарность событий определяется только по информации с дрейфовой камеры. Событие считается коллинеарным, если в нем:

- Ровно два трека, имеющих общую вершину;

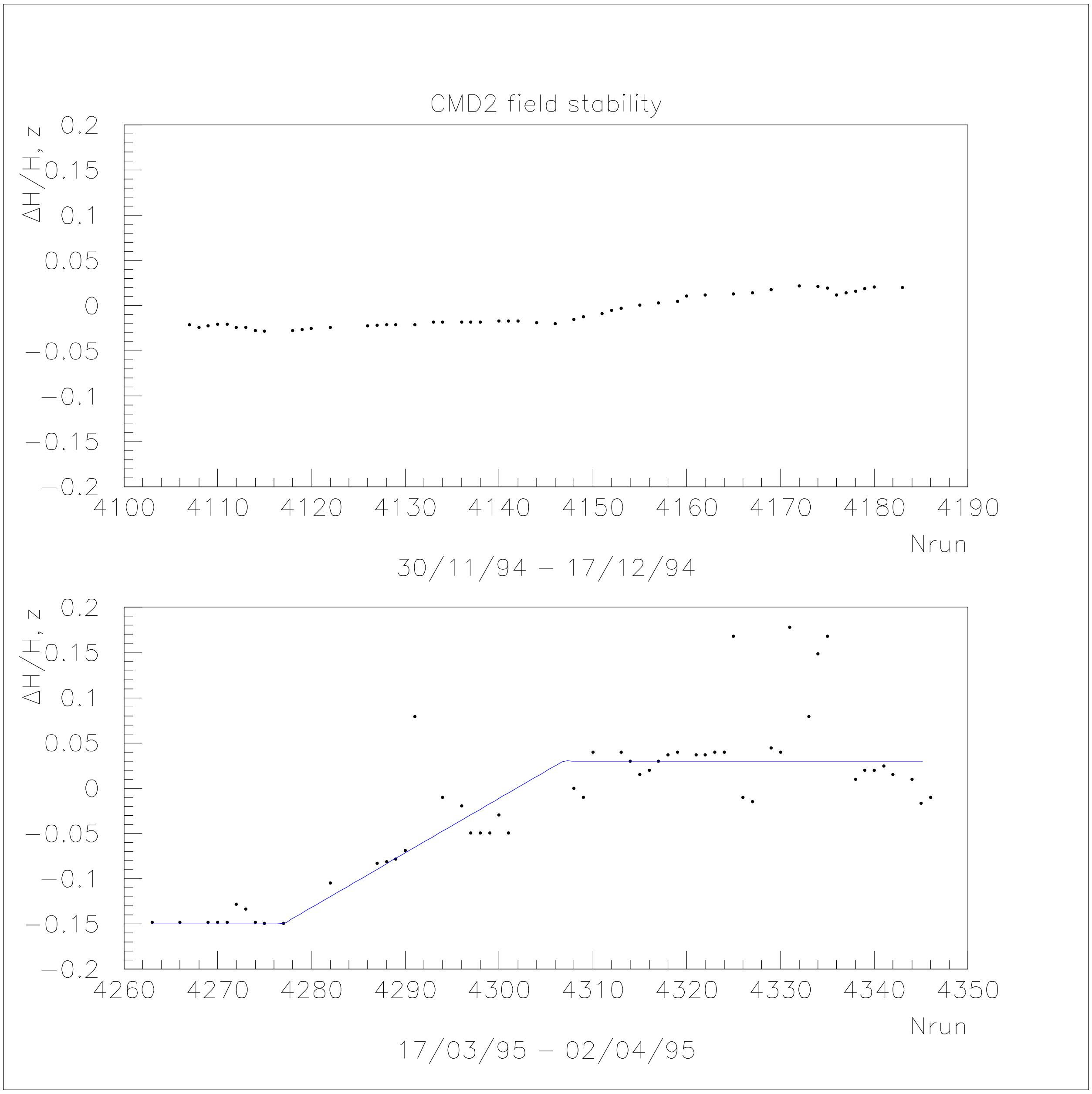



Рис. 5.3: Относительная стабильность магнитного поля КМД-2 в процентах. Величина поля получена усреднением показаний датчиков Холла, расположенных на торцах ДК, за время одного захода. Даты набора статистики указаны под графиками.

- Треки принадлежат частицам с противоположными зарядами;
- Число точек в r-$\phi$ плоскости на каждом треке не меньше 10;
- Минимальное расстояние от оси пучков до трека не больше 0.1 см для каждого трека;
- Z-координата вершины треков по модулю меньше 5 см;
- Полярный угол первого найденного трека лежит в интервале от 1 до $\pi - 1$ радиана;
- Азимутальный угол расколлинеарности треков по модулю меньше 0.02 радиана;
- Полярный угол расколлинеарности треков по модулю меньше 0.1 радиана.

Распределения по основным параметрам отбора приведены на Рис. 5.4. Дальнейшее разделение событий производится с помощью цилиндрического калориметра.

**Отбор $e^+e^- \to e^+e^-$**

Отбор $e^+e^-$ проводится по энерговыделению в CsI калориметре. Дополнительно к условиям коллинеарности накладываются следующие условия на минимальную и максимальную энергии кластеров, ассоциированных с треками:

- $\min(E_{CsI}) > 0.65 E_{beam}$;
- $\max(E_{CsI}) < 1.2 E_{beam}$.

**Отбор $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$**

Отбор также проводится по калориметру, дополнительно к условиям коллинеарности требуется низкое энерговыделение:

- $\sum_{i=1}^{2} E_{CsI}(i) < E_{beam}$;
- $\min(E_{CsI}) > 50\,\mathrm{MeV}$.

Последнее условие должно отбрасывать события, в которых один из треков попал в неработающую область калориметра.

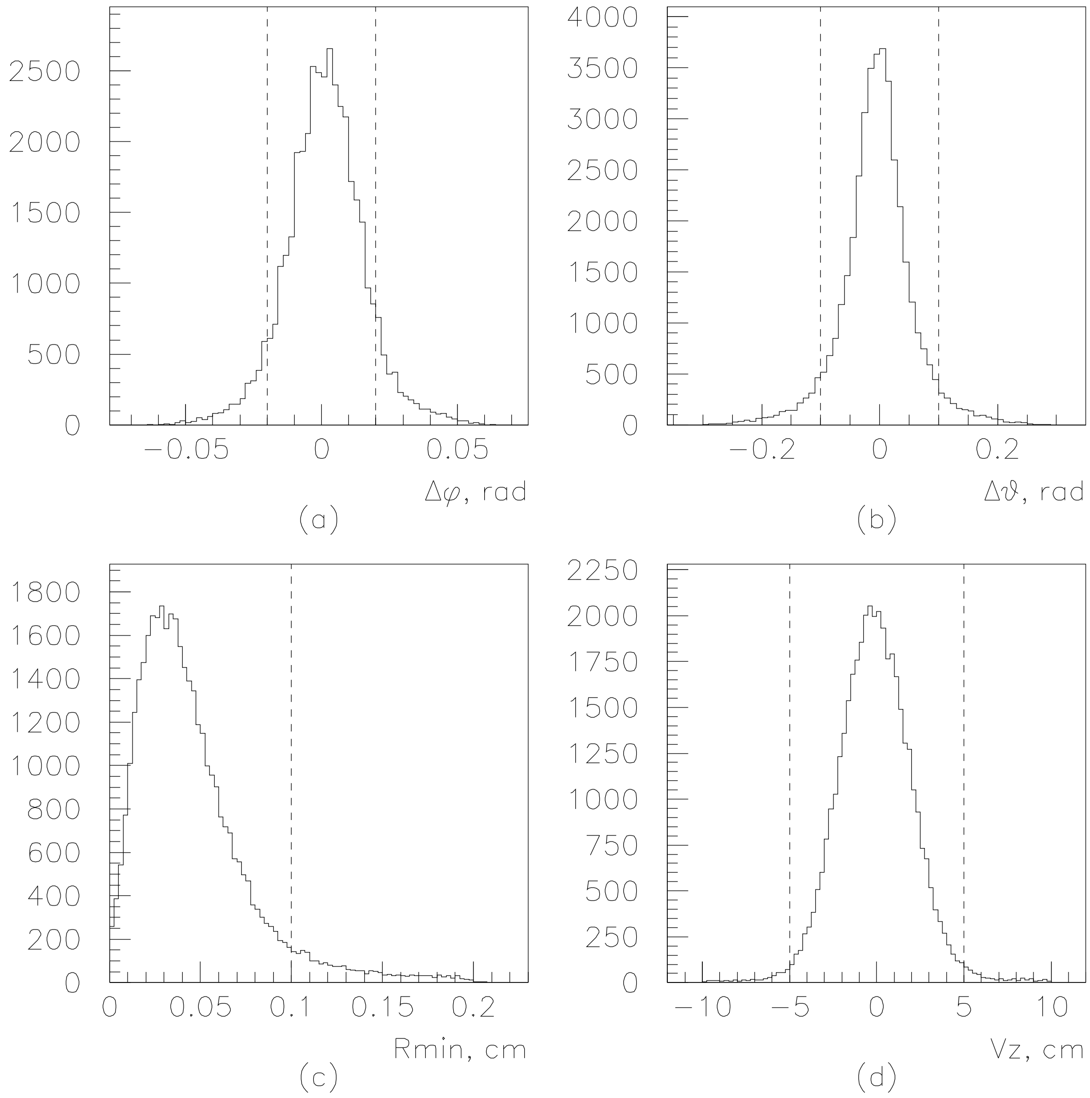



Рис. 5.4: Распределения по параметрам, используемым при отборе коллинеарных событий. (a) — Расколлинеарность по азимутальному углу; (b) — расколлинеарность по полярному углу; (c) — наибольшее для двух треков минимальное расстояние до оси пучков; (d) — Z-координата вершины. Пунктирными линиями показаны границы отбора.

### 5.2.3 Мониторирование стабильности энергии пучков по импульсам заряженных частиц

В процессе работы программы реконструкции (CMD2OFF) все двухтрековые коллинеарные события подгоняются одной дугой. Импульс, соответствующий радиусу этой дуги (обозначим его как $\widehat{p}$), определяется со значительно меньшей (примерно в 1.5 раза) ошибкой, чем средний импульс двух треков (Рис. 5.5).

Распределение по $\widehat{p}$ имеет существенно негауссовые хвосты, что обусловлено, в основном, излучением фотонов как начальными, так и (для процесса $e^+e^- \to e^+e^-$) конечными частицами. Для определения среднего значения распределения можно использовать два подхода:

1. Распределение подгоняется в сравнительно узком интервале вблизи максимума, где оно достаточно хорошо описывается стандартным нормальным распределением. Наличие хвостов при этом практически не влияет на величину среднего, но возникает некоторый произвол в выборе интервала для подгонки. В нашем случае интервал задавался условиями $\left|\sqrt{\widehat{p}^2 + m_e^2} - E_{beam}\right| < 10\,\mathrm{MeV}$ для $e^+e^- \to e^+e^-$ и $\left|\sqrt{\widehat{p}^2 + m_{\pi^+}^2} - E_{beam}\right| < 10\,\mathrm{MeV}$ для $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$.

2. Распределение подгоняется функцией, учитывающей его асимметрию. В качестве такой функции может быть взята аппроксимация рядом Грама-Шарлье [47], имеющая следующий вид:
$$\begin{aligned} f(z) &= \frac{A}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{z^2}{2}} \left[1 + \frac{\gamma_1}{6}\left(z^3 - 3z\right) + \frac{\gamma_2}{24}\left(z^4 - 6z^2 + 3\right)\right], \qquad (5.2) \\ z &= \frac{x - x_0}{\sigma}; \end{aligned}$$
где $A$, $x_0$, $\sigma$, $\gamma_1$, $\gamma_2$— подгоняемые параметры. Заметим, что при $\gamma_1 = \gamma_2 = 0$ распределение совпадает со стандартным гауссовым распределением, а $\int_{-\infty}^{\infty} f(z)dz = A$ при любых $\gamma_1, \gamma_2$. Количество подгоняемых параметров и их ошибка увеличиваются по сравнению с первым подходом, но результат перестает зависеть от выбора интервала подгонки. Соответственно, интервалы были значительно расширены: $\left|\sqrt{\widehat{p}^2 + m_e^2} - E_{beam}\right| < 20\,\mathrm{MeV}$ для $e^+e^- \to e^+e^-$ и $\left|\sqrt{\widehat{p}^2 + m_{\pi^+}^2} - E_{beam}\right| < 20\,\mathrm{MeV}$ для $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$.

Точность определения среднего значения энергии $\sigma_E$ в каждой энергетической точке определяется количеством используемых коллинеарных событий и точностью измерения импульса в одном событии. На Рис. 5.6 показаны распределения по $\sigma_E$ и количеству событий для процессов $e^+e^- \to e^+e^-$ и $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$, $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$.

