

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г.И. БУДКЕРА
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Кыштымов Дмитрий Андреевич

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ $J/\psi \rightarrow \rho\eta$ и $J/\psi \rightarrow \phi\eta$
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ С ДЕТЕКТОРОМ КЕДР**

1.3.15. Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Тодышев Корнелий Юрьевич

Новосибирск — 2026

Оглавление

	Стр.
Введение	5
Глава 1. Проект Супер Чарм-Тау Фабрики	15
1.1 Коллайдер Супер Чарм-Тау Фабрики	15
1.2 Детектор для Супер Чарм-Тау Фабрики	18
1.3 Проект дрейфовой камеры для Супер Чарм-Тау Фабрики . . .	20
1.3.1 Газовая смесь для дрейфовой камеры	22
1.3.2 Проволочная структура дрейфовой камеры	23
1.3.3 Импульсное и энергетическое разрешения дрейфовой камеры	25
Глава 2. Малый прототип дрейфовой камеры и алгоритм калибровки установки	28
2.1 Малый прототип дрейфовой камеры	28
2.2 Алгоритм реконструкции треков заряженных частиц и калибровки установки	32
2.2.1 Процедура определения $R(t)$	33
Глава 3. Измерение пространственного разрешения на малом прототипе дрейфовой камеры	39
3.1 Моделирование эксперимента	39
3.2 Экспериментальное измерение пространственного разрешения .	40
Глава 4. Экспериментальный комплекс ВЭПП-4М и детектор КЕДР	48
4.1 Экспериментальный комплекс ВЭПП-4М	48
4.2 Детектор КЕДР	50
Глава 5. Матричные элементы распадов J/ψ-мезона	53

5.1	Ковариантный способ параметризации сечения распада J/ψ -мезона в состояние $V + P$	53
5.2	Метод спиральных амплитуд	55
Глава 6. Исследование процесса распада J/ψ-мезона в		
	состояние $\rho\eta$	58
6.1	Конечное состояние $\pi^+\pi^-\eta$	58
6.2	Моделирование распада J/ψ -мезона в состояние $\rho\eta$	61
6.3	Отбор событий	62
6.4	Процедура вычисления вероятностей распадов	64
6.5	Результаты исследования процесса $J/\psi \rightarrow \rho\eta$	67
6.5.1	Подгонка экспериментальных данных	68
6.5.2	Оценка систематических неопределённостей в измерении $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \rho\eta)$	72
Глава 7. Исследование процесса распада J/ψ-мезона в		
	состояние $\phi\eta$	84
7.1	Конечное состояние $K^+K^-\eta$	84
7.2	Моделирование распадов J/ψ -мезона в состояние $\phi\eta$	85
7.3	Отбор событий	85
7.4	Процедура вычисления вероятности распада	86
7.5	Результаты исследования процесса $J/\psi \rightarrow \phi\eta$	86
7.5.1	Подгонка экспериментальных данных	87
7.5.2	Оценка систематических неопределённостей в измерении $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \phi\eta)$	89
	Заключение	97
	Список сокращений и условных обозначений	100

Список литературы	101
Список рисунков	120
Список таблиц	128
Приложение А. Смешивание η и η' мезонов	130
Приложение Б. Смешивание ρ и ω мезонов	133

Введение

Актуальность темы исследования

J/ψ -мезон — это наиболее “яркая” частица семейства «чармониев», связанных состояний $c\bar{c}$ -кварков. Имеется в виду не только уникально высокая интенсивность рождения адронов в области J/ψ -резонанса на встречных электрон-позитронных пучках, но и историческая значимость открытия, произошедшего более полувека назад [1; 2]. За прошедшее время исследования распадов J/ψ -мезона не утратили актуальность и продолжают оставаться востребованными для квантовой электродинамики (КЭД) и квантовой хромодинамики (КХД). Ключевая особенность этой частицы — подавление сильных распадов запретом Окубо-Цвейга-Иизуки [3–5], что позволяет более явно выделять электромагнитные каналы по сравнению с лёгкими векторными мезонами (ρ , ω , ...). В современных экспериментах анализ распадов J/ψ -резонанса служит инструментом для решения множества задач, среди которых проверка предсказаний КХД, поиск экзотических адронных состояний (глюболов, гибридов, многокварковых систем) [6; 7] и уточнение параметров смешивания в псевдоскалярном секторе [8–12].

Основная часть диссертационной работы посвящена измерению вероятностей распадов J/ψ в конечные состояния $\rho\eta$ и $\phi\eta$ на основе данных эксперимента детектора КЕДР [13] на коллайдере ВЭПП-4М [14] в институте ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (ИЯФ). Распады J/ψ в состояния вида вектор–псевдоскаляр ($V + P$), такие как $\rho\eta$ и $\phi\eta$, являются идеальными системами для изучения η - η' -смешивания и определения кваркового состава псевдоскалярных мезонов, включая возможную примесь глюболов [8–12]. Измерение соответствующих парциальных ширин и интерференционных фаз даёт важную информацию о динамике сильных взаимодействий.

Одним из главных ограничений в исследованиях процессов в физике элементарных частиц является недостаток статистики. Для его преодоления во

всём мире ведутся разработки новых e^+e^- -коллайдеров рекордной светимости в области энергий «с»-кварка и τ -лептона, называемых «фабриками». В настоящее время предложено два проекта: Супер Чарм-Тау Фабрика (СЧТФ) в ИЯФ СО РАН [15] и Супер Тау-Чарм Фабрика в Китае [16]. Оба коллайдера способны за экспериментальный год набрать статистику по распадам J/ψ , превышающую все существующие наборы данных, полученные с момента открытия чармония. Успех будущих экспериментов напрямую зависит от характеристик детекторов, в частности, трековых систем. Ключевым элементом трековой системы детектора СЧТФ является крупногабаритная дрейфовая камера (ДК) [17], которая должна обеспечить реконструкцию треков заряженных частиц, их идентификацию по ионизационным потерям и измерение импульсов с большой точностью в магнитном поле. Важнейшей характеристикой ДК является её пространственное разрешение, определяющее итоговое импульсное разрешение установки. Для подтверждения проектного пространственного разрешения лучше 100 мкм выполнены опыты с прототипом первого слоя дрейфовой камеры.

Степень разработанности темы исследований

Первые и последние измерения распада $J/\psi \rightarrow \rho\eta$ были выполнены коллорабациями MARK-III [18] и DM2 [19] более трёх десятилетий назад. Процесс $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$, в котором доминирует канал $\rho\eta$, впоследствии изучался коллорабациями BES-III [20] и BaBar [21]. Однако в этих работах не проводился полный анализ динамики, учитывающий, помимо основных вкладов $\rho\eta$ и $\omega\eta$, возможные вклады от ранее не наблюдавшихся промежуточных резонансов, таких как $a_2(1320)\pi$ и $\rho(1450)\eta$ (по аналогии с распадом $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ [22]). В работе от 76-го года [23] на эксперименте DORIS при исследовании двух-адронных событий в распадах J/ψ не было обнаружено ни одного события $a_2(1320)\pi$, хотя годом позже он был предсказан в теоретической работе [24]. Особый интерес представляет сильная интерференция ρ - ω , для которой фаза интерференции в ранних экспериментах по исследованию процесса $J/\psi \rightarrow \rho\eta$

имеет противоречивые результаты: $(46 \pm 15)^\circ$ (MARK-III [18]) и $(-5 \pm 10)^\circ$ (DM2 [19]).

Процесс $J/\psi \rightarrow \phi\eta$ исследовался несколькими экспериментами: MARK-III [18], DM2 [19], BaBar [25], Belle [26] и BES-II [27]. Состояние $\phi\eta$ в основном распадается в $K^+K^-\eta$. В предыдущих исследованиях для разделения событий $J/\psi \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-\eta$ от $J/\psi \rightarrow K^+K^-\eta$ с другими промежуточными состояниями использовалось условие на инвариантную массу двух каонов, поскольку ближайший резонанс находится на расстоянии более нескольких сотен МэВ от ϕ -мезона. События внутри массового ограничения (в районе 10 МэВ от ϕ -мезона) интерпретировались как сигнальные события от ϕ -резонанса с примесями фона, который оценивался из экстраполяции данных за ограничениями (на расстоянии более 10 МэВ).

Современные дрейфовые камеры экспериментов BaBar [28], BES-III [29], Belle [30], CLEO-III [31] обеспечивают пространственное разрешение на уровне 110–130 мкм. Для Belle-II достигнуто разрешение около 100 мкм [32]. В проекте дрейфовой камеры детектора для СЧТФ заложено разрешение лучше 100 мкм, что было обосновано численным моделированием в программном пакете GARFIELD++ [33] и оптимизацией геометрии ячеек [17]. Настоящая работа представляет собой экспериментальное подтверждение этой возможности на малом прототипе.

Цели и задачи

Целью методической части диссертационной работы является экспериментальное подтверждение проектного разрешения дрейфовой камеры детектора для Супер Чарм-Тау Фабрики в опыте с прототипом. Были решены следующие задачи:

1. Создана программа реконструкции треков заряженных частиц в прототипе дрейфовой камеры;

2. Разработана процедура калибровки прототипа с использованием особенностей геометрии гексагональной структуры ячеек и учётом азимутальной зависимости изохрон;
3. Проведено моделирование опыта с помощью программы GARFIELD++;
4. Собрана экспериментальная установка и выполнены опыты с прототипом на космических мюонах;
5. Обработаны результаты измерений и оценены систематические неопределённости.

Целью физической части работы является исследование распадов $J/\psi \rightarrow \rho\eta$ и $J/\psi \rightarrow \phi\eta$ в эксперименте с детектором КЕДР на коллайдере ВЭПП-4М. Были решены следующие задачи:

1. Предложены модели распадов с учётом различных промежуточных состояний и интерференций между ними;
2. Изучены фоновые процессы;
3. Проведено Монте-Карло моделирование событий изучаемых и фоновых процессов;
4. Реконструированы и отобраны события распадов $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ и $J/\psi \rightarrow K^+K^-\eta$;
5. Измерены вероятности распадов $J/\psi \rightarrow \rho\eta$ и $J/\psi \rightarrow \phi\eta$;
6. Оценены систематические погрешности измерений.

Научная новизна

Научная новизна диссертационной работы определяется результатами, полученными в двух направлениях: разработка детекторных технологий для эксперимента следующего поколения СЧТФ и проведение физического анализа на действующей установке детектора КЕДР.

Проект Супер Чарм-Тау Фабрика — это ключевая перспективная установка для физики высоких энергий, предназначенная для поисков Новой физики и исследований границ Стандартной модели. В рамках подготовки к эксперименту был разработан малый прототип дрейфовой камеры, при помощи которого было подтверждено качество конструкции экспериментальным

измерением пространственного разрешения лучше 100 мкм, что превосходит аналогичные показатели ведущих детекторов BaBar, BES-III, Belle, Belle-II, CLEO-III [28–32], где разрешение составляет 100–130 мкм.

Полученные результаты демонстрируют высокую степень проработанности конструкции ДК для СЧТФ и её соответствие требованиям эксперимента. Это критически важно для обеспечения высокой точности реконструкции событий, что откроет новые возможности для изучения сильных и электромагнитных взаимодействий, а также для поиска экзотических состояний за пределами Стандартной модели.

Параллельно в рамках текущих исследований на детекторе КЕДР был выполнен детальный анализ распадов $J/\psi \rightarrow \rho\eta$ и $J/\psi \rightarrow \phi\eta$. В этом анализе впервые обнаружены указания на вклад промежуточных состояний $\rho(1450)\eta$ и $a_2(1320)\pi$ в распад $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$, что не наблюдалось в предыдущих экспериментах. Кроме того, были измерены интерференционные фазы между ρ , ω и $\rho(1450)$, что даёт новую информацию о динамике смешивания резонансов и их взаимодействиях в рамках КХД. Получены уточнённые значения вероятностей распадов J/ψ -мезона в состояния $\rho\eta$, $\phi\eta$ и $\pi^+\pi^-\eta$, которые согласуются с измерениями коллабораций MARK-III [18], DM2 [19], BES-III [20], BaBar [21; 25], Belle [26], BES-II [27], а также вероятности распадов для ранее не наблюдавшихся процессов $J/\psi \rightarrow \rho(1450)\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ и $J/\psi \rightarrow a_2(1320)\pi$. Эти результаты важны для понимания непертурбативных эффектов КХД и природы η - η' смешивания.

Теоретическая и практическая значимость работы

Основная **практическая значимость** настоящей работы заключается в экспериментальном подтверждении возможности достижения пространственного разрешения в дрейфовой камере детектора для Супер Чарм-Тау Фабрики меньше 100 мкм. Измерения на космических частицах доказывают работоспособность установки в условиях, близких к реальному эксперименту. Полученные результаты важны для обеспечения высокой точности реконструкции событий в детекторе для Супер Чарм-Тау Фабрики, а разработанный

алгоритм калибровки может быть адаптирован для использования в будущих трековых системах.

Теоретическая значимость работы состоит в углублении понимания КХД на примере распадов J/ψ -мезона. Уточнённые значения $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \rho\eta)$ и $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \phi\eta)$ вносят вклад в систему данных о распадах в состояния типа «вектор–псевдоскаляр», необходимую для проверки моделей η - η' -смешивания и поиска глобальной примеси в волновых функциях η и η' мезонов (см. приложение А). Обнаруженные указания на вклад промежуточных состояний $\rho(1450)\eta$ и $a_2(1320)\pi$ в процессе $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ и измеренные интерференционные фазы между ρ и ω мезонами предоставляют экспериментальный материал для тестирования теоретических подходов к описанию динамики сильных распадов чармония.

Методология и методы исследования

Методологической основой диссертационной работы являются экспериментальные методы исследования, включающие численное моделирование в пакете GARFIELD++, подгонки экспериментальных событий на основе методов статистической обработки данных, а также моделирование событий методом Монте-Карло.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Проведено исследование распадов $J/\psi \rightarrow \rho\eta$, $J/\psi \rightarrow \phi\eta$ и $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ на эксперименте с детектором КЕДР;
2. При анализе динамики распада $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ обнаружены указания на вклады промежуточных состояний $\rho(1450)\eta$ и $a_2(1320)\pi$;
3. Предложенная итерационная процедура калибровки дрейфовой камеры, учитывающая азимутальную зависимость изохрон и использующая детальное моделирование, позволяет определить зависимость $R(t)$ и параметры треков частиц с точностью, достаточной для достижения пространственного разрешения менее 100 мкм;
4. Пространственное разрешение составляет менее 100 мкм на малом прототипе дрейфовой камеры для Супер Чарм-Тау Фабрики в газо-

вых смесях $\text{He}/\text{C}_3\text{H}_8$ (60/40) и $\text{He}/\text{C}_2\text{H}_6$ (50/50) при усилении более $5 \cdot 10^4$.

Степень достоверности и апробация результатов

Достоверность результатов в методической части обеспечивается детальным численным моделированием. Ключевым элементом проверки методики стало полное моделирование экспериментального цикла с использованием программного пакета GARFIELD++. В модели были последовательно воспроизведены все этапы: от генерации треков космических частиц, ионизации в газе и дрейфа электронов до формирования сигналов на анодных проволочках и последующей реконструкции треков. Полученные на смоделированных данных значения параметров треков частиц служили ориентиром для оценки систематических смещений. В реальном эксперименте была проведена всесторонняя оценка неопределённостей, включающая вклады шумов электроники, флуктуации параметров газовой среды, неточности положений проволочек. Каждый из этих источников был оценён в итоговой погрешности. Воспроизводимость результатов подтверждена серией измерений в различных временных промежутках. Полученные значения пространственного разрешения отображали ожидаемую зависимость от параметров эксперимента, таких как коэффициент газового усиления и состав рабочей газовой смеси.

Достоверность результатов в основной части работы обеспечивается комплексом методических подходов и процедур верификации. Ключевые измеряемые величины (вероятности распадов и интерференционные фазы) были определены с использованием метода максимального правдоподобия путём совместной аппроксимации теоретической модели и экспериментальных данных. Полученные модели показали хорошее согласие с наблюдаемыми распределениями инвариантных масс. Результаты аппроксимации проверялись на устойчивость при изменении границ условий отбора и модели фонового процесса. Согласованность результатов, полученных для различных проекций кинематических параметров (например, распределений по инвариантным

массам, импульсам и энергиям частиц), подтверждает корректность применяемой физической модели. Итоговые значения вероятностей распадов показали согласие с результатами предыдущих независимых измерений, выполненных коллаборациями MARK-III [18], DM2 [19], BES-III [20], BaBar [21;25], Belle [26] и BES-II [27].

Основные результаты диссертационной работы были представлены на:

- Международной конференции по детекторной физике высоких энергий «Technology & Instrumentation in Particle Physics» (TIPP2023) (г. Кейптаун, 2023);
- Всероссийской конференции «XXIV Харитоновские тематические научные чтения по проблемам ускорительной техники и физики высоких энергий» (г. Саров, 2023);
- Международной школе по физике элементарных частиц «Moscow International School of Physics 2024» (г. Москва, 2024);
- Молодёжной конференции «Физика элементарных частиц и космология» (г. Москва, 2024);
- Сессии-конференции секции ядерной физики ОФН РАН, посвящённой 70-летию В.А. Рубакова (г. Москва, 2025).