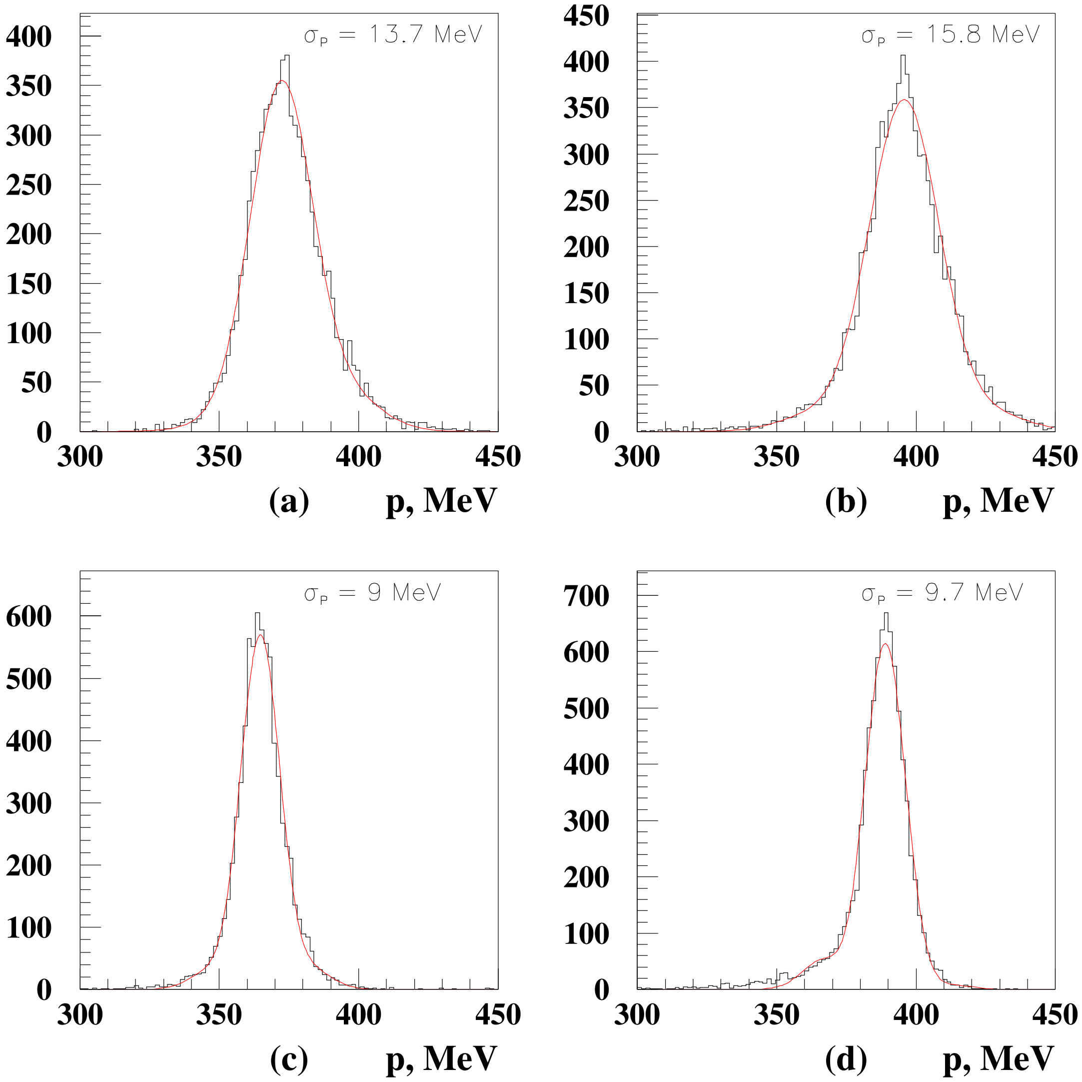



Рис. 5.5: Импульсные распределения. (a,b) — Средний импульс двух треков, (c,d) — импульс, определяемый по подгонке одной дугой. (b,d) — события Баба-рассеяния, (a,c) — остальные коллинеарные события. Все распределения подогнаны функцией, описываемой формулой 5.2.

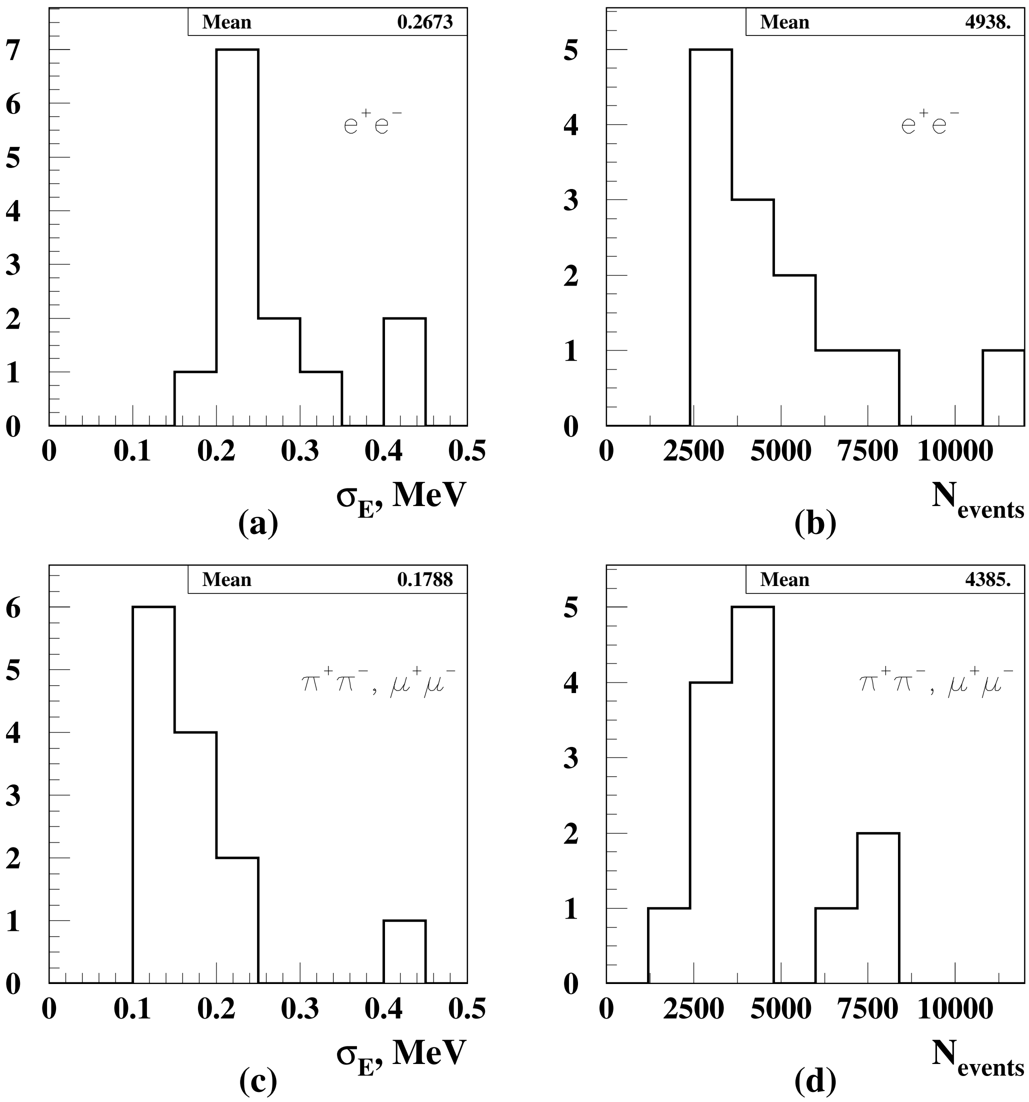



Рис. 5.6: Распределения по точности определения средней энергии (a,c) и количеству коллинеарных событий (b,d). По вертикальным осям отложено количество соответствующих энергетических точек. (a,b) — события Баба-рассеяния, (c,d) — остальные коллинеарные события.

Поскольку предлагаемый метод предназначается не для абсолютной калибровки энергии, а для проверки стабильности энергии пучков и ее относительного соответствия измерениям по МРД, нам важна не сама величина $\Delta E = \sqrt{\hat{p}^2 + m^2} - E_{beam}$, а ее зависимость от энергии пучков, т.е. среднее $\Delta E$ определено с точностью до произвольной константы. Эта константа зависит от типа событий в связи с разными потерями $dE/dx$ в ДК и разной систематикой трековой системы. Можно объединить результаты для $e^+e^- \to e^+e^-$ и для $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$, приписав им одинаковое среднее значение $\Delta E$ (например, $\Delta E = 0$). В области $\omega$-мезона сечения обоих процессов равны по порядку величины и одновременное использование обоих классов событий существенно для увеличения статистики и повышения точности.

Оба подхода дают приблизительно один и тот же результат, показанный на Рис. 5.7. Точность измерения среднего импульса в каждой точке по всем типам коллинеарных событий порядка 110 кэВ, что соответствует точности измерения средней энергии одного пучка.

## 5.3 Оценка возможной ошибки в массе $\omega$-мезона

### 5.3.1 Вклад температурного дрейфа

Существующие в области $\omega$-мезона измерения по МРД не показывают корреляции энергии пучков со средней температурой ВЭПП-2М. Тем не менее, такая корреляция хорошо наблюдается в области энергий вблизи $\phi$-мезона и составляет порядка 30 кэВ/°C. Предполагая, что зависимость такого же масштаба все-таки существует и на $\omega$-мезоне, можно грубо оценить ее вклад в ошибку измерения массы:

$$\sigma_T \sim 1^\circ\mathrm{C} \Longrightarrow \sigma_E < 30\,\text{кэВ} \Longrightarrow \sigma_{M_\omega} < \frac{2\sigma_E}{\sqrt{n}} \approx 15\,\text{кэВ}\ ,$$

где $\sigma_T$ — среднеквадратичный разброс температуры в процессе набора данных (Рис. 5.8), $n = 13$ — количество точек по энергии. Эта оценка сделана в предположении, что отклонения в каждой точке не коррелированы между собой и дают одинаковый вклад в ошибку массы. Более строгая оценка с учетом формы резонансной кривой увеличивает $\sigma_{M_\omega}$ примерно на 30% , что справедливо также и для оценок в следующих двух пунктах.

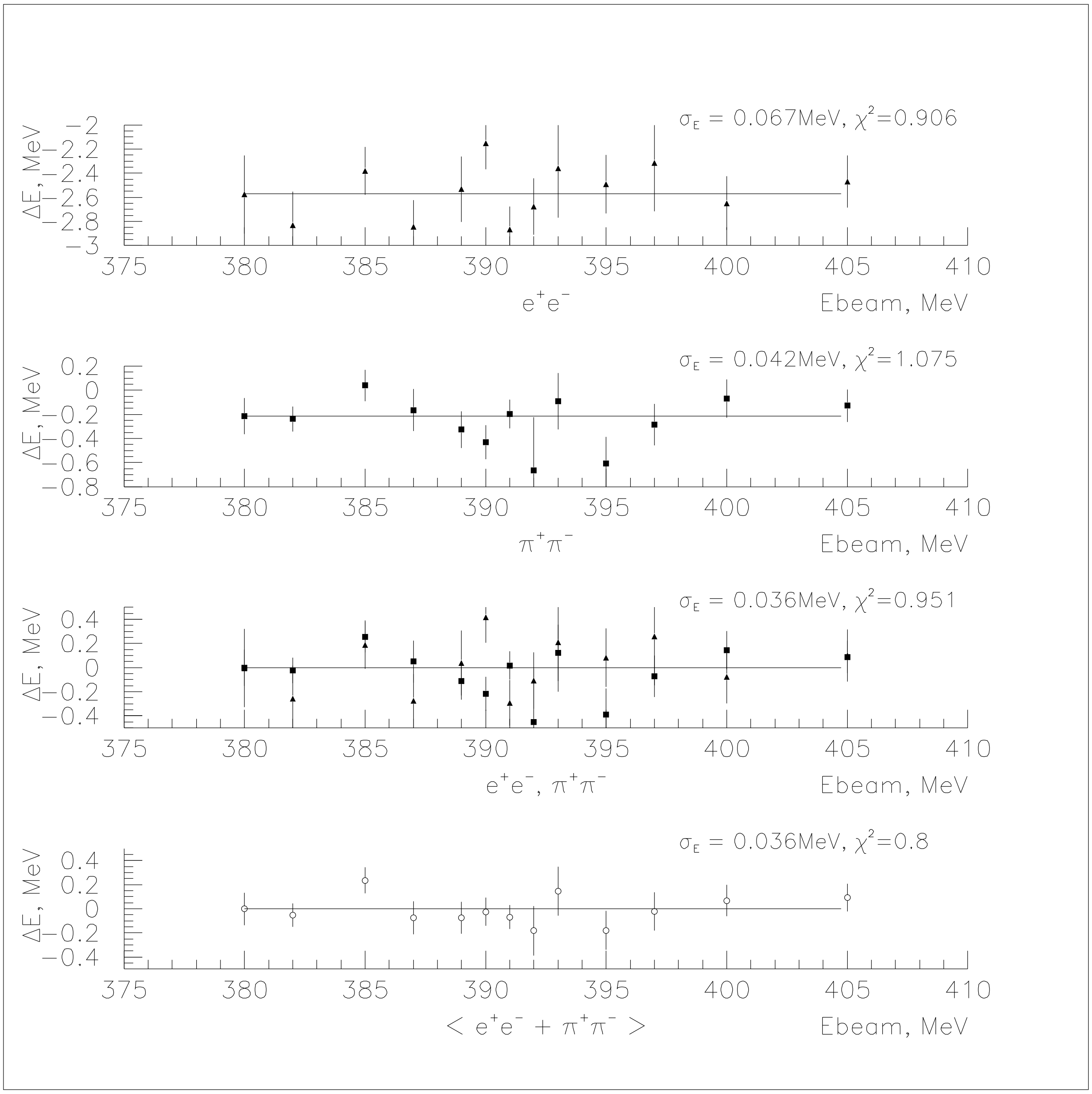



Рис. 5.7: Стабильность средней энергии пучков ВЭПП-2М во время набора статистики. Средняя энергия в каждой точке определялась подгонкой рядом Грама–Шарлье согласно формуле 5.2.