Работа по измерению вероятности распадов $J/\psi \rightarrow \rho\eta$ и $J/\psi \rightarrow \phi\eta$ удостоена премией мэрии города Новосибирска в сфере науки и инноваций в 2025 году.

Публикации

По теме диссертации опубликовано 3 работы [34–36], среди них 2 в рецензируемых научных журналах [34; 36], проиндексированных в международных базах данных SCOPUS и Web of Science Core Collection:

- The spatial resolution measurements on the small prototype of the Super Charm-Tau Factory drift chamber / I. Yu. Basok, V. S. Bobrovnikov, A. V. Bykov [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers,

Detectors and Associated Equipment. — 2024. — Vol. 1064. — P. 169419. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2024.169419> (дата обращения: 30.01.2026);

- The branching fraction measurements of J/ψ decay into $\rho\eta$ and $\phi\eta$ final states / V. V. Anashin, O. V. Anchugov, K. V. Astrelina [et al.]. — Текст: электронный // Physics Letters B. — 2026. — Vol. 873. — P. 140152. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269326000067> (дата обращения: 30.01.2026).

Помимо этого, было получено свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ [37]:

- Программа калибровки прототипа дрейфовой камеры Супер Чарм-Тау Фабрики: свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2025695507: заявл. 05.12.2025: опубл. 17.12.2025 / Кыштымов Д. А. ; заявитель Российская Федерация, от имени которой выступает Государственная корпорация по атомной энергии «Росатом» и Федеральное государственное унитарное предприятие «Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики». — 19 МБ. — Текст : непосредственный.

Личный вклад автора в результаты работы, представленные в положениях, является определяющим.

Для статей [34; 35] автором был модернизирован малый прототип дрейфовой камеры детектора для Супер Чарм-Тау Фабрики, промоделирован и поставлен эксперимент по измерению пространственного разрешения с использованием пакета GARFIELD++. Для этого им была разработана система считывания данных с прототипа, написана программа реконструкции треков заряженных частиц и реализован итерационный алгоритм калибровки установки, учитывающий гексагональную симметрию эксперимента для повышения эффективности сбора данных в условиях низкой загрузки. Программа

реконструкции треков и алгоритм калибровки прототипа легли в основу свидетельства о государственной регистрации программы для ЭВМ [37].

В работе [36] автором были разработаны оптимальные условия отбора сигнальных событий в условиях обилия фоновых процессов, применены современные методы реконструкции событий в условиях эксперимента. Автор текущей работы принимал участие в разработке модели распада J/ψ -мезона с учётом всех возможных промежуточных состояний, чьё число в общей сложности достигает 5 вкладов в процессе $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$. Им было проведено Монте-Карло моделирование ряда процессов двумя способами: при использовании ковариантного способа записи матричных элементов сечения и метода спиральных амплитуд. Им был применён метод максимального правдоподобия для определения вероятностей распадов и интерференционных фаз, а также детально были изучены систематические неопределённости, вносимые в измерения. Параллельно, в работе на детекторе КЕДР, автор участвовал в обеспечении мониторинга качества данных эксперимента и калибровке дрейфовой камеры.

Коллаборация КЕДР согласна с тем, что автор работы является основным автором публикации.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения, списка сокращений и условных обозначений, списка литературы, списка рисунков, списка таблиц и двух приложений. Полный объём диссертации составляет 134 страницы, включая 55 рисунков и 13 таблиц. Список литературы содержит 107 наименований.

Глава 1. Проект Супер Чарм-Тау Фабрики

1.1 Коллайдер Супер Чарм-Тау Фабрики

Одним из важнейших инструментов для исследования субатомного мира являются эксперименты на встречных электронно-позитронных пучках, которые остаются ключевым методом исследования субатомного мира с 1960-х годов. В настоящее время коллайдерная физика шагнула далеко вперёд. Сейчас разрабатываются новые установки класса мегасайенс, в число которых входит и проект лептонного коллайдера СЧТФ, предложенный ИЯФ СО РАН. Данный проект позволит исследовать физику частиц на пороге рождения чарм-кварка и тау-лептона с рекордной светимостью 10^{35} $1/\text{см}^2/\text{с}$ (см. рисунок 1.1) [15; 38; 39].

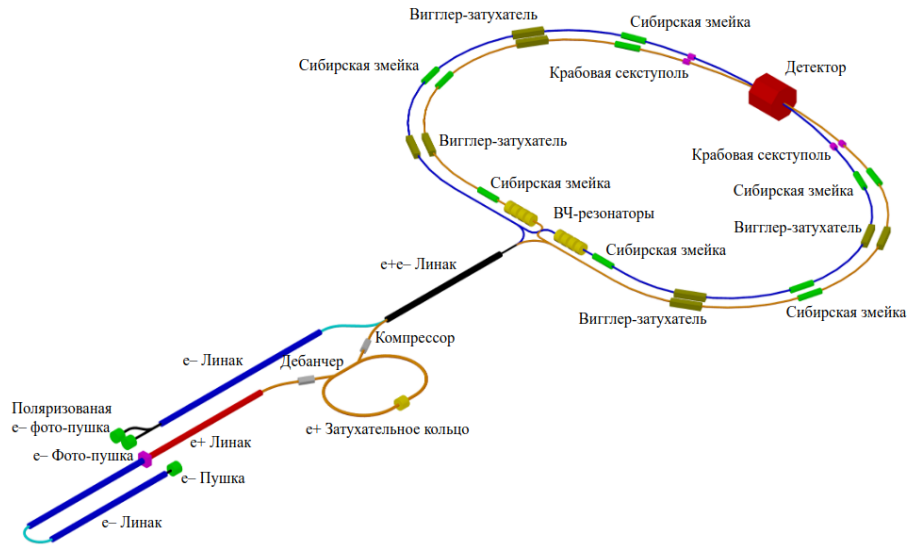


Рисунок 1.1 — Схема проекта Супер Чарм-Тау Фабрики. Рисунок взят из источника [15]

Новый коллайдер должен иметь энергию пучка от 1 ГэВ до 2.5 ГэВ, что покрывает диапазон энергий рождения чармониев. СЧТФ примечательна тем, что в ней планируется применение технологии получения поляризованных

пучков, где электронный сгусток должен быть поляризован продольно с симметричными электронно-позитронными пучками. Для увеличения светимости на 1–2 порядка планируется применить принципиально новую схему столкновения частиц, Crab Waist (CW) [40]. Для измерения энергии пучка будет применён способ обратного комптоновского рассеяния на пучках при помощи лазерного излучения [41], активно используемый в [14].

В экспериментах на СЧТФ при такой высокой светимости возможно набрать 1 аб^{-1} данных за один экспериментальный год, среди которых будет около $5 \times 10^{11} J/\psi$, $5 \times 10^{10} \psi(2S)$, $10^9 D$ -мезонов и $10^9 \tau$ -лептонов, что кратно превышает статистику, набранную на предыдущих установках, таких как CLEO, BES-III, KEDR. За всё время работы коллайдерного комплекса планируется набрать около 10 аб^{-1} , что позволит с высокой статистической значимостью исследовать состояния, состоящие из кварков первых двух поколений.

Физическая программа СЧТФ очень обширна, в неё входят:

- Прецизионные исследования состояний чармониев и их распадов. На набранной статистике можно будет наблюдать ещё не обнаруженные редкие электрические $\eta_c(2S) \rightarrow h_c \gamma$, $\psi(3770) \rightarrow \chi_{c2} \gamma$ и магнитные дипольные переходы $\eta_c(2S) \rightarrow J/\psi \gamma$, $h_c \rightarrow \chi_{c0} \gamma$;
- Подробное исследование спектроскопии лёгких адронов и семейства чармониев, а также измерение угла Вайнберга в распадах J/ψ -мезона. Низколежащие состояния чармониев ещё не до конца исследованы, изучены только около 45% распадов J/ψ в адроны, хотя с момента его открытия прошло уже более 50 лет;
- Изучение распадов с нарушением CP [42] инвариантности в распадах очарованных адронов, таких как заряженные D и D_s и нейтральные D^0 мезоны (см. рисунок 1.2) и τ -лептона. На статистике СЧТФ можно будет набрать около $10^9 D$ -мезонов и τ -лептонов, где есть возможность также исследовать нарушение лептонной универсальности и измерить параметры Мишеля [43; 44].

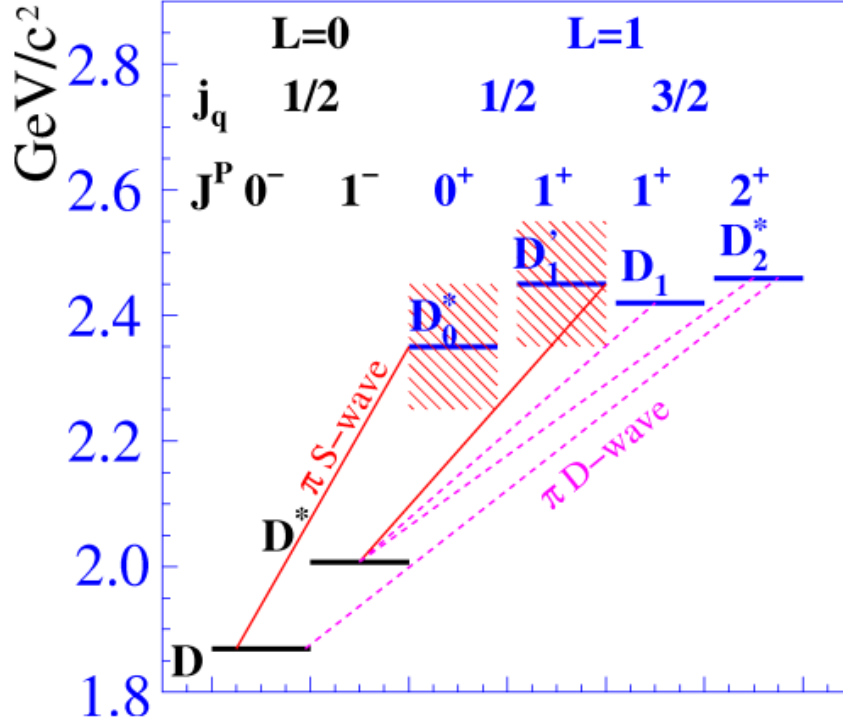


Рисунок 1.2 — Схема уровней D -мезонов. Рисунок взят из источника [15]

Кроме того, планируется осуществить поиск экзотических состояний частиц, свойства которых не описываются полностью в рамках Стандартной модели (например, они могут иметь неприменимые для обычных мезонов квантовые числа J^{PC} или нетривиальную кварковую структуру вроде $qq\bar{q}\bar{q}$). Их природа до конца не ясна. Разными коллаборациями, такими как Belle, BaBar, CLEO, CDF, D0, BES-III, LHCb, были найдены экзотические состояния чармония, для описания которых применяются попытки использования четырёхкварковой молекулярной модели мезонов [6]. Также идут поиски гибридных состояний мезонов, связанного состояния кварков и глюонов, и глюоболов, состояний из одних глюонов [7]. Для исследования подобных экзотических структур необходима обширная статистика и точный современный детектор, идеальным кандидатом для чего является проект СЧТФ.

1.2 Детектор для Супер Чарм-Тау Фабрики

Для нового коллайдера разрабатывается современный магнитный универсальный детектор частиц [15; 39]. Из-за задач физической программы СЧТФ предъявляются особые требования к детектору. Он должен функционировать в магнитном поле 1 Тесла, обладать высоким импульсным (для регистрации заряженных частиц) и энергетическим (для регистрации фотонов) разрешением, а также высоким качеством разделения π/K и μ/π событий лучше трёх стандартных отклонений вплоть до 1.2 ГэВ/с. Триггерная система должна функционировать при высокой загрузке. Частота работы электроники — 300–400 кГц.

Конструкция детектора имеет цилиндрическую симметрию и состоит из типового набора подсистем: вершинный детектор, дрейфовая камера, система идентификации, электромагнитный калориметр, сверхпроводящая катушка, мюонная система (см. рисунок 1.3).

Вершинный детектор — трековая система, находящаяся между дрейфовой и вакуумной камерами. С его помощью охватываемый телесный угол трековой системы составляет до 98%. Вершинный детектор в длину равен 60 см, внутренняя обечайка находится на радиусе 5 см, внешняя — 40 см [45]. Главная задача, которая стоит перед этой системой, — это восстановление вершины распада для измерения пробега короткоживущих частиц, таких как K_s и Λ . Так как вершинный детектор является внутренним трекером, то он дополняет дрейфовую камеру при реконструкции трека частицы и определении её импульса.

В качестве системы идентификации рассматривается детектор колец черенковского излучения на основе фокусирующего аэрогеля (ФАРИЧ) [46]. Данный детектор может обеспечить разделение мюонов и пионов при импульсах от 0.5 ГэВ/с до 1.6 ГэВ/с, а также разделение $\pi/K/p$ при высоких

энергиях, что дополнит идентификацию частиц по ионизационным потерям dE/dx в дрейфовой камере.

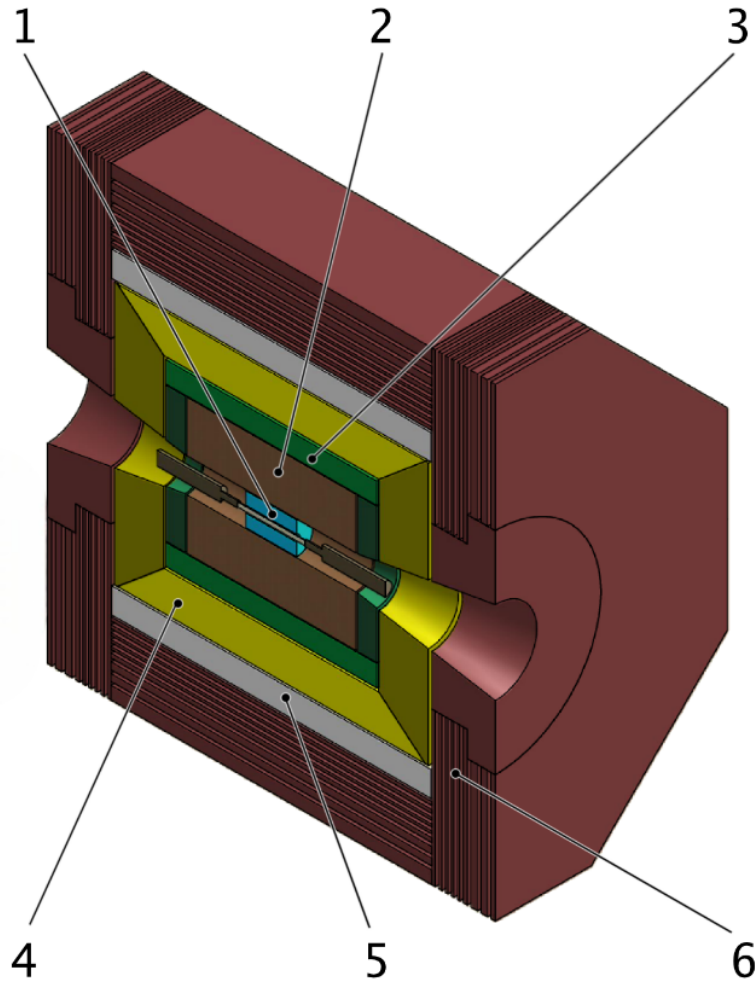


Рисунок 1.3 — Схема универсального магнитного детектора СЧТФ. Цифрами обозначены: 1 — вершинный детектор, 2 — дрейфовая камера, 3 — система идентификации ФАРИЧ, 4 — калориметр, 5 — сверхпроводящая катушка, 6 — ярмо магнита и мюонная система. Рисунок адаптирован из источника [15]

Регистрацией и идентификацией лептонов и фотонов занимается электромагнитный калориметр [47], который будет проводить измерение электромагнитных ливней от 1 МэВ до 2 ГэВ, реконструировать координаты фотонов и разделять электроны и адроны.

Самая внешняя система — мюонная система [48]. Она разделяется на цилиндрическую часть и торцевую. В цилиндрической части находятся 9 регистрирующих слоёв, тогда как в торцевой — 8. Цилиндрическая часть закрывает

полярный угол от 50° до 130° , что составляет около 64% полного телесного угла. Торцевая часть закрывает от 20° до 50° с одной стороны и симметрично с другой, что составляет около 30% полного телесного угла. Основная задача мюонной системы — разделение адронных событий с мюонными, летящими из детектора, и отсечение космических событий.

1.3 Проект дрейфовой камеры для Супер Чарм-Тау Фабрики

Одним из ключевых компонентов нового детектора является дрейфовая камера [17].