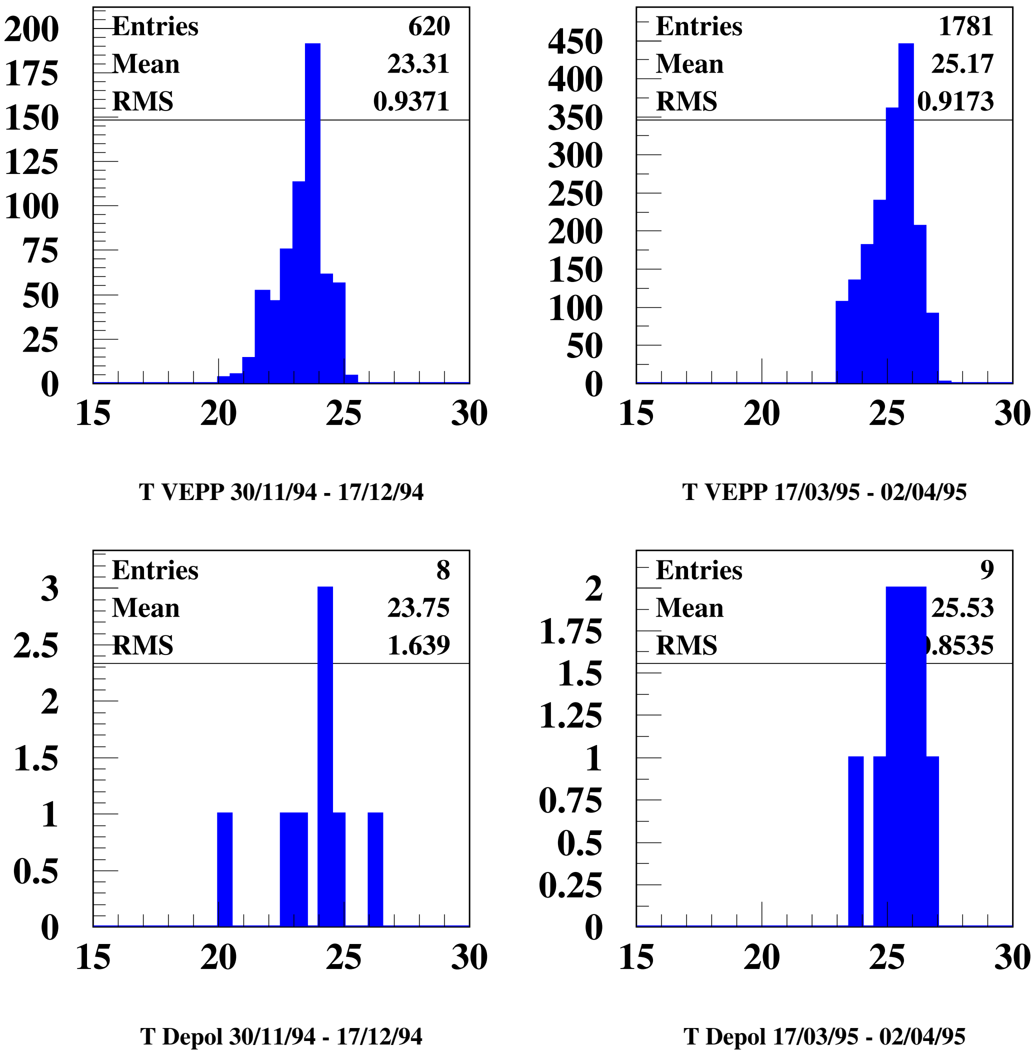



Рис. 5.8: Температура ВЭПП-2М. Верхние картинки — температура во время набора статистики, нижние — температура во время проведения деполяризаций. Даты показывают периоды работы детектора.

### 5.3.2 Стабильность энергии пучка

Долговременная стабильность средней энергии пучков ВЭПП-2М соответствует отклонениям измерений по МРД от зависимости E/B (Рис. 5.1). Поскольку перестройка энергии ускорителя происходит при помощи изменения магнитного поля в поворотных магнитах в соответствии с приведенной зависимостью, а измерения по МРД производились в сравнительно произвольный момент времени, можно считать, что среднеквадратичный разброс энергии в процессе набора экспериментальных данных был порядка 55 кэВ. Тогда:

$$\sigma_E \approx 55\,\text{кэВ} \Longrightarrow \sigma_{M_\omega} < \frac{2\sigma_E}{\sqrt{n}} \approx 30\,\text{кэВ}\ .$$

### 5.3.3 Импульсы заряженных частиц

Прямые измерения стабильности энергии пучков по импульсам заряженных частиц имеют точность порядка 110 кэВ в точке, что значительно хуже, чем предыдущий метод, но может быть использован, как независимая оценка сверху. Тогда:

$$\sigma_E \approx 110\,\text{кэВ} \Longrightarrow \sigma_{M_\omega} < \frac{2\sigma_E}{\sqrt{n}} \approx 60\,\text{кэВ}\ .$$

Все вышеизложенное позволяет заключить, что стабильность средней энергии пучков ВЭПП-2М во время сканирования $\omega$-мезона в 1994–95 годах была порядка 55 кэВ (Рис. 5.1(б)), что включает в себя и вклад от температурных колебаний ускорителя. Аналогичная величина $\frac{\sigma_E}{E} = (1 \div 2) \cdot 10^{-4}$, полученная в результате анализа суточной нестабильности средней энергии пучков ВЭПП-2М, приведена и в работе [46]. Как будет показано в Главе 6, такой разброс энергий приводит к систематической ошибке в массе $\omega$-мезона около 40 кэВ.

# Глава 6

# Определение параметров $\omega$-мезона

## 6.1 Отбор событий

Характерная сигнатура процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ — два неколлинеарных трека в Дрейфовой камере и один или два фотонных (т.е. непривязанных к трекам) кластера в цилиндрическом калориметре. Торцевой калориметр в заходах 94–95 года фактически не использовался в обработке, и, далее, под словом калориметр мы везде будем подразумевать только цилиндрический калориметр. Основной фон для событий $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ — это события $e^+e^- \to \pi^+\pi^-(\gamma)$, $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$, $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$. Эти фоновые процессы также дают два неколлинеарных трека в Дрейфовой камере и, как правило, один фотонный кластер в калориметре. Однако, фоновые события имеют существенно другое распределение по углу расколлинеарности треков. События $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$, кроме того, сильно отличаются по энерговыделению в калориметре. Отбор событий осуществлялся таким образом, чтобы, с одной стороны, как можно сильнее подавить фоновые события, а с другой стороны, иметь возможность определить процент отбрасываемых полезных событий, а, следовательно, ошибку эффективности регистрации, на уровне $10^{-2}$. Исходя из этого, основой для отбора событий служила информация из трековой системы, эффективность которой в заходах практически стабильна, близка к 100% и может быть определена по тестовым событиям. Подробнее этот вопрос будет обсужден в разделе 6.5. Информация из калориметра использовалась только для отбраковки фона и практически не влияла на эффективность отбора полезных событий. Дополнительный фон составляют космические частицы и частицы, выбывающие из пучков. Небольшая часть таких событий может выглядеть в трековой системе как 2 неколлинеарных трека и имитировать события $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Эта часть фона отличается местоположением вершины треков, не совпадающим с местом встречи пучков. В результате были зафиксированы следующие условия отбора, логически разделяющиеся на 3 группы:

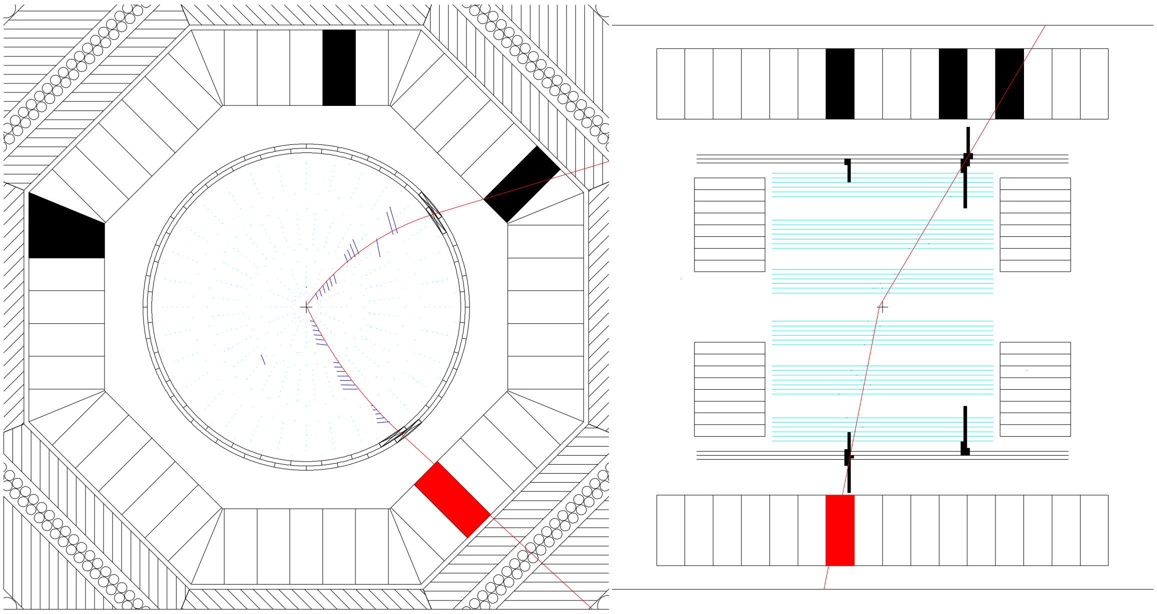


Рис. 6.1: Характерное событие $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$, зарегистрированное в детекторе КМД-2.

I. В трековой системе восстановлены два неколлинеарных трека, т.е.

(а) сработали заряженный и третичный триггеры,

(б) $N_{trk} = 2$, треки из одной вершины,

(в) оба трека восстановлены без ошибок (имеют статус OK),

(г) треки принадлежат частицам с противоположными зарядами,

(д) каждый трек проведен не менее чем по 6 точкам в XY плоскости,

(е) минимальное расстояние от трека до места встречи в R$\phi$ плоскости для ближайшего к месту встречи трека $R_{min} < 0.1$ см,

(ж) $|Z_{vertex}| < 10$ см,

(з) расколлинеарность по азимутальному углу $||\phi_1 - \phi_2| - \pi| > 0.25$ радиан,

(и) $P^{tot}_{1,2} < 400 \left(\frac{E_{beam}}{391}\right)$МэВ$/c$,

(й) $0.35 < \frac{P^{tot}_1 + P^{tot}_2}{2E_{beam}} < 0.80$,

(к) инвариантная масса двух заряженных частиц $M_{inv} < 1.66 E_{beam}$;

II. Оба трека попали в телесный угол, обеспечивающий высокую эффективность запуска и реконструкции:

(а) $0.85 < \theta_{1,2} < \pi - 0.85$, границы телесного угла можно менять;

III. Калориметр используется для отбраковки $e^+e^- \to \pi^+\pi^-(\gamma)$, $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$ и $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$ событий:

   (а) минимальный угол между направлением недостающего импульса пары заряженных частиц и кластерами в калориметре больше 0.1 радиан,

   (б) кластер с максимальным энерговыделением из числа пришитых к трекам ($E_{CsI}^{max}$) удовлетворяет условию $E_{CsI}^{max} < 190$ МэВ или
   $M_x^2 > (134.6 \cdot (E_{CsI}^{max} - 190) - 10^4)$ ${}^{\text{МэВ}^2}\!/_{c^4}$ (см. Рис. 6.4).

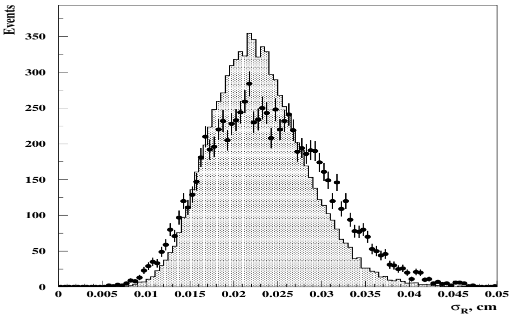
## 6.2 Сравнение с моделированием

Для моделирования регистрации детектором КМД-2 процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ и фоновых процессов $e^+e^- \to \pi^+\pi^-(\gamma)$, $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$, $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$ использовалась программа моделирования CMD2SIM [31], написанная на основе пакета GEANT [32]. Программа CMD2SIM содержит описание всех систем КМД-2, а также пассивного вещества и обеспечивает полное моделирование детектора. Последнее означает, что CMD2SIM вычисляет отклик активных частей детектора на прохождение моделированных частиц, производит оцифровку данных в соответствие с работой реального электронного тракта детектора и выдает выходной файл в таком же формате, как и экспериментальные данные, записанные на магнитные ленты.

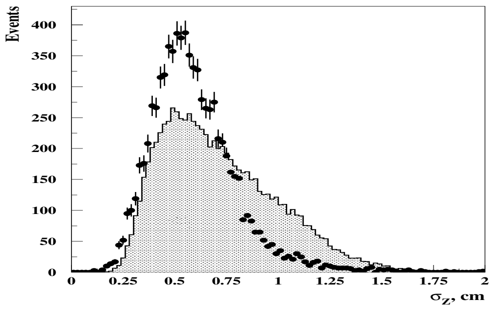
Для лучшего соответствия моделирования эксперименту программа моделирования учитывает пространственные, временные и энергетические разрешения систем детектора, кроме того учитываются эффективности срабатывания проволочек в Дрейфовой камере. Эти параметры определяются из экспериментальных данных отдельно для каждой группы заходов. В нашем эксперименте они определялись отдельно для заходов 1994 и 1995 годов и оказались одинаковыми в пределах ошибки определения.

На рисунках 6.2 и 6.3 приведены основные параметры, используемые в отборе событий $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Видно, что моделирование удовлетворительно описывает угловые, импульсные и координатные распределения. Различия, наблюдаемые на рисунках 6.2(в, г) и 6.3(в, г) вблизи пунктирных линий, связаны с наличием в экспериментальных событиях примеси фоновых процессов, что и приводит к появлению соответствующих обрезаний.

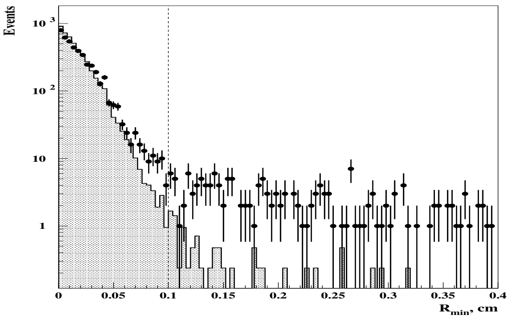
К сожалению, моделирование не может учесть всех особенностей работы детектора в конкретной ситуации. Так, например, для точности измерения $z$-координаты в Дрейфовой камере моделирование дает правильное среднее значение, но форма распределения



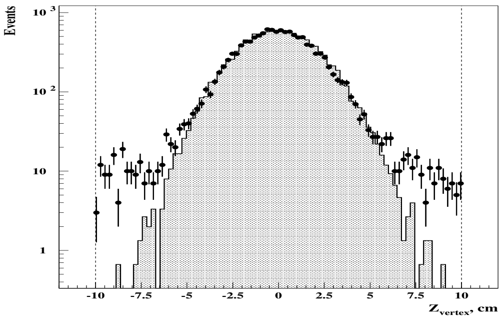

(а) Среднее по треку разрешение в $r - \phi$ плоскости.



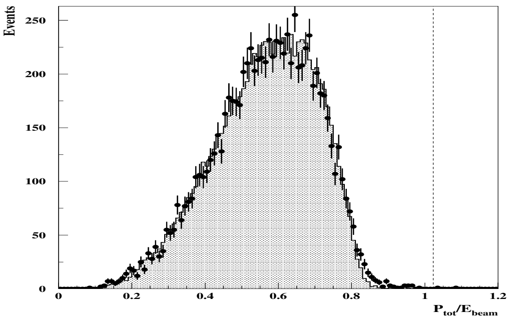

(б) Среднее по треку разрешение по $z$-координате.



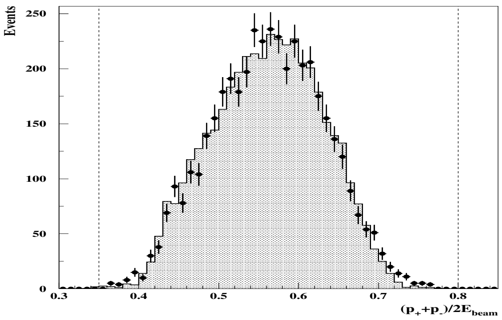

(в) Минимальное расстояние от трека до места встречи в $r - \phi$ плоскости.




(г) Распределение по $z$-координате вершины.

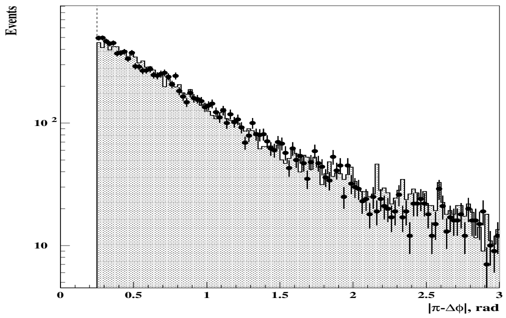



(д) Распределение по полному импульсу заряженных пионов в единицах энергии пучка.

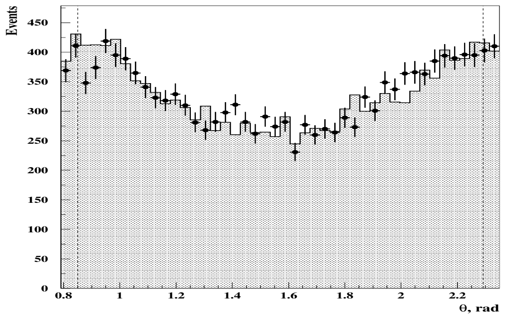



(е) Распределение по среднему полному импульсу пары заряженных пионов в единицах энергии пучка.

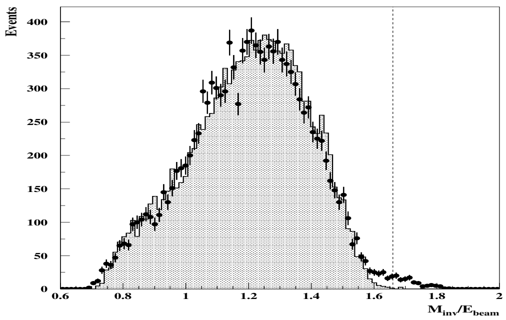
Рис. 6.2: Сравнение основных параметров отбираемых событий с моделированием. Заштрихованная гистограмма — моделирование, точки с ошибками — экспериментальные данные. Пунктирные линии соответствуют условиям отбора, применяемым к соответствующему параметру.



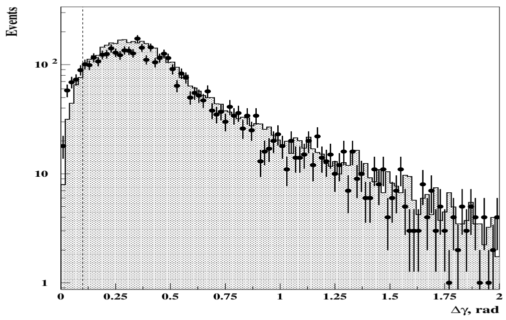

(а) Распределение по расколлинеарности по азимутальному углу.



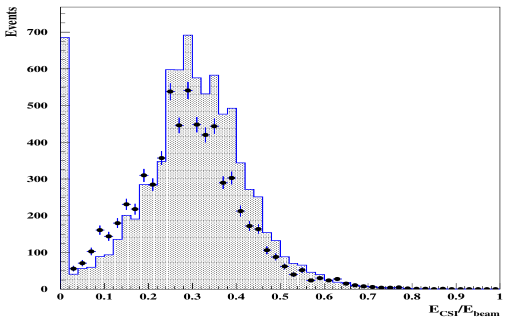

(б) Распределение по полярному углу трека.



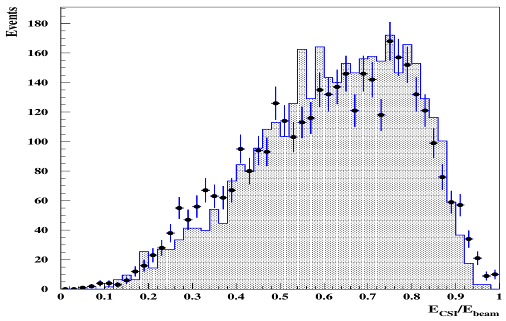

(в) Распределение по инвариантной массе пары заряженных пионов в единицах энергии пучка.




(г) Распределение по угловому расстоянию между направлением недостающего импульса и ближайшим фотонным кластером.




(д) Распределение по энерговыделению заряженных пионов в калориметре в единицах энергии пучка.




(е) Распределение по энерговыделению электронов и позитронов в калориметре в единицах энергии пучка.

Рис. 6.3: Сравнение основных параметров отбираемых событий с моделированием. Заштрихованная гистограмма — моделирование, точки с ошибками — экспериментальные данные. Пунктирные линии соответствуют условиям отбора, применяемым к соответствующему параметру.

значительно отличается. Неудовлетворительно моделируется энерговыделение пионов в калориметре, поскольку существующие теоретические модели и экспериментальные данные не позволяют рассчитать ядерные взаимодействия пионов с веществом с необходимой точностью. Особенности работы детектора учитываются только в среднем по большой группе заходов и для каждого конкретного захода могут не совпадать с экспериментом.

Для того, чтобы уменьшить систематику в определении эффективностей, связанную с неточностью и неполнотой моделирования, большинство условий отбора было сформулировано таким образом, чтобы их эффективность для событий $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ была близка к 100 %. Исключение составляют отборы по полярному углу треков и по их расколлинеарности по азимутальному углу. Систематическая ошибка в эффективности этих отборов оценивалась по устойчивости определяемых параметров $\omega$-мезона к изменению границ обрезаний.

## 6.3 Оценка фона и его подавление

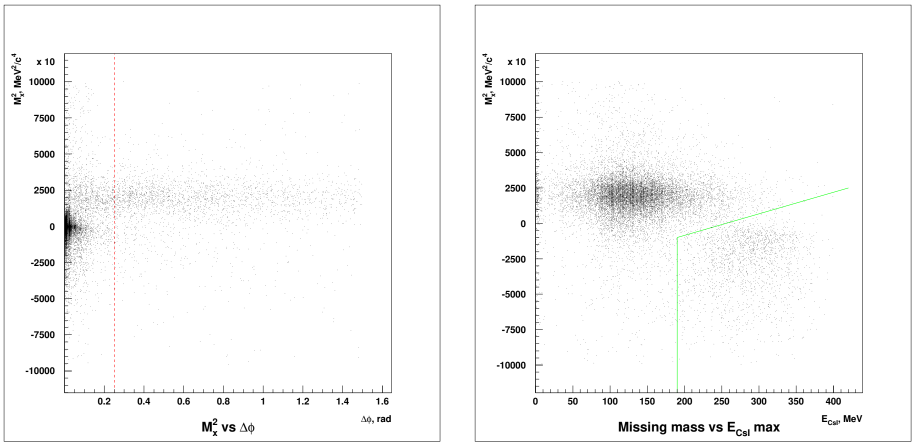
Как уже упоминалось, основными фоновыми процессами являются $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$, $e^+e^- \to \pi^+\pi^-(\gamma)$ и $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$. На энергии 782 МэВ в с.ц.м., соответствующей максимуму сечения рождения $\omega$-мезона, при отборе заряженных треков с полярным углом от 0.85 до $\pi - 0.85$ радиан, эти процессы имеют следующие сечения:

$$\begin{aligned} e^+e^- &\to e^+e^-(\gamma) \quad &\sim 1300\,\text{нб}\ , \\ e^+e^- &\to \pi^+\pi^-(\gamma) \quad &\sim 800\,\text{нб}\ , \\ e^+e^- &\to \mu^+\mu^-(\gamma) \quad &\sim 80\,\text{нб}\ . \end{aligned}$$

Наблюдаемое сечение $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ при этом составляет $\sim 300$ нб.

Подавление перечисленных фоновых процессов достигается прежде всего за счет отбора только неколлинеарных треков. Этот отбор также значительно подавляет фон от космических частиц. Неколлинеарные $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$ дополнительно эффективно подавляются по энерговыделению в калориметре (Рис. 6.4(б)), при этом потери событий $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ практически не происходит, что хорошо видно на Рис. 6.5(а).

После применения всех условий отбора, согласно моделированию остается следующее количество фоновых событий (в скобках приведено среднее наблюдаемое сечение для каждого из процессов):




(а) Распределение по квадрату недостающей массы в зависимости от угла расколлинеарности двух заряженных треков.

(б) Распределение по квадрату недостающей массы в зависимости от максимального среди двух заряженных частиц энерговыделения в калориметре.

Рис. 6.4: Графическое изображение условий отбора Iз и IIIб на рисунках (а) и (б) соответственно. На Рис. (б) правый нижний угол соответствует отбрасываемым событиям. (б) получено после применения условия отбора, показанного на (а).

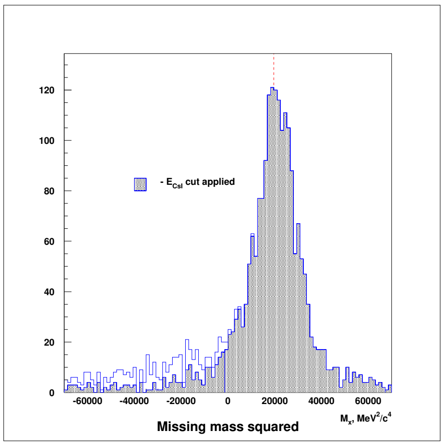
$$
\begin{aligned}
e^+e^- &\to e^+e^-(\gamma) \quad 56 \quad (\sim 1.5\,\text{нб})\ , \\
e^+e^- &\to \pi^+\pi^-(\gamma) \quad 60 \quad (\sim 0.3\,\text{нб})\ , \\
e^+e^- &\to \mu^+\mu^-(\gamma) \quad 30 \quad (\sim 0.5\,\text{нб})\ .
\end{aligned}
$$

## 6.4 Определение числа событий

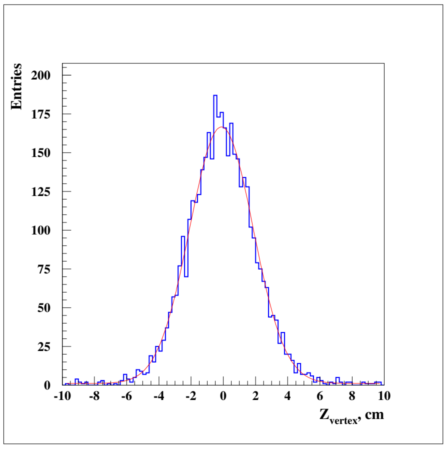
При наличии фоновых процессов, имеющих нерезонансный характер в данной области энергий, возможны два принципиально разных подхода к подгонке экспериментальных точек:

1. В каждой энергетической точке определяется полное число событий, удовлетворяющих критериям отбора, после чего точки подгоняются функцией, содержащей в качестве дополнительного слагаемого нерезонансный фон, величина которого определяется в процессе подгонки.

2. Количество фоновых событий вычисляется отдельно в каждой точке и вычитается из общего числа событий, после чего точки подгоняются функцией, описывающей только резонансное сечение.




(а) Распределение по квадрату недостающей массы. Заштрихованная гистограмма соответствует применению отбора IIIб, показанного на Рис. 6.4(б). Пунктирная линия соответствует квадрату массы $\pi^0$.




(б) Распределение по z-координате вершины двух заряженных треков. Сплошная кривая — аппроксимация функцией Гаусса с постоянной подложкой.

Рис. 6.5: Распределения по квадрату недостающей массы (а) и по $z$-координате вершины (б) после применения всех условий отбора.