Дрейфовая камера представляет собой газовый детектор, состоящий из системы анодных и катодных проволок, закреплённых между торцами камеры и образующих гексагональные ячейки. Основными задачами ДК являются реконструкция треков заряженных частиц, определение их импульса в магнитном поле и идентификация частиц по ионизационным потерям энергии. Одна из главных характеристик ДК — импульсное разрешение, на которое большое влияние оказывает точность реконструкции трека, пространственное разрешение. В экспериментах со схожими характеристиками ДК среднее пространственное разрешение составляет 100–130 мкм [28–32]. В данном проекте планируется разрешение лучше 100 мкм на основании моделирования и после оптимизации проволочной структуры камеры.

ДК для СЧТФ состоит из углепластика с внутренней обечайкой на расстоянии 200.5 мм от оси детектора и внешней на расстоянии 794.5 мм. Стенки имеют толщины 0.9 мм ($0.4\%X_0$, где X_0 — радиационная длина углепластика, равная 24 см) и 5 мм ($2.1\%X_0$) соответственно. ДК имеет длину около 2000 мм, в то время как длина проволок — 1800 мм. Толщина фланцев камеры составляет 13 мм ($5.4\%X_0$).

В таблице 1 показаны сравнения основных характеристик дрейфовых камер схожих с СЧТФ экспериментов, где в случае ДК для СЧТФ представлены ожидаемые характеристики.

Таблица 1 — Сравнение характеристик дрейфовых камер со схожими установками. В таблице применены следующие обозначения: B — амплитуда магнитного поля, d — диаметр проволочки, $V_{\text{анод}}$ — напряжение на анодной проволочке, T/D — отношение времени дрейфа в ячейке к расстоянию дрейфа, σ_p/p — импульсное разрешение для 1 ГэВ, $\sigma_{dE/dx}$ — разрешение по измерению ионизационных потерь, σ — пространственное разрешение. Таблица адаптирована из работы [17]

Характеристики	Детектор				
	CLEO-III	BaBar	BES-III	Belle-II	СЧТФ
В,Т	1.5	1.5	1.0	1.5	1.5
Число ячеек	9796	7104	6796	14336	10903
Форма	Прям.	Гекс.	Прям.	Прям.	Гекс.
Анодная проволочка d , мкм	W(Au) 20	W(Au) 20	W(Au) 25	W(Au) 30	W(Au) 25
Катодная проволочка d , мкм	Al(Au) 110	Al(Au) 120	Al(Au) 110	Al 126	Al 100, 125
Размер мм $\times$ мм	14×14	18×12	12×12 16×16	7×7 10×10	$\sim 13 \times 13$
Газовая смесь	He/C_3H_8 60/40	He/iC_4H_{10} 80/20	He/C_3H_8 60/40	He/C_2H_6 50/50	He/C_3H_8 60/40
$V_{\text{анод}}$, В	1900	1930	2200	2300	~ 2000
T/D , нс/мм	$\sim 300/7$	$\sim 500/9$	$\sim 350/8$	$\sim 350/8$	$\sim 350/7$
σ_p/p , %	0.32	0.48	0.5	-	~ 0.35
$\sigma_{dE/dx}$, %	5.7	7.5	6.0	~ 6	~ 7
σ , мкм	110	120	120	~ 100	~ 100

1.3.1 Газовая смесь для дрейфовой камеры

Для оптимальной работы детектора необходима определённая газовая смесь. Её выбор зависит от скорости дрейфа электронного облака к анодной проволочке (чем выше этот параметр, тем меньше мёртвое время работы установки), коэффициента диффузии (чем он ниже, тем меньше расплывание электронного облака в процессе дрейфа), радиационной длины (влияющей на многократное рассеяние), количества электронно-ионных пар на единицу длины (влияющего на образование кластерного эффекта вблизи анодной проволочки). В таблице 2 показаны характеристики основных газовых смесей в различных экспериментах. Смесь Ar/C_2H_6 обладает большим числом электронно-ионных пар, однако её крайне низкая радиационная длина приводит к значительному вкладу многократного рассеяния. Смесей He/iC_4H_{10} в пропорции 90/10 и He/CH_4 имеют высокую радиационную длину, но их недостаток — низкое число электронно-ионных пар на единицу длины, что ухудшает пространственное разрешение камеры вблизи анодных проволочек. Смесей He/iC_4H_{10} в пропорции 80/20 и He/DME имеют низкую скорость дрейфа. Наиболее оптимальными характеристиками обладают смеси He/C_3H_8 и He/C_2H_6 .

Таблица 2 — Характеристики газовых смесей в различных экспериментах, смоделированных при $B = 0$ Т и $E = 1$ кВ/см. X_0 — радиационная длина, N_p — число электронно-ионных пар на единицу длины, V_{dr} — скорость дрейфа электронного облака, D_l — продольный коэффициент диффузии. Таблица адаптирована из работы [17]

Газовая смесь	Пропорции	X_0 , м	N_p , $\frac{1}{\text{см}}$	V_{dr} , $\frac{\text{см}}{\mu\text{с}}$	D_l , $\frac{\mu\text{м}}{\sqrt{\text{см}}}$	Эксперимент
He/iC_4H_{10}	80/20	807	21.2	2.79	141	BaBar
He/iC_4H_{10}	90/10	1313	12.7	2.31	162	Kloe
He/C_3H_8	60/40	569	31	3.06	133	CLEO-III BES-III
He/C_2H_6	50/50	686	22.9	3.52	142	Belle Belle-II
He/CH_4	80/20	3087	7	2.54	172	Kloe
Ar/C_2H_6	50/50	178	34	5.27	143	CLEO-II
He/DME	70/30	678	21	1.12	123	-

1.3.2 Проволочная структура дрейфовой камеры

В современных ДК используют прямоугольные или гексагональные формы ячеек. Каждая из них обладает своими преимуществами и недостатками. Так, прямоугольная ячейка способствует более компактной организации проволочной структуры, где можно не создавать разрыв между аксиальными и стерео слоями (конфигурация fullstereo). Гексагональная форма ячеек способствует более изотропному дрейфу электронов в ячейке, меньшему числу областей с низкой точностью реконструкции частицы. Для детектора СЧТФ была выбрана последняя. Средний радиус ячеек составляет около 7 мм, от 6.3 мм на первом слое и до 7.5 мм на третьем. Всего в ДК имеется 41 слой ячеек, разделённых на 10 суперслоёв.

В каждом слое число ячеек выбирается нечётным. Такое число ячеек исключает симметричные артефакты при реконструкции парных событий в процессах таких как e^+e^- и $\mu^+\mu^-$. Иллюстрация такой ситуации показана на рисунке 1.4а. Для минимизации вероятности пролёта частиц в «плохих» областях ячеек, где пространственное разрешение ухудшается, внутренние суперслои делятся на две пары, которые сдвинуты друг относительно друга на четверть ячейки. Это устраняет ситуацию, когда частица пролетает во всём суперслое вблизи края ячеек (см. рисунок 1.4б). Применение подобной процедуры для внешних слоёв не нужно в силу закручивания частиц в магнитном поле.

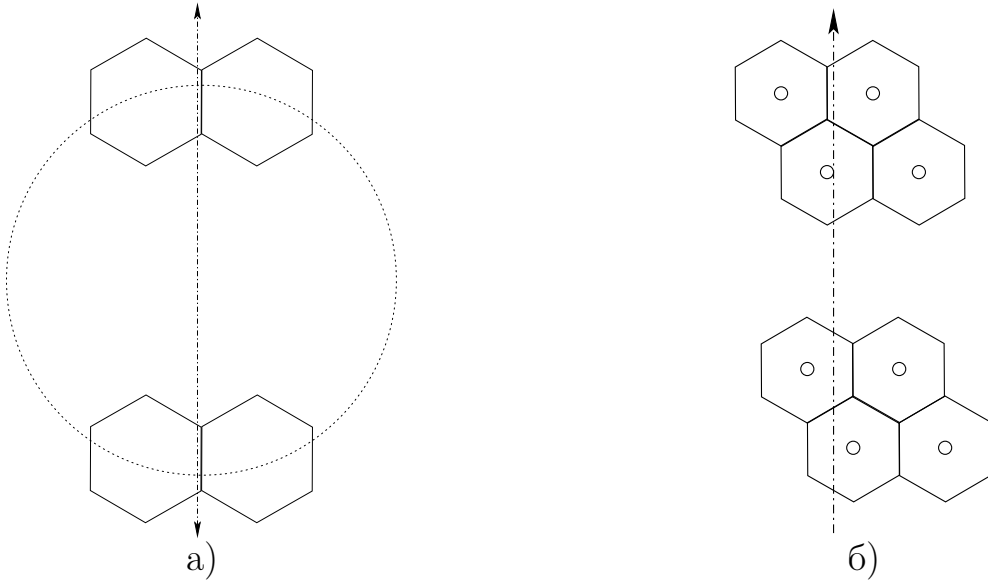


Рисунок 1.4 — а) Пролёт частиц в «плохих» областях в двухчастичном событии при чётном числе ячеек в слое и б) пролёт частицы в «плохой» области в одной из пар слоёв; применение сдвига слоёв друг относительно друга способствует «хорошей» реконструкции как минимум в одной из пар. Рисунки взяты из работы [49]

В силу цилиндрической симметрии камеры форма ячеек искажается от идеальной конфигурации шестиугольника (см. рисунок 1.5а). Для улучшения ситуации проволоочная структура камеры оптимизирована путём минимизации функции f :

$$f = \frac{\sqrt{(R - R_2)^2 + (R - R_3)^2 + (R_2 - R_3)^2}}{R + R_2 + R_3}, \quad (1.1)$$

где R — характерный радиус ячеек, R_2, R_3 — второй и третий радиусы ячеек, зависящие от R (см. рисунок 1.5б).

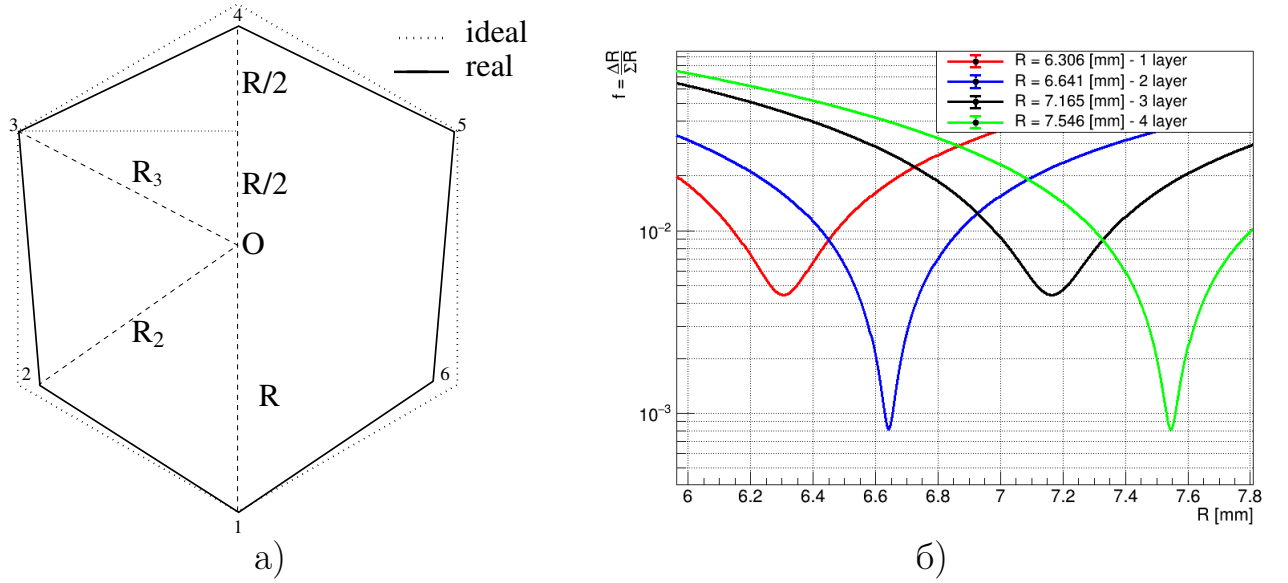


Рисунок 1.5 — а) Деформация ячейки в цилиндрической геометрии ДК и б) зависимость функции f от характерного радиуса R для первого суперслоя. Рисунки взяты из работы [17]

В детекторе используются три типа проволочек:

1. Анодная проволочка — 25 мкм в диаметре, W-Re(3%), покрытая Au;
2. Два типа катодных проволочек из Al — 125 мкм и 100 мкм.

Из-за возможного возникновения электростатического пробоя внутри слоёв используется первый тип катодных проволочек. В остальных местах используется второй тип проволочек для уменьшения количества материала в среде.

Итоговая проволочная структура проиллюстрирована на рисунке 1.6.

1.3.3 Импульсное и энергетическое разрешения дрейфовой камеры

Импульсное разрешение камеры было найдено при помощи Монте-Карло моделирования прохождения пионов через ДК. Генерировались частицы с

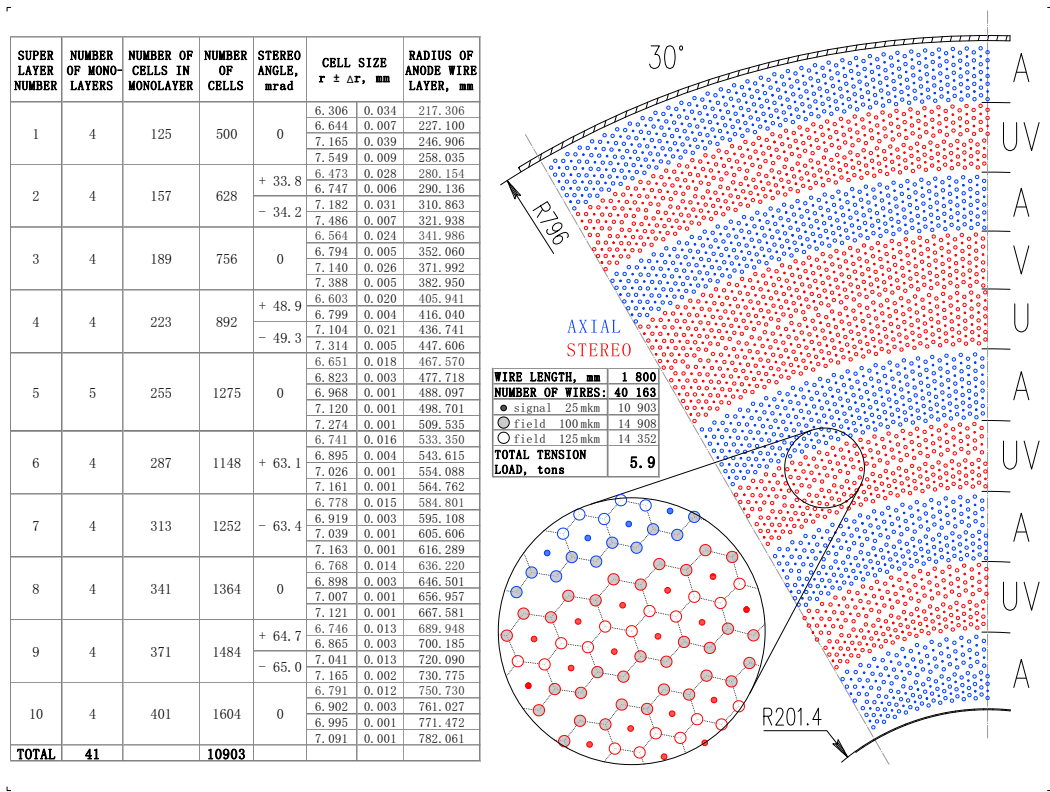


Рисунок 1.6 — Иллюстрация проволочной структуры дрейфовой камеры для Супер Чарм-Тау Фабрики после применения оптимизации. Рисунок адаптирован из работы [17]

различными импульсами и под разными углами вылета. В результате для 1 ГэВ-ных частиц, проходящих через все слои дрейфовой камеры с средним пространственным разрешением 80-90 мкм, импульсное разрешение составляет около 0.35% (см. рисунок 1.7).

Разрешение по dE/dx оценивалось из данных CLEO-III и равно 7%, что соизмеримо с разрешением по измерению энергетических потерь коллаборациями Belle (6.9%) и BaBar (7.5%).