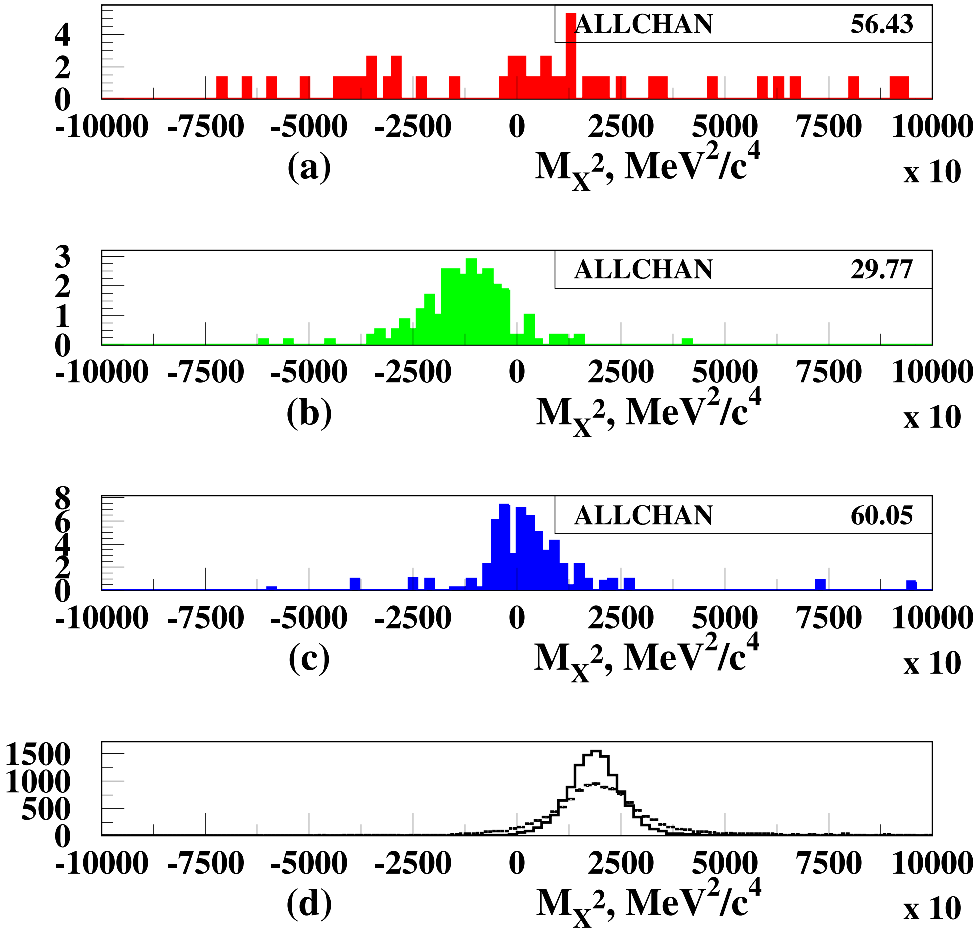



Рис. 6.6: Распределения по недостающей массе для основных фоновых процессов (по моделированию) — $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$ (a), $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$ (b), $e^+e^- \to \pi^+\pi^-(\gamma)$ (c) и процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ (d) (гистограмма — моделирование, точки с ошибками — эксперимент). "ALLCHAN" на гистограммах (a – c) показывает число оставшихся событий фонового процесса, соответствующее набранному интегралу светимости.

Первый подход значительно проще, однако имеет существенный недостаток, связанный с разной эффективностью регистрации и разной величиной радиационной поправки (РП) для резонансного и фоновых процессов. Тем не менее, такой подход может использоваться в случае, когда точность вычисляемых сечений определяется, в основном, статистикой экспериментальных данных, как делалось, например, в работе [55].

В нашем случае для прецизионного измерения параметров резонанса использовался второй способ. Число событий $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ в каждой точке определялось двумя независимыми способами:

1. События $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ и фоновые события имеют существенно разные распределения по недостающей массе, что видно на Рис. 6.6. Для процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ форма распределения определялась по экспериментальным данным в максимуме $\omega$-резонанса. Эта форма фиксировалась, и использовалась в каждой точке по энергии в сумме с подложкой, описывающей фоновые события;

2. Фоновые события $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$, $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$ и $e^+e^- \to \pi^+\pi^-(\gamma)$ моделировались в соответствии с электродинамическими сечениями и результатами измерения сечения $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ в районе $\omega$-мезона [42]. Количество космических событий определялось в каждой точке подгонкой распределения по $z$-координате вершины двух треков распределением Гаусса с подложкой.

## 6.5 Определение эффективностей

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

$$\sigma_{\pi^+\pi^-\pi^0} = \frac{N_{\pi^+\pi^-\pi^0}}{\int Ldt \cdot \varepsilon_{trig}\varepsilon_{MC}\varepsilon_{M_X^2}(1+\delta_{rad})(1+\delta_E)}\,, \tag{6.1}$$

где $\varepsilon_{trig}$ — эффективность триггера, $\varepsilon_{MC}$— эффективность регистрации, рассчитанная по событиям моделирования, $\varepsilon_{M_X^2}$ — вероятность выполнения условий отбора для недостающей массы (Условие IIIб), $\delta_{rad}$ — радпоправки, $1+\delta_E$ — множитель, учитывающий разброс энергии в пучке.

К сожалению, моделирование не позволяет получить полную эффективность регистрации. Во-первых, моделирование не учитывает эффективность триггера (для трекового процессора моделируемая эффективность практически всегда равна 100%, третичный триггер вообще не описан в моделировании). Во-вторых, моделированное распределение по недостающей массе примерно в 1.5 раза уже, чем для экспериментальных данных, и условие отбора IIIб пропускает все моделированные события $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Для более корректного учета этих эффективностей $\varepsilon_{trig}$ и $\varepsilon_{M_X^2}$ определялись по специальным тестовым событиям и составили соответственно $\varepsilon_{trig} = 0.995 \pm 0.002$ и $\varepsilon_{M_X^2} = 0.992 \pm 0.002$.

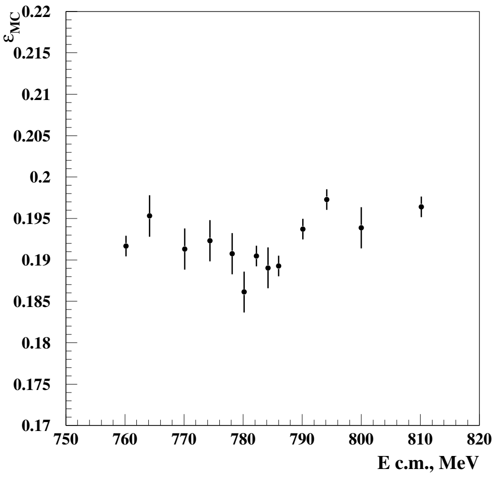



Рис. 6.7: Зависимость эффективности регистрации процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ ($\varepsilon_{MC}$), полученной в результате моделирования с учетом радпоправки от энергии в системе центра масс.

Для правильного вычисления эффективности регистрации процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ необходимо учесть кинематику излученного фотона непосредственно в первичном генераторе. При прохождении через $\omega$-резонанс спектр излученных фотонов и их кинематика существенно меняется, что после применения условий отбора приводит к изменению эффективности регистрации. Зависимость эффективности регистрации, полученной с помощью CMD2SIM, от энергии в с.ц.м. показана на Рис. 6.7. Видно, что при переходе через максимум резонанса в области 782 МэВ происходит плавное изменение эффективности примерно на 2.5%.

## 6.6 Радиационные поправки

Радиационные поправки к процессу $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ рассчитывались согласно работе [53] с точностью лучше 1 %. Поскольку величина РП существенно зависит от параметров $\omega$-мезона, расчет велся итерационным образом. Реально достаточно 2–3 итерации для того, чтобы изменения РП стали меньше заявленной точности.

## 6.7 Поправки на разброс энергии частиц в пучке

Из-за нелинейной формы резонансной кривой, разброс энергии в пучке приводит к изменению величины наблюдаемого сечения (коэффициент $1 + \delta_E$ в формуле 6.1). Если

Таблица 6.1: Интегралы светимости, радпоправки и данные по сечению $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$.

| $E_{beam}$, МэВ | $\int Ldt$, 1/нб | $\delta_{rad}$ | $N_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ | $\sigma(\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0)$, нб |
|---|---|---|---|---|
| 380.092 | 6.10±0.10 | -0.183 | 64±11 | 68±11 |
| 382.083 | 10.61±0.14 | -0.191 | 115±13 | 70±8 |
| 385.053 | 8.09±0.12 | -0.206 | 216±17 | 178±15 |
| 387.190 | 6.39±0.11 | -0.220 | 263±18 | 277±21 |
| 389.087 | 6.51±0.11 | -0.232 | 739±29 | 784±40 |
| 390.087 | 6.91±0.11 | -0.232 | 1155±35 | 1185±50 |
| 391.113 | 18.71±0.18 | -0.215 | 4080±65 | 1480±30 |
| 392.119 | 10.26±0.14 | -0.172 | 2104±47 | 1328±44 |
| 393.018 | 5.08±0.09 | -0.116 | 753±28 | 897±43 |
| 395.047 | 9.15±0.12 | 0.031 | 747±29 | 414±19 |
| 397.068 | 9.02±0.08 | 0.178 | 403±22 | 195±11 |
| 400.000 | 9.59±0.12 | 0.358 | 313±19 | 126±8 |
| 405.071 | 14.05±0.15 | 0.613 | 244±18 | 56±4 |

$S_o(E)$ – зависимость сечения от энергии без учета разброса энергии в пучке $\sigma_E$, то наблюдаемое сечение в точке $E_o$ будет равно

$$S(E_0) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} S_0(E) \cdot e^{-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma_E^2}} dE}{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma_E^2}} dE}$$

Эффект максимален в области пика резонанса, где он составляет около 0.15 %, что значительно меньше статистической ошибки.

## 6.8 Подгонка данных и определение параметров резонанса

Сечение процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ в каждой точке по энергии определялось по формуле 6.1. Результаты приведены в Табл. 6.1 вместе с интегралами светимости и рад.поправками в каждой точке.

Экспериментальные данные подгонялись кривой, учитывающей интерференцию $\omega$ и $\phi$ резонансов, описываемых формулой Брейт-Вигнера с ширинами, зависящими от энергии:

$$\sigma_{e^+e^-\to\pi^+\pi^-\pi^0(s)} = \frac{F_{\pi^+\pi^-\pi^0}(s)}{s^{3/2}} \cdot \left| \sqrt{\frac{\sigma_0(\omega\to\pi^+\pi^-\pi^0)\cdot M_\omega}{F_{\pi^+\pi^-\pi^0}(M_\omega^2)}} \cdot \frac{M_\omega^2\Gamma_\omega}{M_\omega^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_\omega(s)} + e^{i\alpha}\sqrt{\frac{\sigma_0(\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0)\cdot M_\phi}{F_{\pi^+\pi^-\pi^0}(M_\phi^2)}} \cdot \frac{M_\phi^2\Gamma_\phi}{M_\phi^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_\phi(s)} \right|^2, \qquad (6.2)$$

где $F_{\pi^+\pi^-\pi^0}(s)$— фазовый объем системы трех пионов; $\sigma_0(X\to\pi^+\pi^-\pi^0)$, $M_X$, $\Gamma_X$ — сечение в пике, масса и полная ширина резонанса $X$ соответственно. Заметим, что, поскольку ширина $\phi$-мезона примерно в 2 раза меньше ширины $\omega$-мезона и фазовый объем системы $\pi^+\pi^-\pi^0$ резко падает с уменьшением энергии, $\omega-\phi$-интерференция проявляется, в основном, вблизи $\phi$-мезона и слабо влияет на поведение сечения $e^+e^-\to\pi^+\pi^-\pi^0$ в области $\omega$-резонанса.

Зависимость ширины $\omega$-мезона от энергии учитывалась по формуле:

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

где $B_X$ — бранчинги распада $\omega\to X$, $F_X$ — фазовый объем состояния $X$. Величина $F_{\pi^+\pi^-\pi^0}(s)$ численно рассчитывалась в модели распада $\omega\to\rho\pi\to\pi^+\pi^-\pi^0$.

Относительная фаза $\omega-\phi$ смешивания $\alpha$ бралась равной $155^\circ$ на основе данных из [52]. Лептонная ширина $\Gamma_{e^+e^-}$ может быть рассчитана на основе полной ширины и сечения в пике по формуле:

$$\Gamma_{e^+e^-} = \Gamma_\omega \cdot \frac{\sigma_0(\omega\to\pi^+\pi^-\pi^0)}{Br(\omega\to\pi^+\pi^-\pi^0)} \cdot \frac{M_\omega^2}{12\pi}. \qquad (6.3)$$

Бранчинг распада $Br(\omega\to\pi^+\pi^-\pi^0) = 0.888\pm0.007$ и параметры $\phi$-мезона были взяты из PDG [5], параметры $\omega$-мезона $\sigma_0(\omega\to\pi^+\pi^-\pi^0)$, $M_\omega$, $\Gamma_\omega$ определялись как оптимальные параметры функции 6.2, при подгонке экспериментальных точек. Также определялось произведение $\Gamma_{e^+e^-}\cdot Br(\omega\to\pi^+\pi^-\pi^0) \sim \sigma_0(\omega\to\pi^+\pi^-\pi^0)\cdot\Gamma_\omega\cdot M_\omega^2$, зависящее только от наблюдаемых в эксперименте параметров $\omega$-мезона.

В результате подгонки (Рис. 6.8) были получены следующие значения параметров:

$$\begin{aligned}
\sigma_0(\omega\to\pi^+\pi^-\pi^0) &= 1482\pm 23 \text{ нб},\\
\Gamma_{e^+e^-}\cdot Br(\omega\to\pi^+\pi^-\pi^0) &= 0.537\pm 0.012 \text{ кэВ},\\
M_\omega &= 782.71\pm 0.08 \text{ МэВ}\\
\Gamma_{tot} &= 8.68\pm 0.23 \text{ МэВ},\\
\sigma_{\text{фон}} &= 12\pm 5 \text{ нб}.
\end{aligned}$$

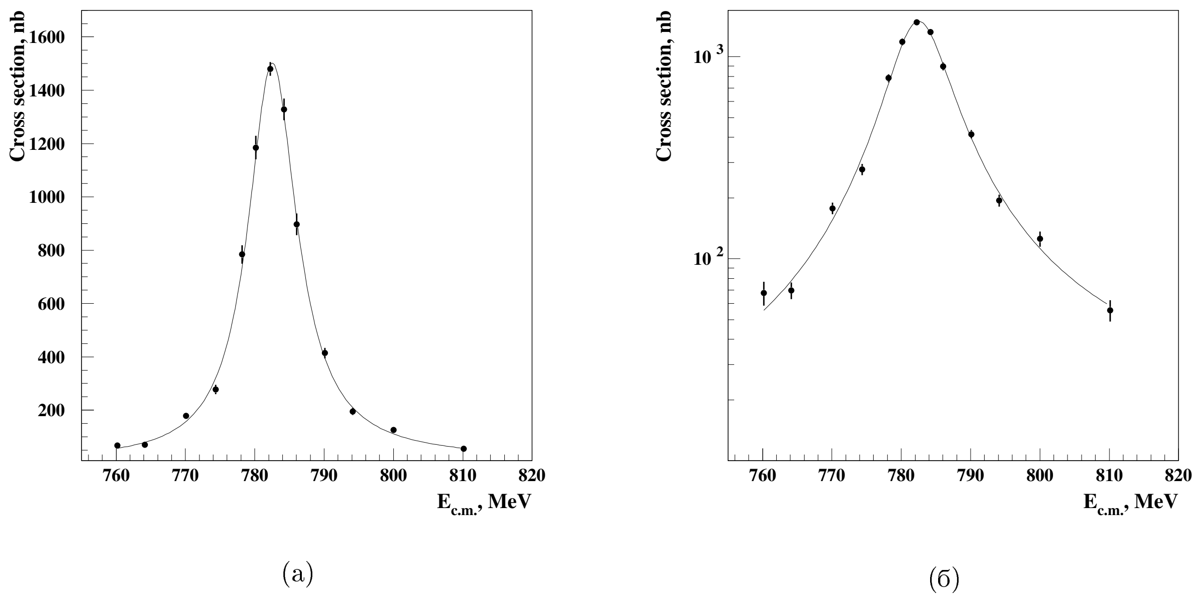



Рис. 6.8: Сечение процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Сплошная кривая — аппроксимация с оптимальными значениями параметров. (а) — в обычном масштабе, (б) — в логарифмическом по вертикальной оси.