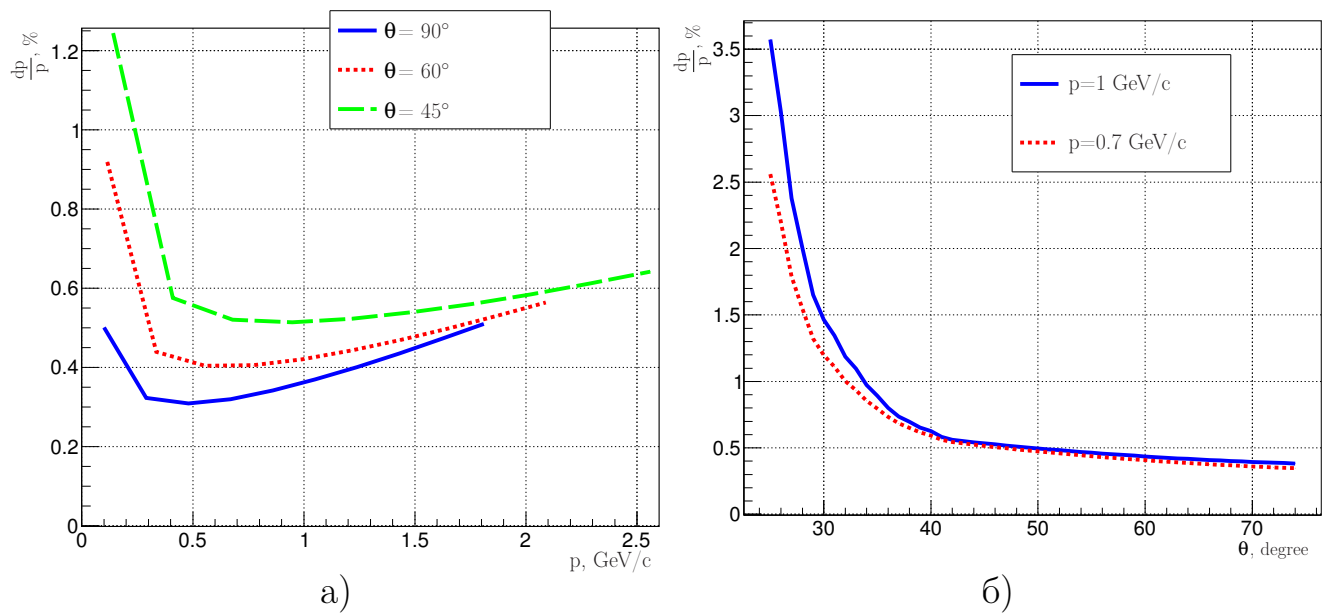


Рисунок 1.7 — Импульсное разрешение как функция от а) импульса частицы и б) угла вылета. Рисунки взяты из работы [17]

Глава 2. Малый прототип дрейфовой камеры и алгоритм калибровки установки

2.1 Малый прототип дрейфовой камеры

В этой и следующей главах представлены результаты измерения пространственного разрешения на малом прототипе дрейфовой камеры детектора для Супер Чарм-Тау Фабрики [34; 35], а также описаны алгоритмы реконструкции треков частиц и калибровки прототипа, на которых основано свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ [37].

Для определения проектных параметров ДК был разработан её малый прототип, который представляет собой трубку диаметром 70 мм и длиной 300 мм с семью гексагональными ячейками, образованными 24 катодными и 7 анодными проволочками, натянутыми вдоль оси трубки (см. рисунки 2.1 и 2.2а). Все семь гексагональных ячеек воспроизводят первый слой дрейфовой камеры, находящийся ближе всех к оси детектора и характеризующийся наибольшим взаимодействием с частицами. Трубка, как и катодные проволочки, заземлены. Напряжение на проволочках подбиралось при помощи двух независимых источников высокого напряжения в зависимости от необходимого газового усиления в эксперименте. Один источник подаёт напряжение на центральную анодную проволочку, второй — на все остальные анодные проволочки.

Ячейка под номером 0 в дальнейшем будет называться центральной, остальные — краевыми (см. рисунок 2.2б). Для измерения газового усиления установка снабжена бериллиевым окном, а само усиление измерялось при помощи изотопа ^{55}Fe .

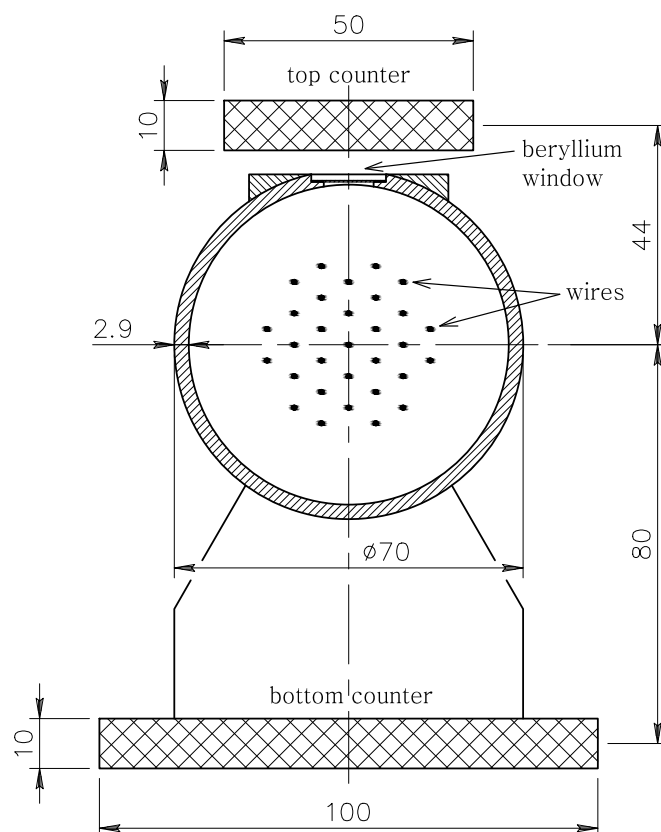
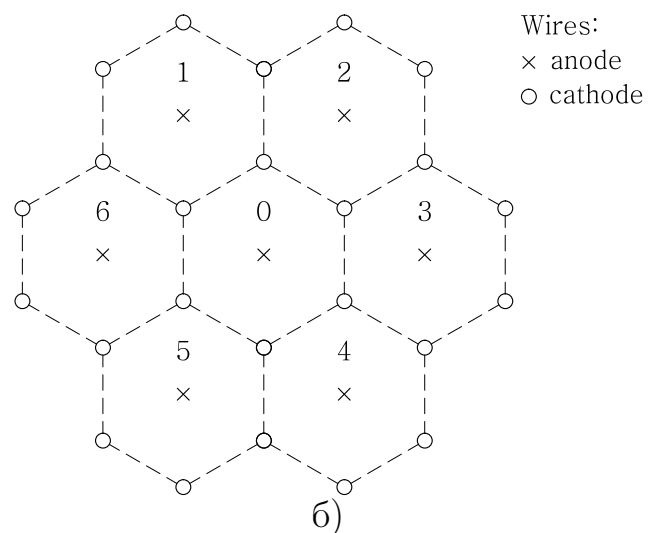
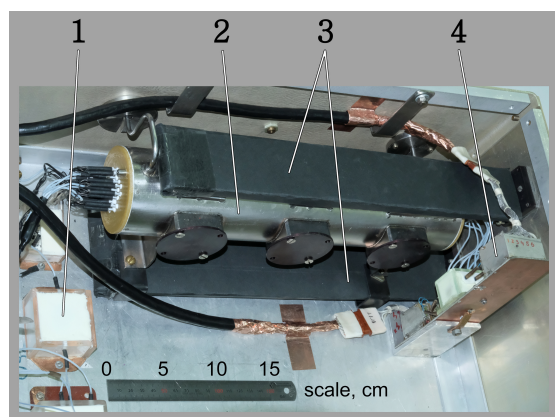


Рисунок 2.1 — Схема поперечного сечения прототипа. Рисунок взят из работы [34]



а)

б)

Рисунок 2.2 — а) Фотография прототипа и б) схема расположения ячеек в прототипе. На рисунке а) цифрами обозначены: 1 — высокочастотные фильтры, 2 — малый прототип ДК, 3 — сцинтилляционные счётчики, 4 — предусилители. Рисунки взяты из работы [34]

На рисунке 2.3 приведены спектры газового усиления в центральной ячейке, аппроксимированные функцией Гаусса. Среднее значение функции Гаусса с помощью калибровочной зависимости пересчитывалось в количество электронов на анодной проволочке (N_w). Коэффициент газового усиления (K) определялся как отношение N_w к среднему числу электронов первичной ионизации N_0 :

$$K = \frac{N_w}{N_0}. \quad (2.1)$$

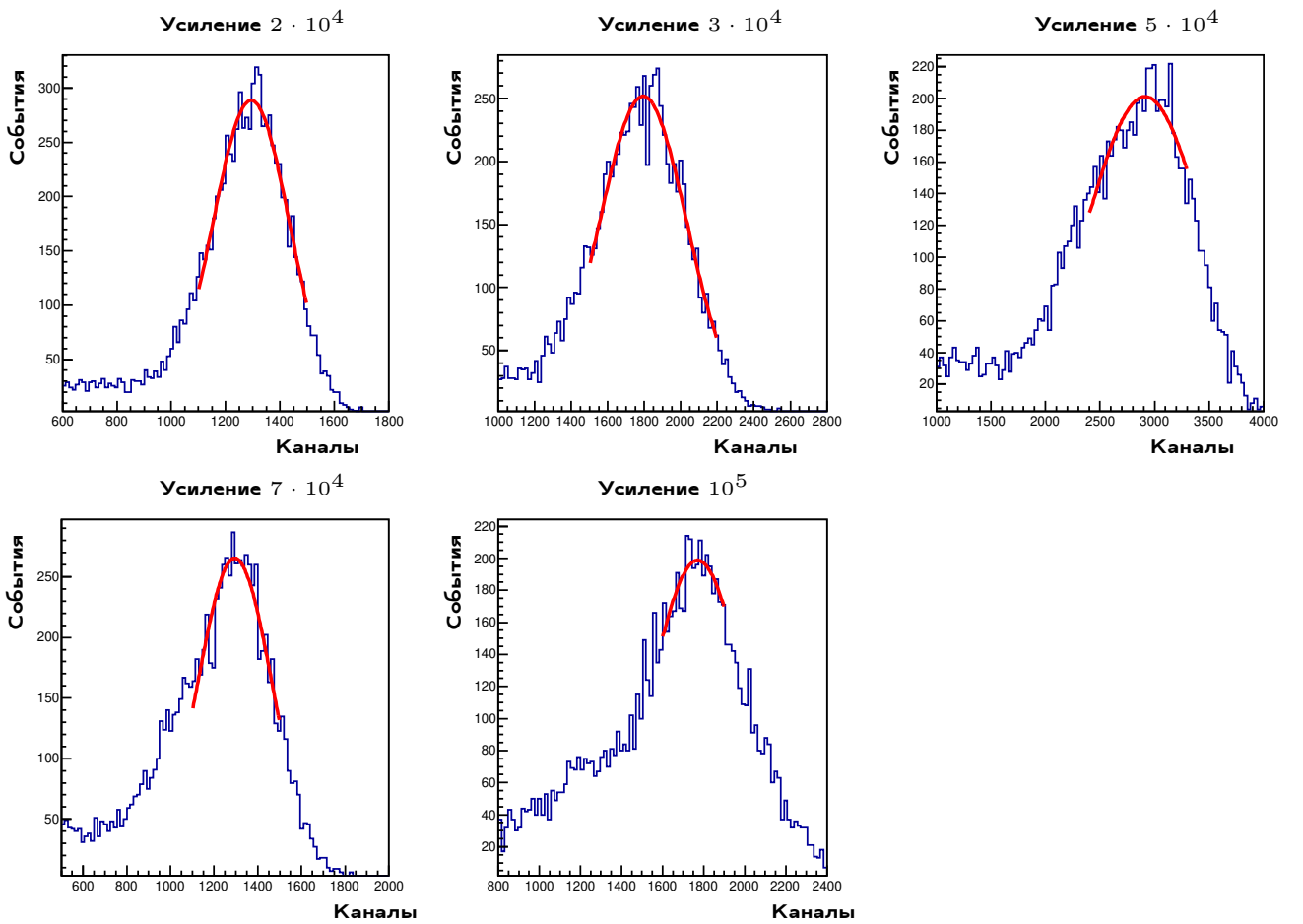


Рисунок 2.3 — Амплитудные спектры от ^{55}Fe в центральной ячейке при разных газовых усилениях. При усилении более $5 \cdot 10^4$ использовался аттенюатор для регистрации сигнала в рабочей области. Аппроксимация функцией Гаусса для определения усиления представлена красным цветом

Эксперимент по измерению пространственного разрешения осуществляется при помощи космических частиц. Для этой цели была собрана установка,

состоящая из прототипа и двух сцинтилляционных счётчиков (см. рисунок 2.1). Верхний счётчик имеет толщину 50 мм, нижний — 100 мм.

Сбор данных в работе осуществляется по схеме с общим стартом, показанной на рисунке 2.4. Сигналы с двух сцинтилляторов обрабатываются дискриминаторами (Discr) для отсеечения шумовых срабатываний и далее направляются на схему совпадений, формируя тем самым сигнал триггерной системы; далее он подаётся в канал «СТАРТ» время-цифрового преобразователя (ВЦП, TDC). В канал «СТОП» поступают сигналы с анодных проволок, проходя через предусилитель (РА), блок ТА и линии задержки (Delay line). Блок ТА формирует логический импульс в канале «Т» и амплитудный сигнал в канале «А». Порог для дискриминатора был установлен на уровне сигнала от одного электрона первичной ионизации при усилении $2 \cdot 10^4$. В работе были использованы два ВЦП с дискретностью 0.6 и 3 нс. Газовое усиление измерялось при помощи зарядо-цифрового преобразователя (ЗЦП, CDC). На его вход (Gate) подавался импульс длительностью 512 нс, в пределах которого измерялся заряд с анодной проволоочки.

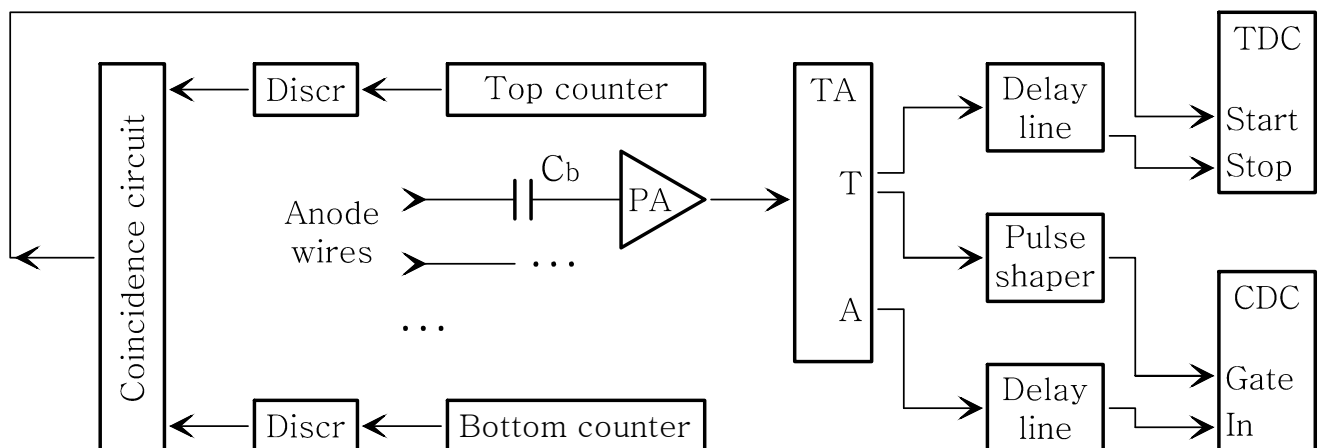


Рисунок 2.4 — Электронная схема эксперимента. Рисунок взят из работы [34]

2.2 Алгоритм реконструкции треков заряженных частиц и калибровки установки

Алгоритм реконструкции основан на работе [50]. Без магнитного поля трек частицы представляет собой прямую с двумя параметрами (измерения вдоль проволок не проводились):

$$x \sin(\phi) + y \cos(\phi) - a = 0, \quad (2.2)$$

где ϕ — угол к горизонту, a — расстояние от прямой до начала координат (см. рисунок 2.5).

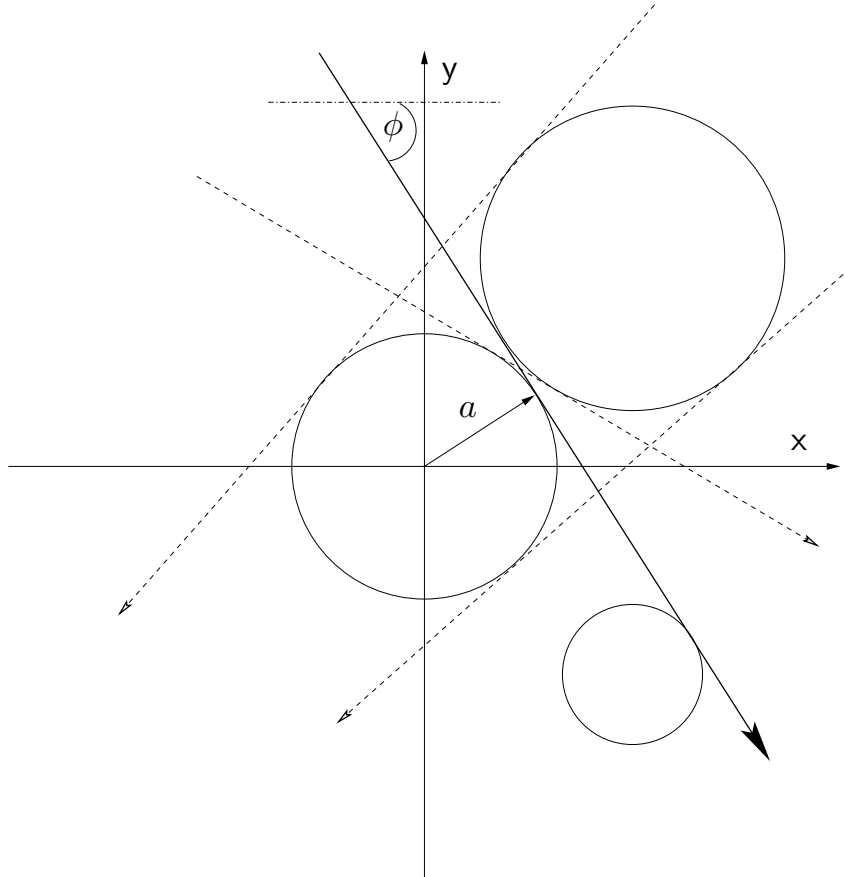


Рисунок 2.5 — Параметризация треков заряженных частиц с четырьмя вариантами реконструкции трека с использованием круговых изохрон. Рисунок взят из работы [34]

2.2.1 Процедура определения $R(t)$

Процедура калибровки $R(t)$ осуществляется в 4 этапа. Первые два этапа — предреконструкция, третий и четвёртый этапы итерационно повторяются.

На первом этапе осуществляется реконструкция на основе круговых изохрон. В качестве первого приближения для $R(t)$ используется зависимость расстояния дрейфа электронного облака от времени, полученная в результате моделирования в программе GARFIELD++ [33]. Всего таким способом было вычислено две зависимости: одна для центральной ячейки, вторая для краевых, рассчитанные от анодной проволочки до катодной вдоль вертикали. Данные зависимости используются для всех точек ячейки; для каждого t_i устанавливается соответствие $r_i = R(t_i)$, где t_i — время дрейфа электронного кластера, r_i — расстояние дрейфа, i — номер трека. Для реконструкции используются методы касательных и численного перебора, описанные ниже.

На втором этапе, после того как были найдены r_i для каждого t_i , производится уточнение расстояния дрейфа электронов путём учёта зависимости изохрон от угла, показанной на рисунке 2.6. Для этого была смоделирована зависимость $R(t, \alpha)$, где α — азимутальный угол в ячейке. Угол α находится с использованием найденных на первом этапе параметров трека. Новые значения r_i уточняются по формуле $r_i = R(t_i, \alpha_i)$.

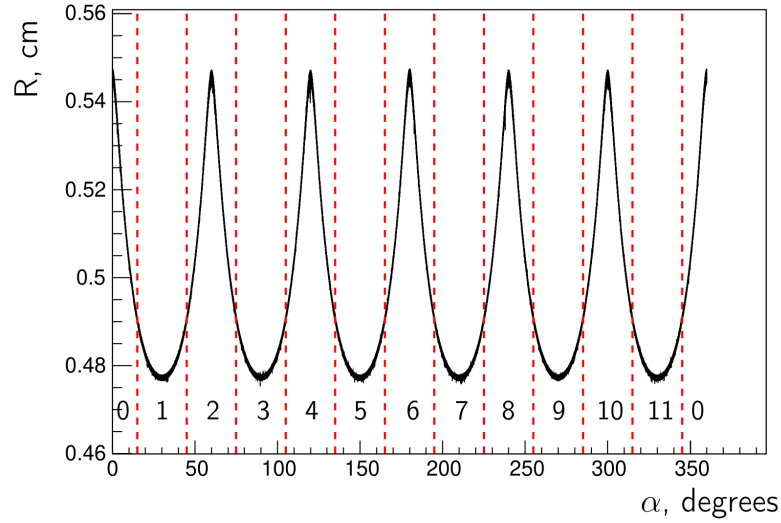


Рисунок 2.6 — Изохрона $R(t, \alpha)$ на краю ячейки в зависимости от азимутального угла для центральной проволочки. Рисунок взят из работы [34]

На третьем этапе калибровки $R(t)$ осуществляется реконструкция треков заряженных частиц при помощи двух методов: метод касательных и численного перебора параметров трека.

Метод касательных

Для однозначной реконструкции выбираются треки с минимум тремя сигналами с анодных проволочек. Метод касательных основан на переборе касательных к изохронам и отборе наиболее подходящей прямой. Параметры касательных прямых между двумя изохронами можно найти при помощи следующих формул:

$$\phi = -\arctg\left(\frac{y_1 - y_2}{x_1 - x_2}\right) + \arcsin\left(\frac{\pm r_2 \mp r_1}{\sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}}\right), \quad (2.3)$$

$$a = x_1 \sin(\phi) + y_1 \cos(\phi) + r_1 = x_2 \sin(\phi) + y_2 \cos(\phi) + r_2,$$

где x_1, y_1, x_2, y_2 — координаты анодных проволочек, r_1, r_2 — радиусы изохрон.

Всего для двух круговых изохрон имеется четыре возможные касательные линии, что проиллюстрировано на рисунке 2.5. Для отбора наиболее подходящей из них применяется критерий максимума параметра Q :

$$Q = \sum_k \exp \left(- \frac{(r_k - R_k)^2}{2\sigma_k^2} \right), \quad (2.4)$$

где $R_k = |x_k \sin(\phi) + y_k \cos(\phi) - a|$ — вычисленное расстояние от трека до анодной проволочки, σ_k — пространственное разрешение в точке (в качестве первого приближения использовалась зависимость из моделирования в программе GARFIELD++). Сумма ведётся по всем парам изохрон.

Численный перебор параметров трека

Далее параметры трека частицы уточняются путём их численного перебора методом минимизации функции χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_k \frac{(r_k - R_k)^2}{\sigma_k^2}. \quad (2.5)$$

Параметр a изменяется в пределах 50 мкм от результата метода касательных, а угол ϕ — в интервале $[0, 2\pi)$.

Далее начинается четвёртый этап калибровки $R(t)$. После того как все треки реконструированы, осуществляется процесс восстановления $R(t)$. Поскольку ячейки не являются идеально цилиндрическими, форма изохрон искажается на краю ячейки. Для улучшения реконструкции $R(t)$ вся ячейка делится на 12 угловых секторов (см. рисунок 2.6 и рисунок 2.7а).

Для увеличения статистики событий в каждом направлении угловые сектора объединяются с учётом горизонтальной и вертикальной симметрии. Сектора в разных краевых ячейках объединяются с учётом поворотов и отражений для их сопоставления. На рисунке 2.7б проиллюстрирован алгоритм объединения разных секторов в ячейках; одинаковое штриховое заполнение соответствует объединённым секторам.

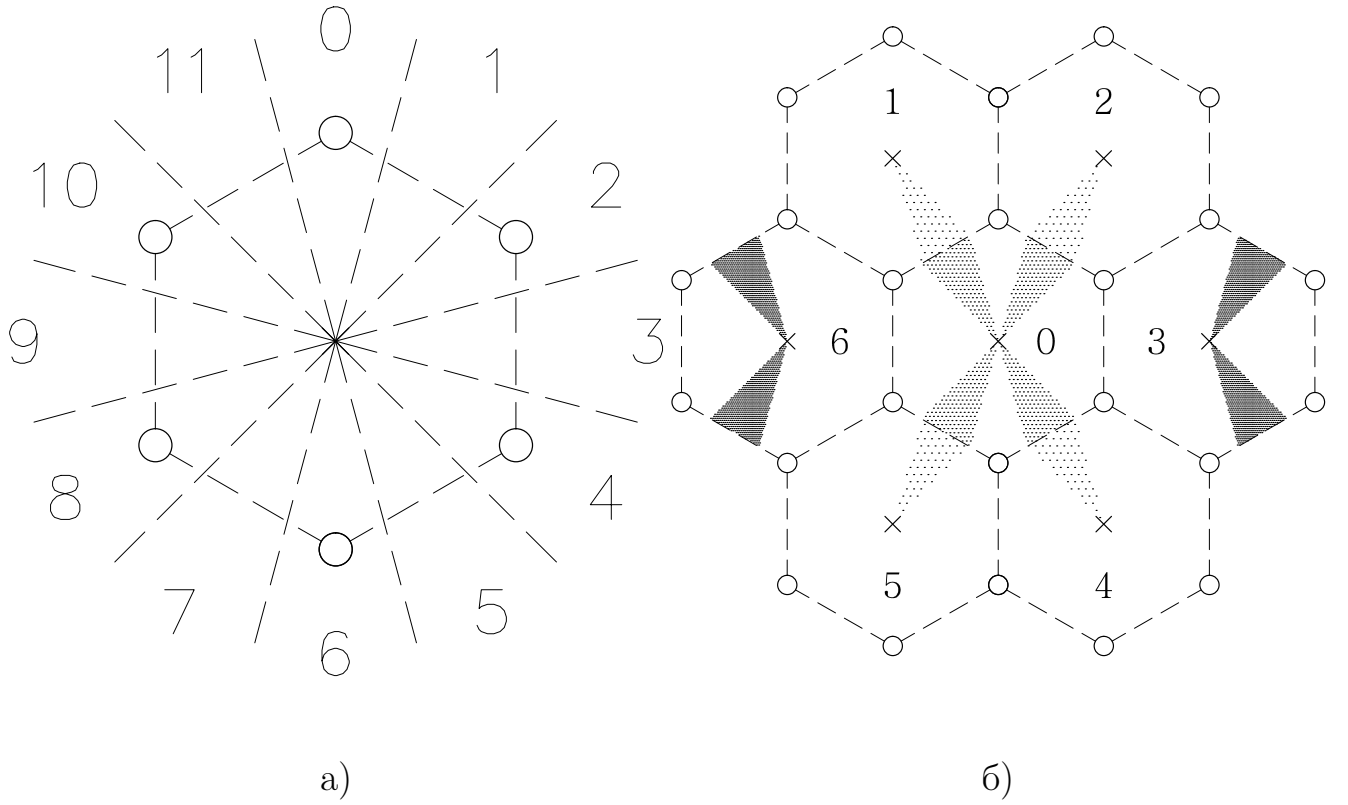


Рисунок 2.7 — а) Деление ячейки на угловые секторы и б) схема объединения угловых секторов; одинаковое штриховое заполнение соответствует объединённым секторам. Рисунки взяты из работы [34]

На расстояниях менее 60% от максимального значения $R(t)$ все сектора в центральной и, отдельно, в краевых ячейках объединяются, поскольку на таких расстояниях изохроны с хорошей точностью становятся цилиндрическими.

На каждом временном интервале (вся зависимость $R(t)$ в работе разбита на 50 временных интервалов) значение $R(t)$ принимается равным среднему значению в наиболее вероятном бине гистограммы r_i .

Только после первой итерации гистограмма r_i аппроксимируется функцией Гаусса. Полученные параметры σ_i подгоняются параметрической зависимостью $\sigma(r)$:

$$\sigma(r) = \sqrt{\left(\frac{p_0}{r + p_1}\right)^{p_2} + (p_3\sqrt{r})^2 + (p_4e^{rp_5})^2 + p_6^2}, \quad (2.6)$$

где $p_0, \dots, p_6$ — свободные параметры. Данная функция содержит слагаемые кластерного эффекта, диффузионной компоненты, постоянной составляющей и краевого эффекта в пространственном разрешении. Подобную параметризацию разрешения использовали в [51].

Для исключения систематических сдвигов за счёт плохо реконструированных событий на краях распределения учитываются только события в пределах 2.5σ от медианы. В первой итерации в качестве σ использовалась зависимость из моделирования, выполненного в программе GARFIELD++, в последующих — $\sigma(r)$, описанная выше.

Зависимость $R(t)$ в центральной ячейке сглаживается кусочно-заданной функцией для получения более гладкой кривой.

Далее после каждой итерации определяется азимутальная зависимость изохрон $R(t, \alpha)$. Для этого её вид в моделировании был параметризован с учётом шестикратной симметрии ячейки:

Если $(t_i \leq 0.9 T_{max})$, тогда функция $R(t, \alpha)$:

$$\begin{cases} (\alpha - 30)^2 m_0 + m_1, & 30^\circ \leq \alpha < 40^\circ, \\ 100m_0 + m_1 + (\alpha - 40)m_2, & 40^\circ \leq \alpha < 55^\circ, \\ 100m_0 + m_1 + 15m_2 + ((60 - \alpha)^2 - 25)m_3, & 55^\circ \leq \alpha. \end{cases} \quad (2.7)$$

Иначе:

$$\begin{cases} (\alpha - 30)m_4 + m_5, & 30^\circ \leq \alpha < 55^\circ, \\ 25m_4 + m_5 + ((60 - \alpha)^2 - 25)m_6, & 55^\circ \leq \alpha, \end{cases} \quad (2.8)$$

где T_{max} — максимальное время дрейфа, $m_0, \dots, m_6$ — свободные параметры, $\alpha \in [30^\circ; 60^\circ]$ — азимутальный угол в ячейке. Если $\alpha < 30^\circ$, тогда использовалась зависимость $R(t, 60^\circ - \alpha)$.

Новые значения r_i после каждой итерации вычисляются как $r_i = R(t_i, \alpha_i)$ для центральной ячейки при $t_i > \frac{2}{3}T_{max}$ и как $r_i = R(t_i)$ во всех остальных случаях. Значения σ_i также пересчитываются с учётом нового r_i как $\sigma_i = \sigma(r_i)$.

Иллюстрация реконструкции события в моделировании представлена на рисунке 2.8. Красной линией показан реальный трек частицы, зелёной — реконструированный, синие окружности соответствуют круговым изохронам от проволочек, зарегистрировавших сигнал от частицы.

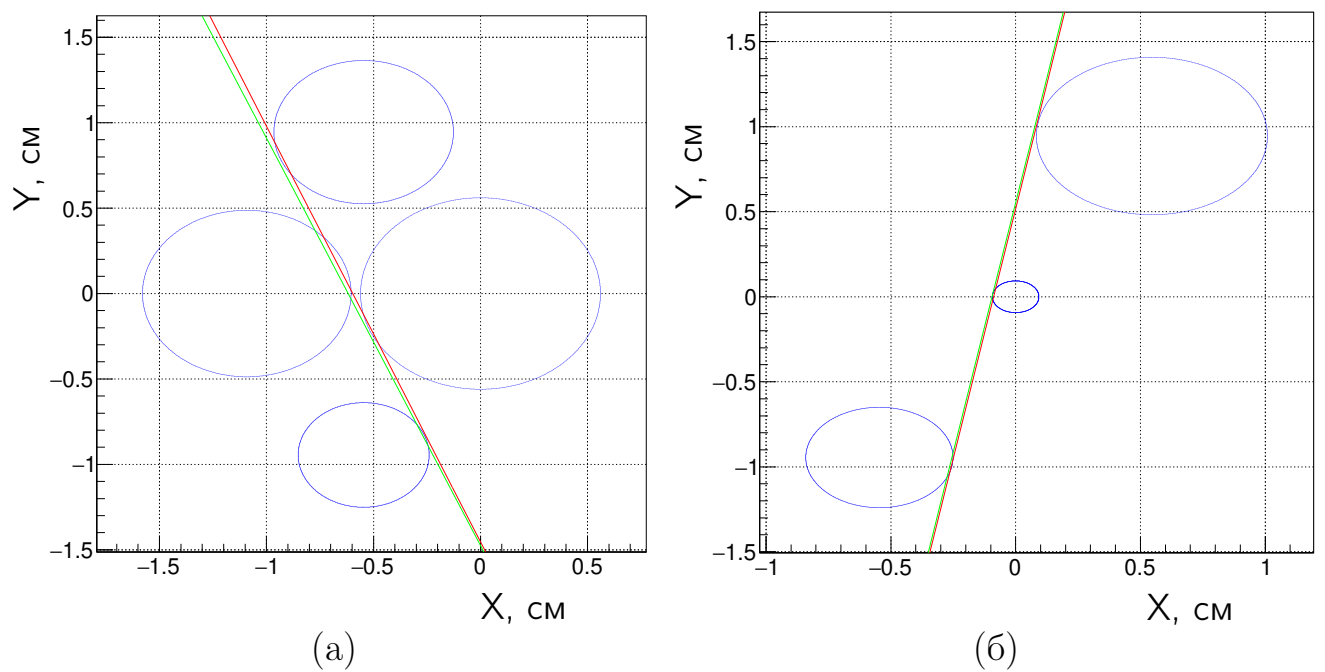


Рисунок 2.8 — Иллюстрация реконструкции треков в моделировании. Красная линия соответствует реальному треку частицы, зелёная — реконструированному, синие окружности иллюстрируют круговые изохроны от проволок

Глава 3. Измерение пространственного разрешения на малом прототипе дрейфовой камеры

3.1 Моделирование эксперимента

Для проверки качества работы алгоритма эксперимент был промоделирован в программе GARFIELD++ для цилиндрической и гексагональной форм ячеек.