Величина $\Gamma_{e^+e^-}$ вычислялась с учетом вышеприведенного значения $Br(\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0)$ и получилась равной:

$$\Gamma_{e^+e^-} \quad = \quad 0.605 \pm 0.014 \text{ кэВ} .$$

## 6.9 Анализ систематических ошибок

Величины систематических ошибок в определении параметров $\omega$-мезона сведены в Табл. 6.2. Ниже дается более подробное описание источников ошибок и их влияния на определяемые параметры.

### 6.9.1 Неопределенность энергии пучка

В процессе набора статистики среднее значение энергии пучка в ВЭПП-2М может отклоняться от величины, определенной по МРД. Как показано в Главе 5, эти отклонения имеют масштаб порядка 50 кэВ. При подгонке экспериментальных данных эта неопределенность учитывалась в виде вклада в полную ошибку в сечении в каждой точ-

Таблица 6.2: Основные источники систематической ошибки в определении сечения $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$.

| Источник ошибки | Величины |
|---|---|
| Определение телесного угла | 0.5% |
| Эффективность триггера | 0.1% |
| Эффективность реконструкции | 0.5% |
| Ядерное взаимодействие пионов | 0.4% |
| Распад пионов на лету | 0.1% |
| Радиационные поправки | <0.5% |
| Определение светимости | 1.4% |
| Всего | 1.7% |

ке. Неопределенность энергии пучков не связана с количеством отобранных событий и в этом смысле приводит к систематической ошибке в измерении параметров резонанса. Для лептонной и полной ширины эта ошибка несущественна, но в измерении массы $\omega$-мезона она является основной. В приводимых результатах эта ошибка выделена из ошибки параметра подгонки в отдельную систематическую ошибку 0.04 МэВ (см. стр. 95).

### 6.9.2 Интеграл светимости

В настоящее время основной вклад в систематическую ошибку определения сечения (и, соответственно, лептонной ширины) $\omega$-мезона дает точность измерения светимости порядка 1.4%, определяемая, в основном, точностью разделения коллинеарных событий и точностью расчета радпоправок (Табл. 6.3) [42].

### 6.9.3 Радиационные поправки

Формулы в работе [53] для расчета РП к полному сечению $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ имеют точность порядка 0.1÷0.2%. Однако, эти формулы не учитывают угловое распределение излученных фотонов, что не позволяет определить эффективность отбора событий при излучении жестких фотонов, меняющих геометрию события. Учет углового распределения может быть сделан в предположении, что в событии излучается не более одного фотона, что является хорошим приближением для жестких фотонов. Такой расчет РП имеет точность не хуже 0.5% и позволяет корректно определить эффективности регист-

Таблица 6.3: Основные источники систематической ошибки в определении светимости [42].

| Источник ошибки | Оценка величины |
|---|---|
| Калибровка энергии ускорителя | 0.1% (0.5% for 390,392; 1% для энергий 391) |
| Разделение событий | 0.6% |
| Определение телесного угла | 0.2% |
| Эффективность триггера | 0.2% (1% для энергий 420-435, 470) |
| Эффективность реконструкции | 0.3% |
| Ядерное взаимодействие пионов | 0.4% |
| Распад пионов на лету | 0.1% |
| Радиационные поправки | 1% |
| Всего | 1.4% |

рации событий в каждой точке по энергии.

### 6.9.4 Эффективность реконструкции

Поскольку моделирование не может учесть всех особенностей работы детектора в конкретных условиях эксперимента, таких как эффективность срабатывания проволочек в ДК, наличие случайных срабатываний, временно неработавшие каналы электроники и т.д., эффективность реконструкции треков для моделированных событий может отличаться от эффективности для реальных событий. Поэтому желательно иметь возможность независимого определения эффективности реконструкции треков по реальным событиям. В нашем эксперименте для этой цели использовался специальный тестовый набор событий $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$, реконструированных без Дрейфовой камеры по методике, описанной в Приложении А. Аналогичная методика применялась и к моделированным событиям. В случае идеально работающей ДК и программы реконструкции в таких событиях всегда должны быть два разноименно заряженных трека. Разница вероятностей восстановления обоих треков для тестовых и моделированных событий порядка 0.5% дает оценку систематической ошибки в эффективности реконструкции.

### 6.9.5 Определение телесного угла детектора

Определение эффективности регистрации процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ напрямую связано с точностью определения телесного угла детектора, внутри которого должны находиться оба заряженных трека. Конечное угловое разрешение детектора приводит к тому, что число таких событий отличается от ситуации с идеальным угловым разрешением из-за нелинейности угловых распределений заряженных пионов. Это изменение учитывается в моделировании, но только в том случае, если угловые разрешения детектора в моделировании совпадают с реальными. К сожалению, заложенные в моделирование средние экспериментальные разрешения по продольной координате приводят к лучшей, по сравнению с экспериментом, точности разрешения по полярному углу треков, что влияет на величину геометрической эффективности. Масштаб такого сдвига можно оценить по разнице геометрических эффективностей для реального и идеального разрешения детектора по полярному углу. Для наихудшего углового разрешения порядка 0.05 радиан (см. Рис. 4.3(в)) эта разница не превышает 0.5%.

### 6.9.6 Распад пионов на лету

За время пролета через трековую систему часть заряженных пионов распадается по каналу $\pi^{\pm} \to \mu^{\pm}\nu_{\mu}$. Средняя длина пробега пиона до распада определяется по формуле $l = \gamma\beta c\tau = \frac{P}{M_{\pi}}c\tau$ и при среднем времени жизни $\tau = 2.6 \cdot 10^{-8}$ с и характерном импульсе пиона $P \sim 230$ МэВ составляет приблизительно 13 м. При характерной длине трека в Дрейфовой камере $\sim 0.5$ м внутри трековой системы распадается около 4 % заряженных пионов. Эта поправка входит в общую эффективность регистрации¸ определяемую по моделированию. Следует отметить¸ что $\sim 80$ % распадных событий проходят через условия отбора и считаются событиями $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Мы оцениваем вклад этого эффекта в полную систематическую ошибку на уровне 0.1%.

### 6.9.7 Распад $\pi^0 \to e^+e^-\gamma$

Нейтральный пион распадается за очень короткое время ($\sim 10^{-16}$ с) и практически всегда на 2 фотона. Существует, однако, небольшая вероятность ($\sim 1.2$ %) того, что пион распадется на $e^+e^-\gamma$. Поскольку в моделировании заложен этот распад, потеря такого рода событий автоматически учитывается и вклад в систематическую ошибку пренебрежимо мал.

### 6.9.8 Ядерные взаимодействия

Существует небольшая вероятность ($\sim 1$ %) взаимодействия пионов с веществом вакуумной трубы и внутренней обечайки Дрейфовой камеры. При неупругом взаимодействии событие будет потеряно. Эта вероятность учитывается в программе моделирования, однако известно, что используемые для расчета пакеты FLUKA и GHEISHA имеют сравнительно невысокую точность в данной области энергий. Расчеты с помощью FLUKA несколько лучше соответствуют экспериментальным данным, чем расчеты с помощью GHEISHA, хотя в обоих случаях наблюдается различие с экспериментальными распределениями [31]. Возможность использования двух разных программ моделирования ядерного взаимодействия позволяет оценить систематическую ошибку моделирования путем сравнения результатов, полученных в обоих случаях. Как показано в работе [42], относительное различие в расчетах потерь между FLUKA и GHEISHA составляет $\sim 20\,\%$, что дает вклад в систематическую ошибку эффективности регистрации $\sim 0.2\,\%$.

Таким образом, с учетом систематических ошибок, наш эксперимент дает следующие значения для параметров $\omega$-мезона (для сравнения приведены текущие среднемировые значения из PDG [5]):

| | Наш эксперимент | PDG |
|---|---|---|
| $\Gamma_{e^+e^-}$, кэВ | $0.605 \pm 0.014 \pm 0.010$ | $0.60 \pm 0.02$ |
| $M_\omega$, МэВ | $782.71 \pm 0.07 \pm 0.04$ | $781.94 \pm 0.12$ (S=1.5) |
| $\Gamma_\omega$, МэВ | $8.68 \pm 0.23 \pm 0.10$ | $8.41 \pm 0.09$ |

Наблюдаемое расхождение в значении массы $\omega$-мезона будет обсуждаться в Главе 8.

## 6.10 Проверка устойчивости результата

Для проверки устойчивости полученных результатов основные критерии отборов изменялись и вся изложенная выше процедура проводилась в новых условиях. При этом заново определялись все эффективности и сечения в каждой точке. Изменялись следующие условия (описание условий дано в разделе 6.1):

- Телесный угол детектора, внутри которого регистрируются заряженные треки (Условие IIа); соответствующий полярный угол менялся от 0.8 до 1.15 радиана;

- Азимутальный угол расколлинеарности двух треков (Условие Iз) менялся от 0.2 до 0.4 радиана;

- Максимально допустимое расстояние от вершины треков до центра места встречи (Условие Iж) менялось в пределах $6 \div 10$ см;

- Минимально допустимый пространственный угол между направлением недостающего импульса и ближайшим к нему фотонным кластером в калориметре (Условие IIIa) менялся от 0 до 0.2 радиана;

- Условие Ie изменялось на
минимальное расстояние от трека до места встречи в R$\phi$ плоскости для каждого из треков $R_{min} < 0.2$ см.

Для каждого из этих случаев полученные в результате оптимизации параметры $\omega$-мезона согласуются в пределах статистических ошибок с приведенными в предыдущем разделе. Также проводилась подгонка без учета интерференции с $\phi$-мезоном, что, как и следовало ожидать, практически не повлияло на результат.

Во всех случаях число событий определялось по обеим методикам, описанным в разделе 6.4, дающим результаты, совпадающие в пределах статистических ошибок.

В результате наши измерения дают следующие величины для параметров $\omega$-мезона:

$$\begin{aligned}
\Gamma_{e^+e^-} \cdot Br(\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0) &= 0.537 \pm 0.012 \pm 0.009 \text{ кэВ} , \\
M_\omega &= 782.71 \pm 0.07 \pm 0.04 \text{ МэВ} , \\
\Gamma_{tot} &= 8.68 \pm 0.23 \pm 0.10 \text{ МэВ} , \\
\sigma_0(\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0) &= 1482 \pm 23 \pm 25 \text{ нб} .
\end{aligned}$$

Во всех приведенных значениях первая ошибка статистическая, вторая — систематическая.

# Глава 7

# Обсуждение результатов

## 7.1 Сравнение с результатами предыдущих экспериментов

На Рис. 7.1 приведена сводка результатов предыдущих экспериментов по массе $\omega$-мезона. Здесь и далее на всех рисунках CMD95 обозначает результаты данной работы [60–62]. Левая заштрихованная полоса соответствует текущему среднемировому значению. Эта величина практически полностью определяется экспериментом CMD87 [55], имеющего точность определения массы, значительно превосходящую все остальные эксперименты.

Эксперимент CMD87, также как и данный эксперимент, использовал метод резонансной деполяризации для точного определения энергии пучков ускорителя. Однако, существовало два принципиальных отличия. Первое состояло в отсутствие в эксперименте CMD87 БЭПа, что вынуждало проводить поляризацию пучков в кольце ВЭПП-2М. Поскольку на энергиях в области массы $\omega$-мезона время поляризации пучка значительно превышает его время жизни, поляризация проводилась при максимальной энергии накопителя. Это приводило к ряду сложностей:

1. Параметры ускорителя перестраивались каждый раз перед измерением энергии.

2. Во время поляризации на высоких энергиях происходил сильный нагрев кольца ВЭПП-2М (масштаба 10°C). Существовавшая тогда система температурной стабилизации [57] не была рассчитана на резкие перепады температур и не могла полностью компенсировать изменение средней энергии пучков. Соответственно, деполяризационные измерения проходили существенно в других температурных условиях, чем набор статистики.

3. Спуск с высоких энергий в область $\omega$-мезона требует прохождения спиновых резонансов, разрушающих поляризацию пучка. Основной деполяризующий эффект дает целый спиновый резонанс на энергии $E_{beam} = 440.65$ МэВ (т.н. "магическая энергия", на которой частота аномальной прецессии спина совпадает с частотой обращения). В CMD87 для сохранения поляризации пучка при прохождении резонанса компенсация магнитного поля детектора специально нарушалась [58] так, что интеграл продольного поля составлял $\sim 5\%$ от основного поля накопителя (режим частичной "Сибирской змейки" [56]). После прохождения резонансов компенсация восстанавливалась, однако анализ остаточных явлений не проводился, что могло приводить к временному появлению нескомпенсированного продольного магнитного поля на орбите пучков и, следовательно, к нарушению зависимости 5.1. Кроме того, для того, чтобы избежать прохождения других спиновых резонансов, бетатронные частоты $\nu_x$, $\nu_z$ существенно сдвигались от их рабочих значений.

Второе отличие было в том, что в CMD87 для деполяризации использовался генератор, развивающий мощность, превосходящую, как было показано позже, на 5–6 порядков требуемую для деполяризации. В такой ситуации деполяризация могла происходить не только на основной частоте генератора, но и на частотах, сдвинутых от основной на величину порядка 20 кГц, что соответствует относительному сдвигу по энергии порядка $10^{-3}$. Частоты порядка 20 кГц использовались в системах питания магнитных элементов ускорителя, что могло приводить к модуляциям как спиновой частоты, так и частоты деполяризатора.

Следует также отметить, что при поиске резонансной частоты сканировался только сравнительно узкий диапазон частот порядка 5 кГц вблизи расчетного значения. Если при этом в первой точке по энергии деполяризация произошла на боковой частоте, то и во всех остальных точках в области $\omega$-мезона поиск частоты резонансной деполяризации происходил только вблизи боковой частоты. Во время проведения эксперимента CMD87 перечисленные эффекты не были должным образом исследованы.

В настоящем эксперименте мощность деполяризатора уменьшена до минимально необходимой, что позволяет исключить возможность деполяризации пучка на любых частотах, кроме основной. Поляризация пучка происходит в БЭПе, и поляризованный пучок перепускается в кольцо ВЭПП-2М при рабочих параметрах ускорителя. Таким образом все вышеперечисленные источники систематической ошибки в данном эксперименте исключены.

Отметим, что величина массы $\omega$-мезона, полученная в данной работе, близка к среднемировому значению до эксперимента CMD87 $M_\omega = 782.55 \pm 0.17$ МэВ (правая заштрихованная полоса на Рис. 7.1).

Полная ширина $\omega$-мезона хорошо согласуется со среднемировым значением (Рис. 7.2(а)). Ошибка в измерении ширины на данный момент определяется набранной статистикой и может быть заметно улучшена в последующих экспериментах. К сожалению, работа ВЭПП-2М при высокой светимости (с использованием "змейки") не позволяет использовать МРД для точного определения энергии пучков, поэтому эксперименты с прецизионной привязкой к энергетической шкале сильно ограничены по количеству набираемой статистики. Соответственно, эксперименты, сделанные при высокой светимости ВЭПП-2М (например [59], имеющий самую высокую точность по определению ширины $\omega$-мезона), не позволяют получить точное значение массы резонанса.

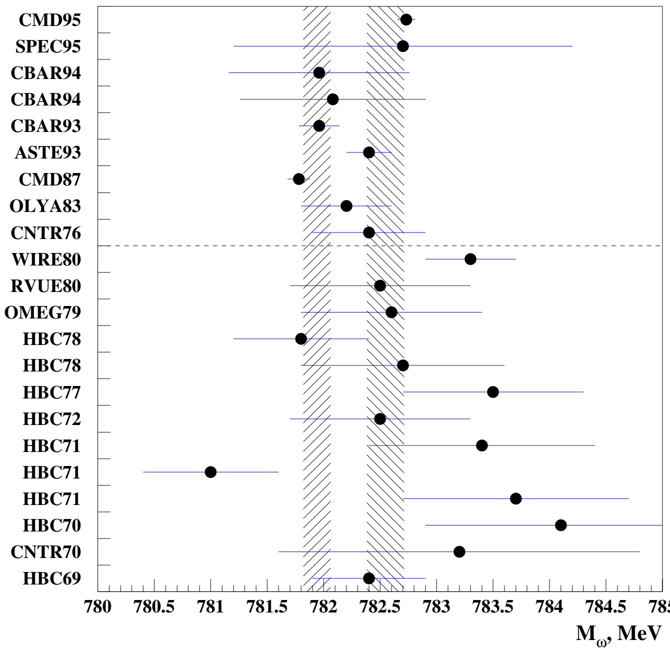
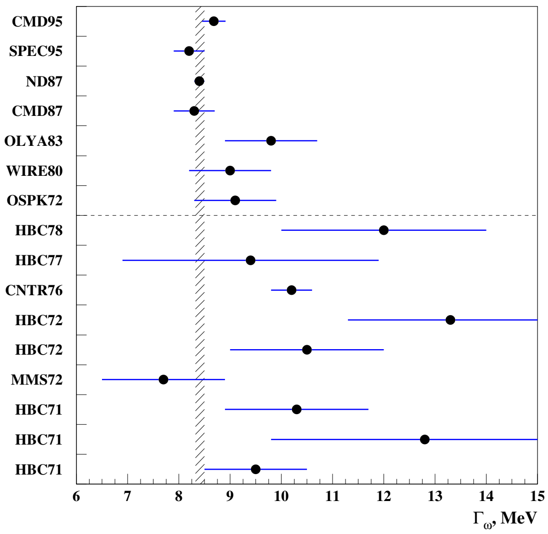


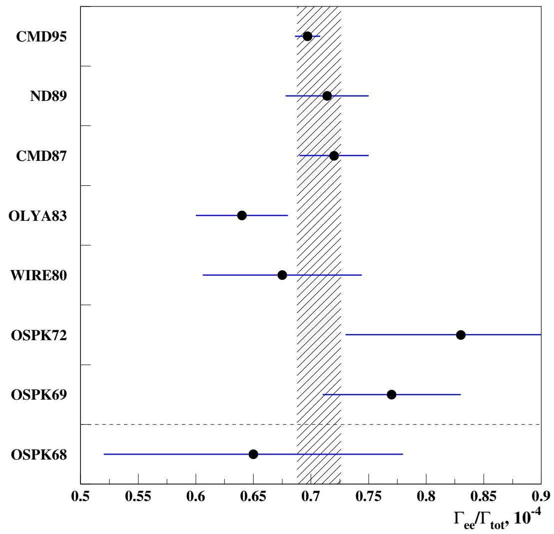

Рис. 7.1: Сводка экспериментальных данных по массе $\omega$-мезона. Левая заштрихованная полоса — текущее среднемировое значение, правая — среднемировое значение до эксперимента CMD87. Результаты CMD95 и экспериментов ниже пунктирной линии не включены в расчет среднемирового значения.

Лептонная ширина $\omega$-мезона также хорошо согласуется со среднемировым значением. В PDG не приводятся результаты отдельных экспериментов по лептонной ширине, а приведены только результаты по относительной лептонной ширине $\Gamma_{e^+e^-}/\Gamma_\omega$. Эта величина легко вычисляется на основе измеренных параметров и ее сравнение с предыдущими экспериментами показано на Рис. 7.2(б).

Вся информация по предшествующим экспериментам взята из [5].




(a) Полная ширина $\omega$-мезона.




(б) Относительная лептонная ширина $\Gamma_{e^+e^-}/\Gamma_\omega$.

Рис. 7.2: Сводка экспериментальных данных по полной и относительной лептонной ширинам $\omega$-мезона. Заштрихованная полоса — текущее среднемировое значение. Результаты CMD95 и экспериментов ниже пунктирной линии не включены в расчет среднемирового значения.

# Глава 8

# Заключение

Основные результаты данной работы состоят в следующем:

1. Изготовлена Z-камера КМД-2, имеющая высокое координатное и временное разрешение, что позволяет использовать ее как в первичном триггере, так и для точного определения полярного угла треков и абсолютной калибровки других систем детектора. Разработана методика изготовления цилиндрических полосковых катодов. Временное и пространственное разрешение, а также другие параметры камеры, адекватны требованиям, предъявляемым к трековой системе и системе запуска детектора. Выбрана удобная в эксплуатации газовая смесь на основе фреона-14 и изобутана, позволяющая получить временное разрешение для двухтрековых событий на уровне лучше 3.5 нс, что дает возможность дополнительного подавления фона от космических частиц приблизительно в 2.5 раза. За время эксплуатации с 1993 по 1999 год камера продемонстрировала устойчивую работу и стабильность параметров;

2. Созданы программы калибровки электронного тракта Z-камеры, оперативного контроля ее параметров, чтения и обработки информации в процессе эксперимента;

3. Разработано программное обеспечение для восстановления Z-координаты и временной привязки событий к моменту столкновения пучков. Получена координатная точность на уровне 250 мкм для треков, перпендикулярных оси пучков;

4. Продемонстрирована возможность контроля стабильности энергии пучков ускорителя по измерению импульсов заряженных частиц трековой системой детектора. Изучена стабильность энергии ВЭПП-2М в сезонах 1994–1995 годов по данным метода резонансной деполяризации в 13 точках по энергии. Показано, что долговременная стабильность средней энергии пучков $\sim$ 50 кэВ. Явная зависимость

энергии пучков от температуры ускорителя в области энергий вблизи массы $\omega$-мезона не наблюдается, но экстраполяция температурной зависимости из области вблизи массы $\phi$-мезона позволяет оценить величину возможных температурных флуктуаций энергии пучков на уровне не более 30 кэВ;

5. Впервые проведено моделирование процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ с учетом изменения кинематики конечных частиц при излучении фотонов начальными частицами. Такой подход позволяет корректно учесть зависимость эффективности регистрации процесса от энергии в системе центра масс для используемых условий отбора;

6. По анализу около 12000 событий $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ в области энергий от 760 МэВ до 810 МэВ в с.ц.м. определены параметры $\omega$-мезона:

$$\begin{aligned}
\Gamma_{e^+e^-} \cdot Br(\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0) &= 0.537 \pm 0.012 \pm 0.009 \text{ кэВ} \ , \\
M_\omega &= 782.71 \pm 0.07 \pm 0.04 \text{ МэВ} \ , \\
\Gamma_{tot} &= 8.68 \pm 0.23 \pm 0.10 \text{ МэВ} \ .
\end{aligned}$$

и сечение в пике:

$$\sigma_0(\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0) = 1482 \pm 23 \pm 25 \text{ нб} \ .$$

На основе этих данных и с использованием табличной величины $Br(\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0) = 0.888 \pm 0.007$ вычислены лептонная ширина и ее отношение к полной ширине:

$$\begin{aligned}
\Gamma_{e^+e^-} &= 0.605 \pm 0.014 \pm 0.010 \text{ кэВ} \ , \\
\Gamma_{e^+e^-}/\Gamma_\omega &= (0.697 \pm 0.011 \pm 0.012) \cdot 10^{-4} \ .
\end{aligned}$$

Точность измерения лептонной ширины лучше среднемировой, точность измерения массы значительно лучше всех предыдущих измерений, точность измерения полной ширины на уровне среднемировой. Все измеренные параметры, за исключением массы, согласуются с результатами предыдущих измерений. Масса $\omega$-мезона приблизительно на 9 стандартных отклонений отличается от результата эксперимента CMD87 [55] и не противоречит результатам остальных экспериментов, имеющих значительно большую ошибку измерения. Расхождение с экспериментом CMD87 связано с наличием в нем значительной систематической ошибки при использовании метода резонансной деполяризации. В настоящем эксперименте вероятный источник этой ошибки полностью исключен и на уровне наших нынешних представлений величина массы $\omega$-мезона, полученная в данной работе, является самым точным измерением.

В заключение я хочу выразить искреннюю благодарность моим научным руководителям Г.В. Федотовичу за постоянное внимание и активное участие в этой работе и Ю.М. Шатунову за ценные консультации по всем вопросам, связанным с работой комплекса ВЭПП-2М. Я очень признателен Е.П. Солодову, Б.И. Хазину, С.И. Эйдельману, А.Е. Бондарю, Б.А. Шварцу за многочисленные полезные советы и обсуждения данной работы, Э.Э. Мархелю за помощь в изготовлении Z-камеры и А.Е Шеру за его большой вклад в расчет радпоправок. Я также признателен Л.М. Баркову за постоянный интерес к работе и за множество ценных замечаний в процессе работы над диссертацией. Я хочу поблагодарить всех сотрудников Лаб. 2 и коллектив ВЭПП-2М за их огромный вклад в эксперименты на КМД-2, а также дирекцию Института за поддержку эксперимента. Особо хочется отметить Н.М. Рыскулова за многочисленные интересные дискуссии и остроумные замечания. Мне очень приятно, что со мной вместе работали Т.А. Пурлац, А.С. Кузьмин, В.Н. Жилич, Н.И. Роот, А.И. Суханов, И.Б. Логашенко, П.П. Кроковный и многие другие, оказавшие мне неоценимую моральную и научную помощь в работе. И, наконец, я хочу выразить огромную благодарность и признательность моей жене Маргарите за ее невероятное терпение и всестороннюю поддержку, без которых эта диссертация вряд ли вообще была бы написана.

# Приложение A

# Кинематическая реконструкция событий без использования Дрейфовой камеры

Кинематической реконструкции подвергаются события, содержащие достаточно данных для достоверной идентификации $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ процесса без привлечения информации о треках из Дрейфовой камеры. Эти события впоследствии могут быть использованы для определения эффективности Дрейфовой камеры и заряженного триггера. Реконструкция возможна в тех случаях, когда все 4 частицы (два заряженных пиона и два $\gamma$-кванта от распада $\pi^0$) попали в калориметр и произвели там четыре хорошо различимых кластера. В таком случае мы имеем 10 измеренных параметров (8 координат кластеров + 2 энергии фотонов), четыре закона сохранения для компонент 4-вектора суммарной энергии-импульса и требование равенства инвариантной массы двух $\gamma$-квантов массе $\pi^0$. Нам необходимо реконструировать начальные углы вылета и импульсы частиц, т.е. 12 неизвестных величин. Система уравнений выглядит следующим образом:

$$
\begin{aligned}
2E_{beam} &= \sqrt{P_+^2 + M_{\pi^+}^2} + \sqrt{P_-^2 + M_{\pi^-}^2} + P_{\gamma_1} + P_{\gamma_2}\,, \\
0 &= P_+ \sin\theta_+ \cos\phi_+ + P_- \sin\theta_- \cos\phi_- + \\
&\quad P_{\gamma_1} \sin\theta_{\gamma_1} \cos\phi_{\gamma_1} + P_{\gamma_2} \sin\theta_{\gamma_2} \cos\phi_{\gamma_2}\,, \\
0 &= P_+ \sin\theta_+ \sin\phi_+ + P_- \sin\theta_- \sin\phi_- + \\
&\quad P_{\gamma_1} \sin\theta_{\gamma_1} \sin\phi_{\gamma_1} + P_{\gamma_2} \sin\theta_{\gamma_2} \sin\phi_{\gamma_2}\,, \\
0 &= P_+ \cos\theta_+ + P_- \cos\theta_- + P_{\gamma_1} \cos\theta_{\gamma_1} + P_{\gamma_2} \cos\theta_{\gamma_2}\,, \\
M_{\pi_0}^2 &= 2P_{\gamma_1} P_{\gamma_2} \left(1 - [\cos\theta_{\gamma_1} \cos\theta_{\gamma_2} + \sin\theta_{\gamma_1} \sin\theta_{\gamma_2} \cos(\phi_{\gamma_1} - \phi_{\gamma_2})]\right)\,, \\
\phi_+^{zc} &= \phi_+ - \arcsin\left(\frac{3 \cdot 10^{-4} R_{zc} B}{2P_+ \sin\theta_+}\right)\,,
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\phi_{-}^{zc} &= \phi_{-} + \arcsin\left(\frac{3\cdot 10^{-4} R_{zc} B}{2P_{-}\sin\theta_{-}}\right), \\
Z_{+}^{zc_{1,2}} &= Z_0 + \frac{2P_{+}\sin\theta_{+}}{3\cdot 10^{-4} R_{zc} B}\operatorname{ctg}\theta_{+}, \\
Z_{-}^{zc_{1,2}} &= Z_0 + \frac{2P_{-}\sin\theta_{-}}{3\cdot 10^{-4} R_{zc} B}\operatorname{ctg}\theta_{-}, \\
\phi_1^{CsI} &= \phi_{\gamma_1}, \\
\phi_2^{CsI} &= \phi_{\gamma_2}, \\
\theta_1^{CsI} &= \operatorname{arctg}\left(\frac{1}{\operatorname{ctg}\theta_{\gamma_1} + Z_0/R_{CsI}}\right), \\
\theta_2^{CsI} &= \operatorname{arctg}\left(\frac{1}{\operatorname{ctg}\theta_{\gamma_2} + Z_0/R_{CsI}}\right), \\
E_1^{CsI} &= P_{\gamma_1}, \\
E_2^{CsI} &= P_{\gamma_2}.
\end{aligned}
$$