В результате работы было выявлено, что в гексагональной геометрии параметр трека a необходимо сдвигать на 10 мкм после каждой итерации реконструкции. Это связано с неидеальностью работы алгоритма; данный искусственный сдвиг уменьшается до 2 мкм в цилиндрической геометрии и в геометрии с дополнительным слоем ячеек (те же 7 ячеек, но окружённые дополнительным слоем из 12 ячеек). На рисунке 3.1 показаны разности между реконструированными значениями параметров трека и сгенерированным.

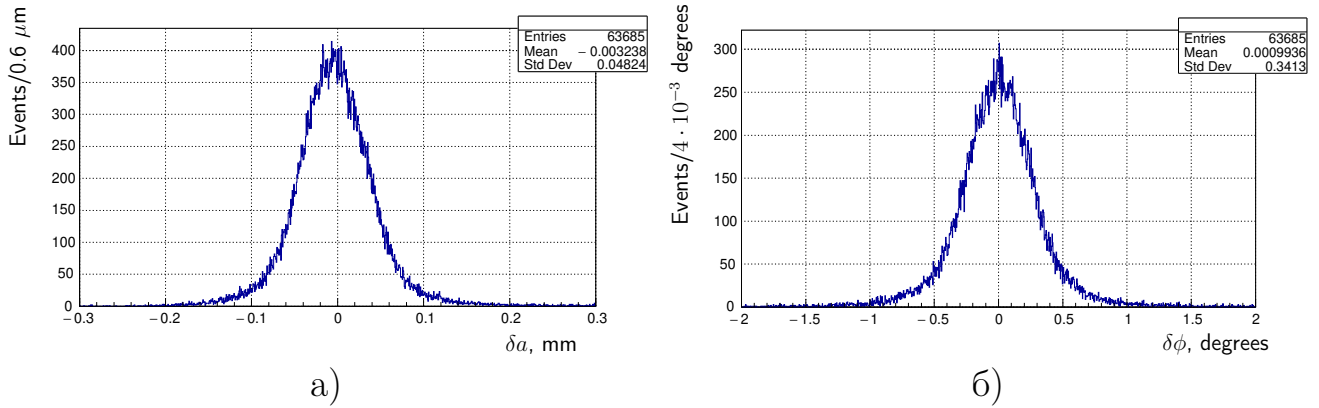


Рисунок 3.1 — Разность между сгенерированными и реконструированными параметрами трека для а) параметра a (с учётом искусственного сдвига) и б) угла ϕ для гексагональной геометрии. Рисунки взяты из работы [34]

Число смоделированных событий соответствует числу событий в эксперименте. Для лучшего приближения моделирования к реальности все r_i на первом этапе реконструкции разбрасываются по нормальному закону со стан-

дартным отклонением, равным диффузионной компоненте пространственного разрешения в точке, вычисленной в программе GARFIELD++; также времена прихода электронных кластеров на ВЦП разбрасываются по равномерному распределению в пределах $[t_i - \Delta/2; t_i + \Delta/2]$, где Δ — время в одном канале ВЦП.

Реконструированная зависимость $R(t, \alpha)$ показана на рисунке 3.2.

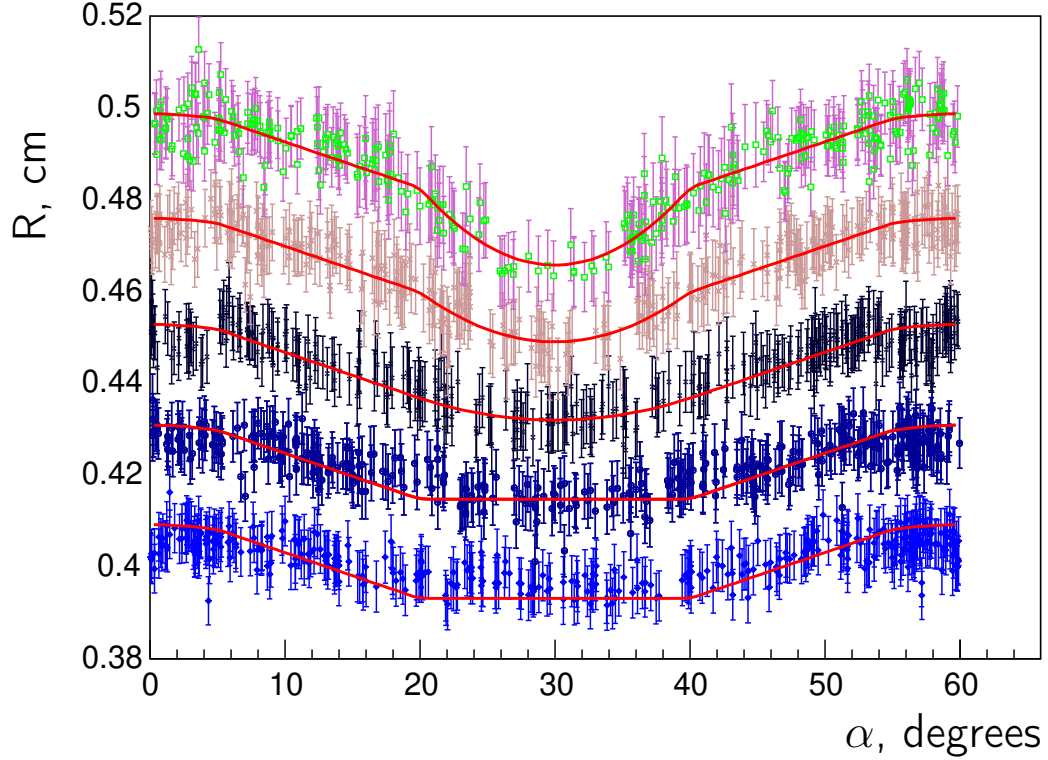


Рисунок 3.2 — Реконструированная зависимость $R(t, \alpha)$ в моделировании. Сплошные линии соответствуют аппроксимации функцией из уравнений (2.7) и (2.8). Рисунок взят из работы [34]

3.2 Экспериментальное измерение пространственного разрешения

Применительно к СЧТФ рассматриваются две схожие по характеристикам газовые смеси: $\text{He}/\text{C}_3\text{H}_8$ (60/40) и $\text{He}/\text{C}_2\text{H}_6$ (50/50). Данные смеси широко

используются в современных экспериментах (см. таблицу 2) и обладают оптимальными характеристиками для работы в условиях высокой загрузки в ячейках малого размера; для них было проведено измерение пространственного разрешения при различных газовых усилениях. Параметры опытов с прототипом для различных газовых смесей приведены в таблице 3.

Таблица 3 — Параметры эксперимента. N — число событий, использованных в анализе, T — продолжительность набора данных. Данные взяты из работы [34]

Газовое усиление	He/C ₃ H ₈ (60/40)		He/C ₂ H ₆ (50/50)	
	$N, 10^3$	$T, \text{неделя}$	$N, 10^3$	$T, \text{неделя}$
$2 \cdot 10^4$	52	4	—	—
$3 \cdot 10^4$	73	3	—	—
$5 \cdot 10^4$	71	2	72	2
$7 \cdot 10^4$	84	2	97	2.5
10^5	94	2	96	2

При газовом усилении менее 10^4 амплитуда сигнала слишком мала для её эффективной регистрации, а при усилении более 10^5 напряжённость электрического поля возрастает до уровня 20 кВ/см вблизи поверхности катодных проволочек, что может привести к эффекту Мальтера [52]. По этим причинам измерение разрешения проводилось при усилении от $2 \cdot 10^4$ до 10^5 в пропорциональном режиме.

Типичное распределение времени дрейфа электронного облака в смеси He/C₃H₈ (60/40) показано на рисунке 3.3. Для определения момента прихода сигнала на проволочку (T_0) зависимость аппроксимируется кусочно-заданной функцией: до значения T_0 — константа, после — линейная функция. На рисунке штрих-пунктирная ломаная линия иллюстрирует алгоритм определения T_0 .

Далее, если не оговорено иное, показаны результаты для смеси He/C₃H₈ (60/40) при усилении $7 \cdot 10^4$ для центральной ячейки.

Результат реконструкции $R(t, \alpha)$ показан на рисунке 3.4, где видно воспроизведение гексагональной геометрии ячейки. Наличие пустых промежутков в зависимости обусловлено малым числом измерений трека в событии.

Данный эффект также наблюдается и в моделировании (см. рисунок 3.2). При моделировании установки с 19 ячейками пустые промежутки становятся значительно меньше.

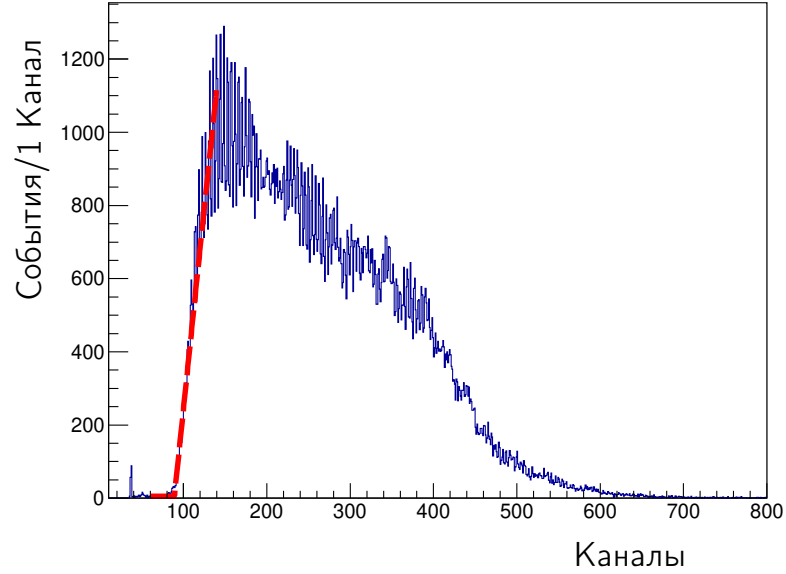


Рисунок 3.3 — Типичный спектр распределения времён дрейфа электронов в смеси He/C₃H₈ (60/40). Штрих-пунктирная линия иллюстрирует алгоритм определения T_0 . Рисунок адаптирован из работы [34]

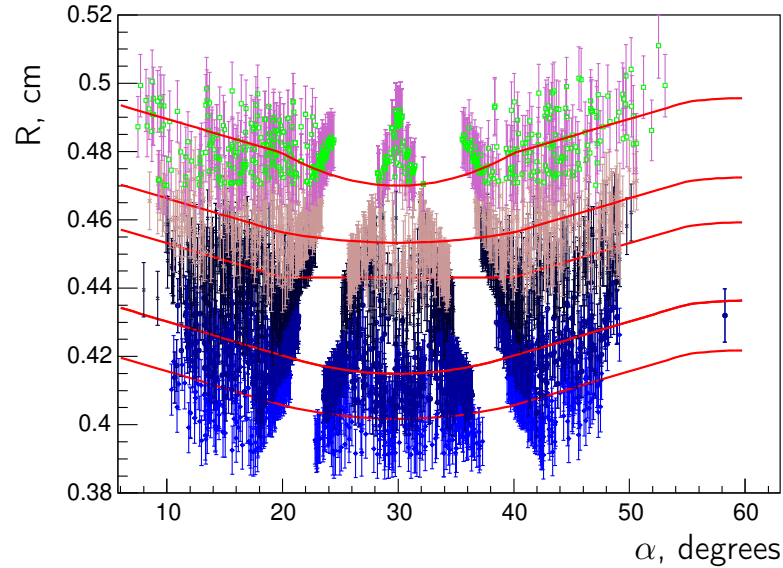


Рисунок 3.4 — Реконструированная зависимость $R(t, \alpha)$ в эксперименте. Сплошные линии соответствуют аппроксимации функцией из уравнений (2.7) и (2.8). Рисунок взят из работы [34]

На рисунке 3.5 показана типичная зависимость $R(t)$ во втором угловом секторе (см. рисунок 2.7а).

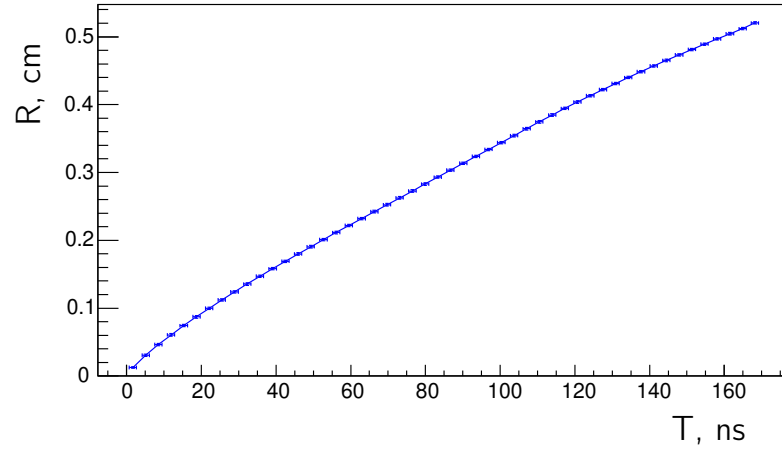


Рисунок 3.5 — Зависимость $R(t)$ — расстояния дрейфа электронного облака от времени. Рисунок взят из работы [34]

Признаком сходимости алгоритма после 10 итераций служит невязка — разность значений $R(t)$ в двух последовательных итерациях (см. рисунок 3.6). На графике видно, что амплитуда невязки в каждой точке уменьшается с ростом числа итераций и достигает уровня 10 мкм к 10-й итерации, что существенно меньше значения пространственного разрешения.

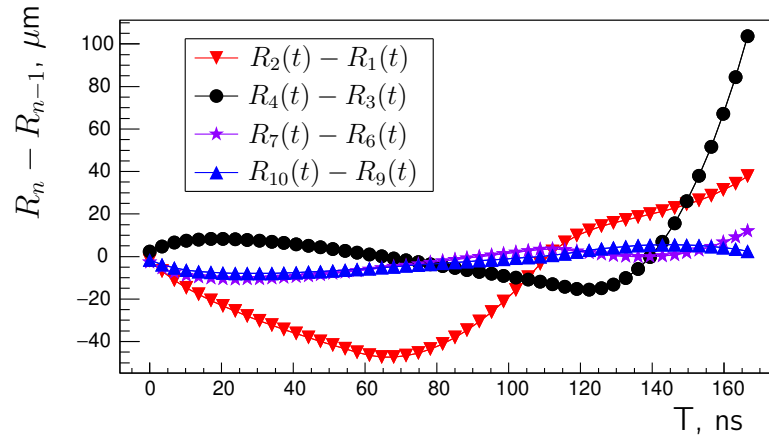


Рисунок 3.6 — Невязка $R(t)$ на различных итерациях. Рисунок взят из работы [34]

Пространственное разрешение определяется по распределению разности между расстоянием до анодной проволоочки для каждого трека r_i и значением

$R(t_i)$ в этой точке (см. рисунок 3.7). Для увеличения статистической точности в ячейке области объединялись по всем угловым секторам и по пяти временным интервалам. Недостатком работы является малое число чувствительных проволочек, из-за чего пространственное разрешение в ячейке вычисляется относительно реконструированного трека, а не реального. Поскольку распределение $r_i - R(t_i)$ не является гауссовым, в качестве пространственного разрешения берётся максимальное значение из параметра σ аппроксимирующей функции и стандартного отклонения гистограммы. Также для учёта систематического сдвига, связанного с отклонением среднего значения распределения $r_i - R(t_i)$ от нуля, среднее значение квадратично добавляется к пространственному разрешению.

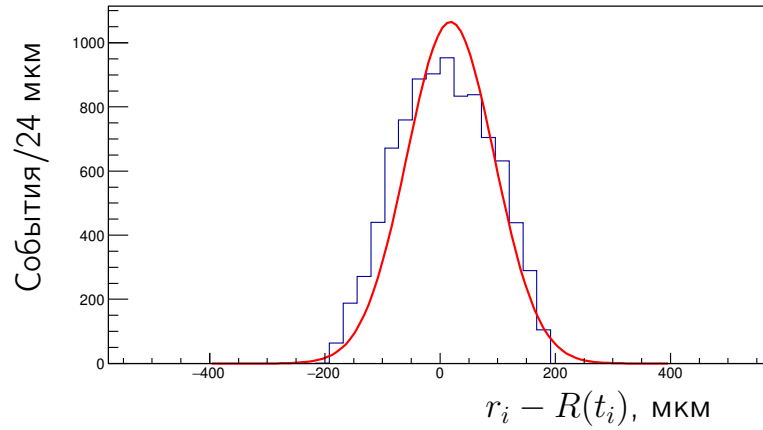


Рисунок 3.7 — Типичное распределение величины $(r_i - R(t_i))$ в точке t_i , объединённое по всем угловым секторам. Рисунок адаптирован из работы [34]

Сравнение экспериментальных данных и результатов моделирования показано на рисунке 3.8. Сплошная линия соответствует аппроксимации функцией $\sigma(r)$ (см. уравнение (2.6)); в данном случае параметр p_6 фиксирован, его значение было получено путём сравнения экспериментальных данных с результатами моделирования.

На рисунке 3.9 показан вклад каждой из компонент в разрешение. Постоянная составляющая обусловлена механическими неточностями расположения проволочек, изменением погодных условий и вкладом электроники. Механические неточности были оценены и составляют 45 мкм. Поскольку набор данных

в каждой точке длился до двух недель, давление и температура в установке менялись. Максимальные колебания составили 1 мбар и 5 К, что, согласно моделированию в программе GARFIELD++, даёт вклад в разрешение около 4 мкм. Наибольший вклад в постоянную составляющую обусловлен особенностями электронного тракта: флуктуациями формы амплитуды сигнала, конечным разрешением и собственными шумами. Её вклад зависит от газового усиления и составляет 54 мкм при усилении $7 \cdot 10^4$.

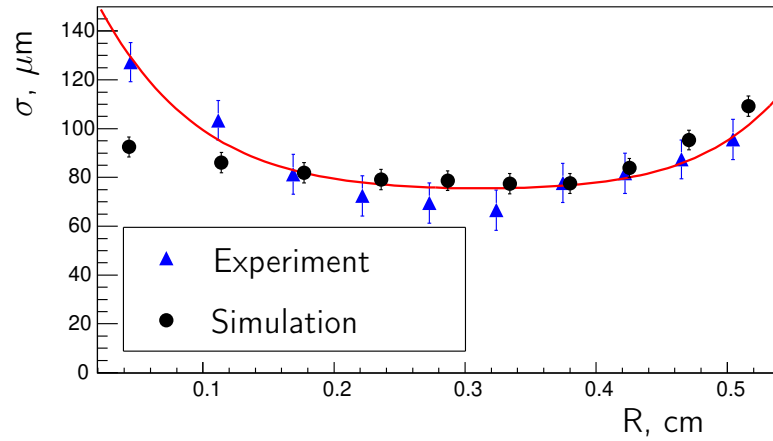


Рисунок 3.8 — Сравнение пространственных разрешений в эксперименте и в моделировании. Рисунок взят из работы [34]

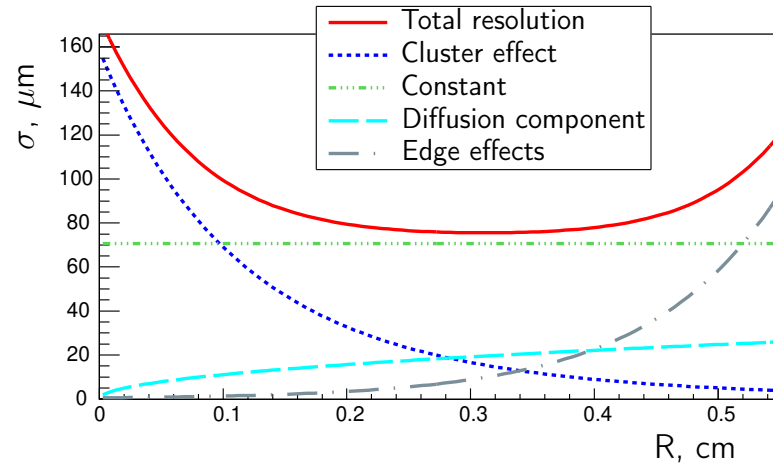


Рисунок 3.9 — Вклад каждой компоненты в пространственное разрешение. Рисунок взят из работы [34]

Сравнение разрешений для двух газовых смесей отображено на рисунках 3.10 и 3.11. При газовом усилении более $5 \cdot 10^4$ среднее разрешение

становится меньше 100 мкм и выходит на плато около 90 мкм. В таблице 4 приведены результаты измерений, где указаны как статистические, так и систематические неопределённости. Статистические неопределённости составляют от 8% до 23% от полной неопределённости. Систематические неопределённости оценены как половина размаха между двумя соседними точками в центральной части зависимости (от 0.2 см до 0.4 см, см. рисунок 3.10).

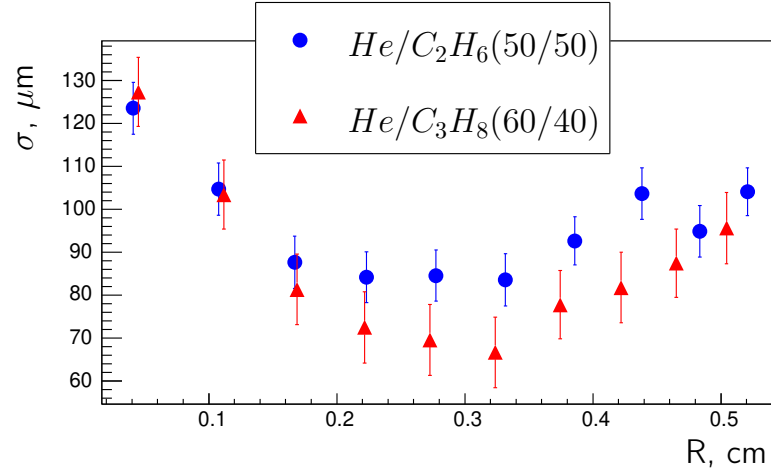


Рисунок 3.10 — Сравнение пространственных разрешений для двух смесей $\text{He}/\text{C}_3\text{H}_8$ (60/40) и $\text{He}/\text{C}_2\text{H}_6$ (50/50) в ячейке. Рисунок взят из работы [34]

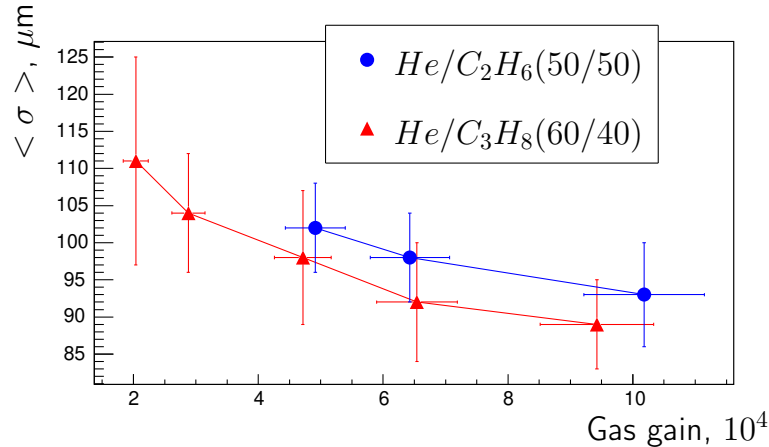


Рисунок 3.11 — Сравнение средних значений пространственных разрешений для смесей $\text{He}/\text{C}_3\text{H}_8$ (60/40) и $\text{He}/\text{C}_2\text{H}_6$ (50/50) в зависимости от газового усиления. Рисунок взят из работы [34]

Таблица 4 — Результаты измерений пространственного разрешения при различных газовых усилениях для смесей He/C₃H₈ (60/40) и He/C₂H₆ (50/50).
Таблица адаптирована из работы [34]

	He/C ₃ H ₈ (60/40)	He/C ₂ H ₆ (50/50)
Газовое усиление	$\langle\sigma\rangle$, мкм	$\langle\sigma\rangle$, мкм
$2 \cdot 10^4$	111 ± 14	—
$3 \cdot 10^4$	104 ± 8	—
$5 \cdot 10^4$	98 ± 9	102 ± 6
$7 \cdot 10^4$	92 ± 8	98 ± 6
10^5	89 ± 6	93 ± 7

Глава 4. Экспериментальный комплекс ВЭПП-4М и детектор КЕДР

4.1 Экспериментальный комплекс ВЭПП-4М

Результаты по исследованию распадов J/ψ -мезона в состояния $\rho\eta$ и $\phi\eta$, представленные в данной работе, были получены в эксперименте с детектором КЕДР [13] на ускорительном комплексе ВЭПП-4М [14]. Ускорительный комплекс ВЭПП-4М состоит из линейного ускорителя электронов до 50 МэВ, накопителя ВЭПП-3 (осуществляющего накопление и разгон пучка до 2 ГэВ), установки РОКК-1М (Рассеянные Обратно Комптоновские Кванты) и самого e^+e^- -коллайдера, который работает в широком диапазоне энергий от 2 ГэВ до 11 ГэВ в системе центра масс (см. рисунок 4.1). В таблице 5 приведены основные характеристики коллайдера ВЭПП-4М.

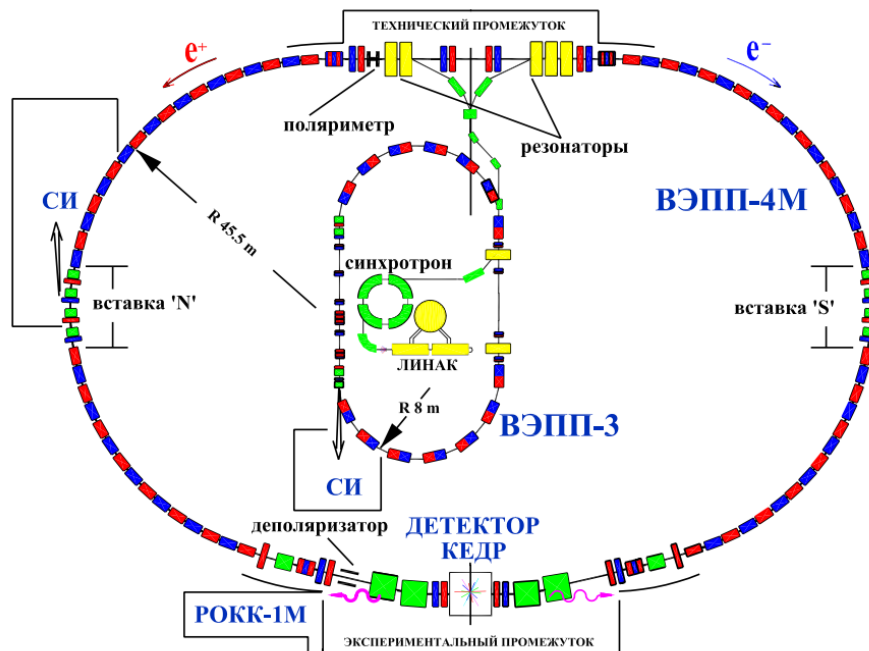


Рисунок 4.1 — Схема ускорительного комплекса ВЭПП-4М. Рисунок взят из работы [53]

Таблица 5 — Основные характеристики ВЭПП-4М. Таблица адаптирована из работы [54]

Периметр	366 м
Частота обращения	818.9 кГц
Коэффициент уплотнения орбиты	0.0168
Максимальный ток в одном сгустке (при 1.8 ГэВ)	3.5 мА
Максимальная светимость	$10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
Продольный размер пучка	3 см

Коллайдер способен работать в двухсгустковом режиме с током в одном пучке до 5 мА. Его недостатком является низкая светимость, составляющая около $10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что существенно ограничивает физическую программу. Тем не менее, возможность измерения энергии методом резонансной деполяризации [55–57] (точность 10–20 кэВ) делает установку уникальной для задач прецизионной спектроскопии, где важна не светимость, а разрешение по массе. Для непрерывного контроля энергии используется метод обратного комптоновского рассеяния (точность 50–70 кэВ) [58; 59], который дополняет первый метод более оперативным мониторингом энергии.

В рамках физической программы на коллайдере ВЭПП-4М были достигнуты рекордные по точности измерения масс таких частиц, как J/ψ [60; 61], $\psi(2S)$ [60–62] и $\psi(3770)$ [63], а также τ -лептона [64; 65], чей результат входит в тройку лучших измерений с сопоставимыми ошибками. Эти результаты имеют принципиальное значение для проверки предсказаний квантовой хромодинамики и лептонной универсальности — ключевых элементов Стандартной модели, отклонения в которых могут указывать на новую физику.

4.2 Детектор КЕДР

Детектор КЕДР — универсальный магнитный детектор, расположенный на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-4М, с продольным магнитным полем 0.6 Тл. Он состоит из трековой системы (включающей вершинный детектор и дрейфовую камеру), аэрогелевых сцинтилляционных счётчиков, время-пролётной системы, двух калориметров — цилиндрического на жидком криптоне (LKr) и торцевого на кристаллах CsI, — и мюонной системы (см. рисунок 4.2).

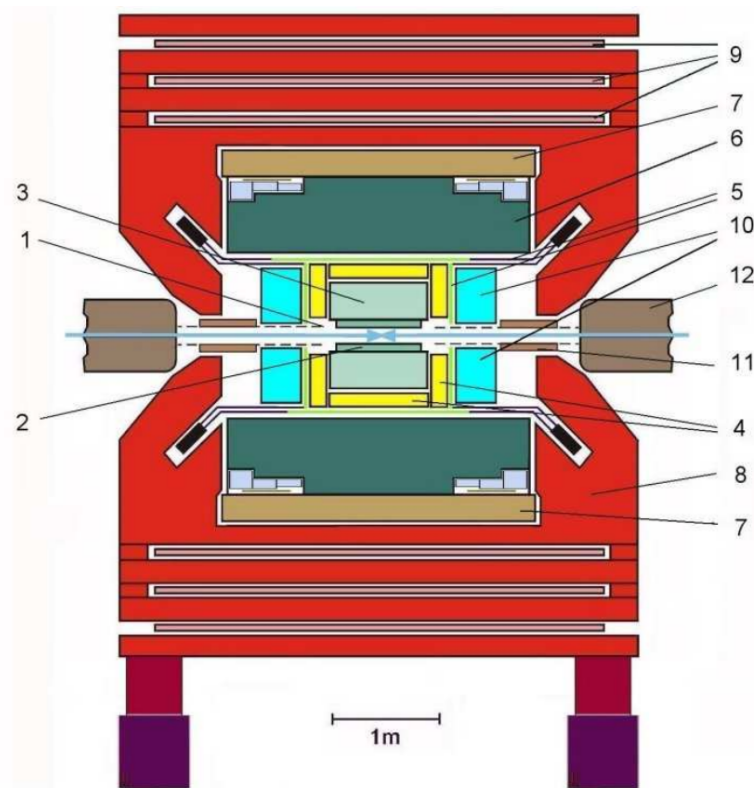


Рисунок 4.2 — Схема универсального магнитного детектора КЕДР. Цифрами обозначены: 1 — вакуумная камера, 2 — вершинный детектор, 3 — дрейфовая камера, 4 — аэрогелевские сцинтилляционные счётчики, 5 — время-пролётная система, 6 — LKr калориметр, 7 — сверхпроводящая катушка, 8 — ярмо, 9 — мюонная система, 10 — CsI калориметр, 11 — компенсирующая катушка, 12 — квадруполь. Рисунок взят из работы [66]

Вершинный детектор [67; 68] представляет собой систему из цилиндрических дрейфовых трубок длиной 670 мм и диаметром 10 мм. Трубки

организованы в шесть концентрических слоёв, оси которых расположены на расстояниях от 67.1 мм (внутренний слой) до 116.84 мм (внешний слой) от оси пучков. Всего имеется около 312 дрейфовых трубок, изготовленных из тонкого лавсана; через них продувается газовая смесь Ar/CO_2 (70/30). Эксплуатация системы ведётся в пропорциональном режиме с газовым усилением около 10^5 . Общий покрываемый телесный угол составляет до 98%.

Дрейфовая камера [69] детектора КЕДР является камерой струйного типа и состоит из прямоугольных ячеек длиной около 3 см. В ней присутствуют несколько типов проволочек: полевые, фокусирующие, анодные и экранные. Общее количество проволочек около 16 тысяч, из которых 1512 — анодные. Их длина равна 970 мм. Всего имеется 7 слоёв ячеек: четыре аксиальных и три стереослоя под углом 100 мрад к оси пучков, что позволяет реконструировать продольную компоненту трека. Среднее пространственное разрешение составляет (100–150) мкм для аксиальных слоёв и менее 200 мкм для стереослоёв. Телесный угол камеры для частиц, пересекающих все семь слоёв, составляет 70%.

Аэрогелевые сцинтилляционные счётчики [70;71] — это пороговые черенковские счётчики, изготовленные на основе аэрогеля с показателем преломления 1.05 в качестве радиатора. Сбор фотонов осуществляется при помощи пластин оргстекла с добавкой ВВQ, где черенковский свет перерассеивается на фотоэлектронный умножитель на основе многоканальных пластин. Всего имеется 160 сцинтилляционных счётчиков, разделённых на два слоя. Данная система идентификации позволяет разделять π/K -события с импульсами от 700 МэВ/с до 1500 МэВ/с.

Время-пролётная система [72] состоит из двух подсистем: цилиндрической и торцевой. Полная конфигурация включает 96 сцинтилляционных счётчиков, из которых 32 расположены в цилиндрической части и 64 — в торцевой. Телесный угол системы составляет 97% от полного. Толщина сцинтилляторов равна 10 мм в торцевой и 20 мм в цилиндрической части, а временное разрешение составляет 300 пс и 360 пс соответственно.

На детекторе присутствуют две различные калориметрические системы. Первая — цилиндрический калориметр на жидком криптоне (LKr), вторая — торцевой калориметр на кристаллах CsI.