где $P_{\pm}$, $\theta_{\pm}$, $\phi_{\pm}$ — соответственно полный импульс, полярный и азимутальный угол вылета для положительно и отрицательно заряженной частицы; $P_{\gamma_i}$, $\theta_{\gamma_i}$, $\phi_{\gamma_i}$ — аналогично для фотона $i$, $(i = 1, 2)$; $B$ — магнитное поле основного магнита КМД-2; $R_{zc}$ — средний радиус Z-камеры; $Z_0$ — $z$-координата точки вылета частиц; $\theta_i^{CsI}$, $\phi_i^{CsI}$, $E_i^{CsI}$ — углы и энергии фотонных кластеров в калориметре; $\phi_{\pm}^{zc}$ — азимутальный угол точки пересечения соответствующей заряженной частицы центрального катода Z-камеры; $Z_{\pm}^{zc_{1,2}}$ — продольная координата точек пересечения заряженными частицами соответственного первого и второго слоя Z-камеры.

Заметим, что ошибка измерения энергии фотона при характерных для данного процесса энергиях (менее 100 MeV) так велика ($\sigma_E \approx 0.15E_{\gamma}$), что использование информации об энерговыделении в калориметре не дает существенного улучшения в реконструкции событий. Тем не менее, система уравнений переопределена даже для случая, когда мы вообще не используем данные об энерговыделении в калориметре. При этом мы предполагаем, что все частицы вылетают из места встречи пучков, одинакового для всех событий. Поскольку координатное разрешение калориметра для минимально ионизирующих частиц значительно хуже, чем для фотонов, разумно для определения кинематики заряженных пионов использовать информацию из Z-камеры. Перекрытие двух слоев Z-камеры позволяет измерять точку влета заряженных частиц с разрешением по азимутальному углу $\phi$

$$\sigma_{\phi} = \frac{2\pi}{64}\frac{1}{\sqrt{12}} \sim 3\cdot 10^{-2}\mathrm{rad}$$

и по полярному углу $\theta$

$$\sigma_\theta = \frac{\sigma_z \sin^2\theta}{R_z} \sim 10^{-3}\mathrm{rad}\,.$$

Координатное разрешение калориметра для фотонов:

$$\sigma_\phi = 0.01 + \frac{0.14}{\sqrt{E_\gamma}}\mathrm{rad},\ \sigma_\theta = 0.01 + \frac{0.15}{\sqrt{E_\gamma}}\mathrm{rad}\,.$$

Таким образом, по углу $\phi$ разрешение Z-камеры сравнимо с разрешением калориметра для фотонов, а по углу $\theta$ заметно его превосходит.

Технически кинематическая реконструкция состоит в минимизации некоторой специально сконструированной функции с помощью пакета MINUIT [48], входящего в состав CERNLIB [51]. Для каждого события минимизация производится дважды, во второй раз предполагаемые заряды частиц меняются на противоположные. Окончательный выбор делается на основе минимального значения $\chi^2$.

Реконструированные таким образом тестовые события используются для определения эффективности реконструкции треков в Дрейфовой камере. Разница в вероятности реконструкции для моделированных и тестовых событий использовалась как оценка систематической ошибки.

# Литература


1. T. Kinoshita, B. Nižić and Y. Okamoto, Phys. Rev., **D31**, 1985, p. 2108.
2. C. Timmermans *et al.*, Proc. of the International Conference on High Energy Physics (ICHEP), July 1998, Vancouver, Canada.
3. S. Eidelman and F.Jegerlehner, Z.Phys., **C67**, 1995, p. 585.
4. D.H. Brown and W. A. Worstell, Phys. Rev., **D54**, 1996, p. 3237.
5. Caso *et al.*, Review of Particle Physics., The European Physical Journal, **C3**, 1998, NN 1–4.
6. В.В. Анашин, И.Б. Вассерман, В.Г. Вещеревич *и др.*, Электрон-позитронный накопитель-охладитель БЭП., Препринт ИЯФ **84-114**, Новосибирск, 1984.
7. Г.А. Аксенов, В.М. Аульченко, Л.М. Барков *и др.*, Проект детектора КМД-2., Препринт ИЯФ **85-118**, Новосибирск, 1985.
8. 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, **5**, 1988, p. 18.
9. Рабочие материалы, Накопительное кольцо БЭП., Препринт ИЯФ **83-98**, Новосибирск, 1983.
10. V.V. Anashin *et al.*, Preprint INP **84-123**, Novosibirsk, 1984.
11. В.М. Аульченко, В.А. Аксенов, П.М. Бесчастнов *и др.*, СНД — Сферический Нейтральный Детектор для ВЭПП-2М., Препринт ИЯФ **87-36**, Новосибирск, 1987.
12. А.Н. Скринский, Ю.М. Шатунов, Прецизионные измерения масс элементарных частиц на накопителях с поляризованными пучками., Успехи физических наук, **158**, вып. 2, 1989, с. 315–326.
13. E.V. Anashkin, V.M. Aulchenko, S.E. Baru *et al.*, A coordinate system of the CMD-2 detector., Nucl.Instrum. and Meth., **A283**, 1989, p. 752.
14. Ф.В. Игнатов, П.А. Лукин, А.С. Попов *и др.*, Дрейфовая камера детектора КМД-2., Препринт ИЯФ **99-64**, Новосибирск, 1999.
15. 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.
16. 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., **A323**, 1992, p. 178.
17. V.M. Aulchenko, B.O. Baibusinov, A.E. Bondar *et al.*, CMD-2 barrel calorimeter., Nucl.Instrum. and Meth., 1993, **v.A336**, p.53.

18. D.N. Grigoriev *et al.*, IEEE Trans.Nuc.Sci., **42**, 1995, p. 505.

19. V.M. Aulchenko, B.O. Baibusinov, A.G. Chilingarov *et al.*, Muon system based on streamer tubes with time-difference readout., Nucl. Instr. and Meth., 1988, **A265**, p 137.

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

21. В.М. Аульченко *и др.*, Электроника калориметра КМД-2., Препринт ИЯФ **92-28**, Новосибирск, 1992.

22. 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

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

24. Блоки выполненные в стандарте КАМАК. Информационный материал. Препринт ИЯФ, Новосибирск, 1985.

25. П.А. Лукин, Восстановление треков заряженных частиц в ДК КМД-2., Дипломная работа, НГУ, Новосибирск, 1996.

26. В.А. Монич, Третичный триггер детектора КМД-2 на базе процессора АП-32., Дипломная работа., Новосибирск, 1993.

27. А.И. Суханов, Возможность регистрации нейтральных процессов детектором КМД-2., Дипломная работа., Новосибирск, 1993.

28. В.М. Аульченко, Б.О. Байбусинов, В.М. Титов, Информационные платы ТП, $\Delta$Т и Т2А системы сбора данных КЛЮКВА., Препринт ИЯФ **88-22**, Новосибирск, 1988.

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

30. 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.

31. Э.В. Анашкин, А.Е. Бондарь, Н.И. Габышев *et al.*, Моделирование детектора КМД-2., Препринт ИЯФ **99-1**, Новосибирск, 1999.

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

33. 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.

34. P.A. Aarnio *et al.,* Fluka user's guide., Technical Report TIS-RP-190, CERN, 1990.

35. A. Fasso *et al.,* A comparison of FLUKA Simulations with measurements of Fluence and

Dose in Calorimeter Structures., Nucl.Instr. & Meth., **A332**, 1993, pp. 332-459.

36. A. Breskin, G. Charpak *et al.*, Nucl. Instr. and Meth., **176**, 1977, p. 29.
37. E. Mathieson, J.S. Gordon, Cathode charge distributions in multiwire chambers., Nucl.Instr. and Meth., **A227**, 1984, pp. 267-282.
38. Н.М. Рыскулов, Привязка к треку систем в КМД-2., Меморандум КМД-2 **Offline-2**, Новосибирск, 1996.
39. Б.И. Хазин, Д.В. Черняк, Восстановление Z-координаты в дрейфовой камере., Меморандум КМД-2 **DC-11**, Новосибирск, 1995.
40. E.V. Anashkin D.V. Chernyak, G.V. Fedotovich *et al.*, Calibration of CMD-2 drift chamber., Nucl. Instr. and Meth. **A379**, 1996, pp. 432-433.
41. F.A. Berends, R. Kleiss, Distributions in the process $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$., Nucl.Phys., **B228**, 1983, p. 537.
42. R.R. Akhmetshin *et al.*, Measurement of $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ cross section with CMD-2 around $\rho$-meson., Preprint Budker INP **99-10**, Novosibirsk, 1999.
43. Ю.М. Шатунов, Частное сообщение.
44. А.Д. Букин, Я.С. Дербенев, А.М. Кондратенко *и др.*, Метод абсолютной калибровки энергии пучков в накопителе. Измерение массы $\phi$-мезона., В кн.: Труды 5-го Международного симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц. Варшава, 1975, с. 138–147.
45. Б.А. Баклаков, И.Б. Вассерман, В.Ф. Еременко *и др.*, Стабилизация средней энергии пучков в накопителе ВЭПП-2М при проведении прецизионных экспериментов., В кн.: Труды 7-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц., Дубна, 1981, том I, с. 338–340.
46. А.А. Полунин, Спиновый резонанс с радиочастотным полем в прецизионных экспериментах с поляризованными пучками на накопителе ВЭПП-2М., Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 1989.
47. Г. Корн, Т. Корн, Справочник по математике., Москва, 1977, с. 614.
48. F. James. MINUIT, Minimization package. Reference Manual, CERN Program Library Long Writeup **D506**., CERN Geneva, Switzerland, 1994.[1]
49. The ZEBRA System., CERN Program Library Long Writeups **Q100/Q101.**, CERN Geneva, Switzerland, 1995.[2]
50. HBOOK Reference Manual., CERN Program Library Long Writeup **Y250**., CERN Geneva, Switzerland, 1994.[3]
51. CERNLIB, CERN Program Library., CERN Geneva, Switzerland.[4]

52. 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. Reports, **202**, 1991, p. 99.
53. Э.А. Кураев, В.С. Фадин, Радиационные поправки к сечению однофотонной аннигиляции $e^+e^-$ пары большой энергии., Ядерная физика, **41**, вып. 3, с. 733.
54. A.B. Arbuzov *et al.*, Radiative corrections for pion and kaon production at $e^+e^-$ colliders of energies below 2 GeV., The Journal of High Energy Physics, **10**, 1997, p. 6.
55. L.M. Barkov *et al.*, English Translation of Sov. Phys. ZhETF Letters, **46**, 1987, p. 164.
56. Я.С. Дербенев, А.М. Кондратенко, А.Н. Скринский, Ю.М. Шатунов, Сохранение поляризации пучков в накопителях при пересечении спиновых резонансов., Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Протвино, 1977., Серпухов, 1977, том 2, с. 76–80.
57. Б.А. Баклаков, И.Б. Вассерман, В.Ф. Веремеенко *и др.*, Стабилизация средней энергии пучков в накопителе ВЭПП-2М при проведении прецизионных экспериментов., Труды 7-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1980. — Дубна, 1981, том I, с. 338–340.
58. А.И. Шехтман, Измерение параметров $\omega$-мезона на накопителе ВЭПП-2М с помощью криогенного магнитного детектора., Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 1987.
59. V.M. Aulchenko, S.I. Dolinsky, V.P. Druzhinin *et al.*, Phys.Letters **B186**, 1987, p. 432.
60. R.R. Akhmetshin, G.A. Aksenov, E.V. Anashkin *et al.*, The precise measurement of the $\omega$-meson parameters with the CMD-2 detector., Proceedings of the International Conference Hadron Structure '96, Stara Lesna, 1996, pp. 217–222.
61. R.R. Akhmetshin, G.A. Aksenov, E.V. Anashkin *et al.*, Recent results from CMD-2 detector at VEPP-2M., Preprint INP **99-11**, Novosibirsk, 1999.
62. R.R Akhmetshin, G.A. Aksenov, E.V. Anashkin *et al.,* Measurement of the $\omega$-meson parameters with CMD-2 detector., Proceedings of the international workshop on $e^+e^-$ collisions from $\phi$ to $J/\Psi$, BINP, Novosibirsk, 1999 (*to be published*).


[1]см. http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/WWW/minuit/minmain/minmain.html
[2]см. http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/zebra_html3/zebramain.html
[3]см. http://wwwcn.cern.ch/asdoc/hbook_html3/hboomain.html
[4]см. http://wwwinfo.cern.ch/asd/cernlib/overview.html