Физические размеры LKr-калориметра [73; 74] следующие: внутренний радиус составляет 75 см, толщина системы — 68 см, что соответствует 14.8 радиационным длинам. Объём калориметра разбит на ячейки («башни»), ориентированные на точку взаимодействия. Всего имеется три слоя таких ячеек, которые объединяются в «супербашни». В системе присутствуют 7240 электронных каналов, из которых для измерения энергии используются 2304, а остальные необходимы для измерения координат. При помощи событий e^+e^- было измерено энергетическое разрешение на пучках с энергией 1.8 ГэВ, которое составляет около трёх процентов. Пространственное разрешение, полученное с использованием космических частиц, находится на уровне 620 мкм.

В торцевом калориметре [75] размещено около 1536 кристаллов CsI(Na). Толщина калориметра составляет 300 мм, что соответствует 16.2 радиационным длинам. Система расположена под углами от 6 до 38 градусов. Энергетическое разрешение калориметра, измеренное при помощи позитрон-электронного рассеяния, равно 3.5%, а пространственное разрешение — 8 мм.

Мюонная система является завершающей системой детектора КЕДР [76]. Она основана на 88 блоках стримерных трубок. Сами трубки расположены внутри магнитного ярма. Всего имеется около 544 каналов, обеспечивающих среднее пространственное разрешение на уровне 3.5 см.

Также для контроля хода эксперимента детектор КЕДР оборудован системой мониторинга светимости [77]. Она позволяет отслеживать текущую светимость по частоте однократного тормозного излучения. Погрешность измерения составляет около (3–5)%. Система считывания детектора, насчитывающая около 15 тысяч электронных каналов, основана на стандарте КЛЮКВА [78]. Запись событий осуществляется с частотой (50–100) Гц.

Глава 5. Матричные элементы распадов J/ψ -мезона

Настоящая глава посвящена описанию способов получения матричных элементов распадов J/ψ -мезона в состояния $\rho\eta$ и $\phi\eta$. Распады J/ψ в состояния «вектор + псевдоскаляр» служат уникальным инструментом для исследования смешивания мезонов и разделения вкладов сильного и электромагнитного взаимодействий. Амплитуды изучаемых процессов имеют различную природу: распад $J/\psi \rightarrow \rho\eta$ является электромагнитным (запрещённым по изоспину для сильного вклада), в то время как $J/\psi \rightarrow \phi\eta$ происходит через сильный (трёхглюонный) механизм. Измерение их вероятностей распадов позволяет определить угол смешивания θ_P и восстановить кварковый состав η -мезона. Ковариантная форма записи матричного элемента для таких распадов детально описана в 5.1 на примере распада $J/\psi \rightarrow V + P$, при дальнейшем распаде V -мезона на две заряженные псевдоскалярные частицы P^+ и P^- . Помимо ковариантного метода написания матричного элемента существует альтернативный метод, называемый метод спиральных амплитуд, детально описанный в 5.2.

5.1 Ковариантный способ параметризации сечения распада J/ψ -мезона в состояние $V + P$

Матричный элемент для первичного распада имеет вид:

$$M_{J/\psi VP} = f_{J/\psi VP} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon_\mu^{J/\psi} \epsilon_\nu^V Q_\alpha P_\beta, \quad (5.1)$$

где:

- $\epsilon^{J/\psi}$, ϵ^V — векторы поляризации J/ψ и V -мезонов соответственно;
- Q , P — 4-импульсы V и P -мезонов;
- $f_{J/\psi VP}$ — формфактор распада.

В данном приближении зависимость формфактора от энергии пренебрегается.

Матричный элемент вторичного распада V -мезона представляется в виде:

$$M_{VP_+P_-} = f_{VP^+P^-} \varepsilon_\mu^V (q^+ - q^-)^\mu, \quad (5.2)$$

где:

- q^+, q^- — 4-импульсы P^+ и P^- -мезонов (вторичного распада векторного мезона на две псевдоскалярные частицы, пионы или каоны);
- $f_{VP^+P^-}$ — константа связи VP^+P^- .

При объединении (5.1) и (5.2) получается полный матричный элемент для каскадного распада:

$$M \sim \varepsilon^{ijk} \varepsilon_i^{J/\psi} q_j^+ q_k^- / \Delta_V(Q^2), \quad (5.3)$$

где $1/\Delta_V$ — пропагатор V -мезона, появляющийся в результате свободного пролёта частицы до своего распада.

Выражение для пропагатора V -мезона вблизи резонанса имеет вид:

$$\Delta_V(Q^2) = Q^2 - m_V^2 + iQ\Gamma_V(Q^2), \quad (5.4)$$

где:

- m_V — масса V -мезона;
- $\Gamma_V(Q^2)$ — ширина V -мезона в зависимости от энергии.

Зависимость ширины $\Gamma_V(Q^2)$ от энергии для ρ -мезона выглядит следующим образом:

$$\Gamma_V(Q^2) = \Gamma_V \left(\frac{p_{P^\pm}(Q^2)}{p_{P^\pm}(m_V^2)} \right)^3 \left(\frac{m_V^2}{Q^2} \right), \quad (5.5)$$

где $p_{P^\pm}(Q^2)$ — модуль трёхимпульса $P^\pm$ -мезона в зависимости от Q^2 , Γ_V — ширина V -мезона.

Для других векторных мезонов ширина складывается из нескольких каналов, причём для многочастичных каналов требуется интегрирование по фазовому объёму с учётом промежуточных резонансов [79; 80].

Используя (5.3), после свёртывания индексов и учёта кинематики можно переписать матричный элемент в виде, приведённом в работе [81]:

$$M \propto |\mathbf{P}_{\mathbf{P}^+} \times \mathbf{P}_{\mathbf{P}^-}| \sin(\theta_n) \frac{m_V^2}{Q^2 - m_V^2 + iq\Gamma_V(Q^2)} \sqrt{\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow V + P) \mathcal{B}(V \rightarrow P^+ P^-)}, \quad (5.6)$$

где применены следующие обозначения:

- $|\mathbf{P}_{\mathbf{P}^\pm}|$ — кинематические трёхимпульсы $P^\pm$ -мезонов;
- θ_n — угол между нормалью к плоскости реакции и направлением вдоль пучка электронов;
- $\mathcal{B}$ — вероятность распада.

5.2 Метод спиральных амплитуд

Используемый в работе генератор KsGenHAmp, разработанный для работы [82], реализует метод спиральных амплитуд [83; 84] для моделирования многочастичных распадов вида $X \rightarrow N$ бозонов, где $N \leq 6$. Основные особенности метода:

- Корректное воспроизведение угловых распределений для резонансных распадов;
- Возможность учёта интерференции между различными модами распада;
- Универсальность для произвольных каскадных распадов.

Ширина распада выражается через матричный элемент M_{fi} и фазовый объём:

$$d\Gamma = \frac{(2\pi)^4}{2M} |M_{fi}|^2 d\Phi_n(P_i; p_1, \dots, p_n), \quad (5.7)$$

где M и P_i — масса и четырёхимпульс начальной частицы, p_j — четырёхимпульс конечных частиц, $d\Phi_n$ — фазовый объём распада для n частиц:

$$d\Phi_n = \delta^{(4)} \left(P_i - \sum_{k=1}^n p_k \right) \prod_{k=1}^n \frac{d^3 p_k}{(2\pi)^3 2E_k}, \quad (5.8)$$

где E_k — энергии дочерних частиц.

Для $n = 2$ в системе покоя родительской частицы:

$$d\Gamma = \frac{1}{32\pi^2 M^2} |M_{fi}|^2 |\mathbf{p}_1| d\Omega_1, \quad (5.9)$$

где $|\mathbf{p}_1|$ — модуль импульса дочерних частиц:

$$|\mathbf{p}_1| = \frac{\sqrt{[M^2 - (m_1 + m_2)^2][M^2 - (m_1 - m_2)^2]}}{2M}, \quad (5.10)$$

где m — масса дочерней частицы.

Для $n = 3$ вводится переменная $q^2 = (p_1 + p_2)^2$, имитирующая виртуальную частицу в каскадном распаде:

$$d\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^5 16M^2} |M_{fi}|^2 |\mathbf{p}_3^*| d\Omega_3^* |\mathbf{p}_1^{**}| d\Omega_1^{**} dm_{12}, \quad (5.11)$$

где dm_{12} — инвариантная масса промежуточного состояния. Звёздочки обозначают системы покоя родительской частицы (*) и промежуточной системы (**).

Матричный элемент в методе спиральных амплитуд выражается как:

$$M_{fi} = \sum_{\{\lambda\}} \prod_{\text{вершин}} \sqrt{\frac{2J_k + 1}{4\pi}} D_{\lambda_k, \lambda_{k1} - \lambda_{k2}}^{J_k^*}(\Omega_k) A_{\lambda_{k1}, \lambda_{k2}}^k, \quad (5.12)$$

где:

- J_k — спин начальной и промежуточных частиц; для квазидвухчастичного распада — полные моменты;
- λ_k — спиральности;
- $D_{\lambda_k, \lambda_{k1}}^{J_k^*}(\Omega_k)$ — матрицы поворотов, Ω_k — вектор направления ($\varphi_k, \theta_k, -\varphi_k$), где φ_k, θ_k — углы дочерней частицы в системе покоя родительской;
- $A_{\lambda_{k1}, \lambda_{k2}}^k$ — спиральные амплитуды вершины.

Матрицы поворотов выражаются через малые d -матрицы:

$$D_{m, m'}^J(\alpha, \beta, \gamma) = e^{-im\alpha} d_{m, m'}^J(\beta) e^{-im'\gamma}, \quad (5.13)$$

где $d_{m,m'}^J$ — функции, зависящие от спинов; для $J = 1$:

$$d_{m,m'}^1(\beta) = \begin{pmatrix} \frac{1+\cos\beta}{2} & -\frac{\sin\beta}{\sqrt{2}} & \frac{1-\cos\beta}{2} \\ \frac{\sin\beta}{\sqrt{2}} & \cos\beta & -\frac{\sin\beta}{\sqrt{2}} \\ \frac{1-\cos\beta}{2} & \frac{\sin\beta}{\sqrt{2}} & \frac{1+\cos\beta}{2} \end{pmatrix}. \quad (5.14)$$

Для резонансного распада амплитуда имеет брейт-вигнеровскую форму:

$$A_{\lambda_1, \lambda_2}^k = -\frac{a_{\lambda_1, \lambda_2}^k m_k \Gamma_k}{q_k^2 - m_k^2 + im_k \Gamma_k}, \quad (5.15)$$

где Γ_k — ширина частицы, $a_{\lambda_1, \lambda_2}^k$ — комплексные константы связи. При моделировании эти константы случайным образом подбираются один раз для всего набора.

При наличии нескольких мод распада полный матричный элемент:

$$M_{fi} = \sum_k c_k M_{fi}^{(k)}, \quad (5.16)$$

где c_k — веса между разными модами распада.

Интерференцию в этом алгоритме можно учесть тремя способами:

- Со случайными фазами между резонансами;
- С интерференцией при нулевой фазе;
- Без интерференции.

В работе используется первый случай со случайной фазой. При этом стоит отметить, что интерференционные члены исчезают при интегрировании по углам для резонансов с:

- Разными спинами $J \neq J'$;
- Разными чётностями $P \neq P'$.

Итоговая ширина распада в общем случае:

$$d\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^{3n-4} 2^{n+1} M^2} |M_{fi}|^2 \prod_{i=1}^{n-1} |\mathbf{p}_i^*| d\Omega_i^* \prod_{a=1}^{n-2} dm_{X_a}, \quad (5.17)$$

где n — число конечных состояний, сумма ведётся по всем i вершинам распадов и массам промежуточных состояний X_a .

Глава 6. Исследование процесса распада J/ψ -мезона в состояние $\rho\eta$

Настоящая глава посвящена экспериментальному анализу распада $J/\psi \rightarrow \rho\eta$, включая методику обработки данных, моделирования и оценки систематических погрешностей. Основные результаты этого анализа представлены в работе [36].

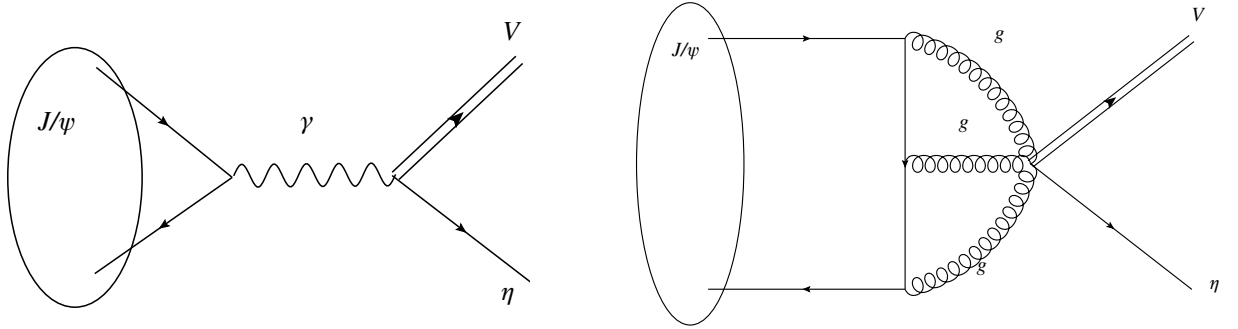
В экспериментальной части резонанс ρ реконструируется по его основному каналу распада: $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-$ (вероятность $\sim 100\%$).

6.1 Конечное состояние $\pi^+\pi^-\eta$

Распад J/ψ -мезона в состояние $\pi^+\pi^-\eta$ может происходить через несколько промежуточных состояний, среди них состояния с квантовыми числами $1^{--}0^{-+}$ в P волне и $2^{+}0^{-}$ в D волне.

Кандидатами в состояние $1^{--}0^{-+}$ являются: $\rho\eta$, $\omega\eta$, а также возбуждённые состояния семейств ρ и ω . Процесс распада $J/\psi \rightarrow \rho\eta$ сильно подавлен из-за нарушения изоспина, и согласно общемировым значениям $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \rho\eta) \sim 10^{-4}$ на порядок меньше, чем $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \omega\eta) \sim 10^{-3}$. Таким образом, несмотря на малую вероятность распада ω в два пиона (которая составляет около 2%), число событий от $J/\psi \rightarrow \omega\eta$ соизмеримо с событиями от $J/\psi \rightarrow \rho\eta$. Диаграммы Фейнмана для процессов $J/\psi \rightarrow \rho\eta$ и $J/\psi \rightarrow \omega\eta$ показаны на рисунках 6.1a и 6.1б соответственно, первый распад происходит электромагнитно через один фотон, второй — сильно, через три глюона. Распад $J/\psi \rightarrow V + P$ может быть также осуществлён через два глюона и один фотон, но он не является доминирующим. Помимо промежуточных состояний $\rho\eta$ и $\omega\eta$, в данной работе рассмотрен распад через $\rho(1450)\eta$, который может давать вклад в $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ при инвариантных массах $\pi^+\pi^-$ в области

1.2–1.6 ГэВ. Остальные возбуждённые состояния ρ и ω в данной работе не рассматриваются, поскольку их вклад сильно подавлен по фазовому объёму из-за большей массы.



а)

б)

Рисунок 6.1 — Диаграммы Фейнмана для а) электромагнитного распада и б) сильного распада. Символ V обозначает векторный мезон

Промежуточным состоянием вида 2^+0^- является $a_2(1320)\pi$ с последующим распадом $a_2(1320)$ в $\pi\eta$, который также учтён в работе.

Большая часть промежуточных состояний являются состояниями вида векторная частица и псевдоскалярная. Дифференциальное сечение распада векторной частицы, которой является J/ψ -мезон, на промежуточное состояние вида $V + P$ с дальнейшим распадом векторного резонанса на две псевдоскалярные частицы (на два пиона) в ковариантном виде выглядит следующим образом:

$$\left(\frac{d\Gamma}{d\Phi}\right)_{V+P} \propto \left| \sum_{k=\rho,\omega,\rho(1450)} a_k e^{i\varphi_k} \right|^2 = \sum_{k=\rho,\omega,\rho(1450)} |a_k|^2 + \sum_{\substack{k,j=\rho,\omega,\rho(1450) \\ k \neq j}} a_k a_j^* e^{i(\varphi_k - \varphi_j)}, \quad (6.1)$$

где a_k — амплитуда распада из формулы 5.6. В данной работе для всех векторных мезонов параметризация $\Gamma(q^2)$ берется из формулы 5.5.

Для дальнейшего анализа интерференционные слагаемые группируются следующим образом:

$$\begin{aligned} a_\rho a_\omega^* e^{-i\varphi} + a_\rho^* a_\omega e^{i\varphi} &= \frac{\sqrt{\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \rho\eta)\mathcal{B}(\rho \rightarrow \pi^+\pi^-)}}{((q^2 - m_\rho^2)^2 + q^2\Gamma_\rho^2(q^2))} \times \\ &\times 2 \frac{\sqrt{\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \omega\eta)\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-)} |\mathbf{P}_{\pi^+} \times \mathbf{P}_{\pi^-}|^2 \sin^2(\theta_n) m_\rho^2 m_\omega^2}{((q^2 - m_\omega^2)^2 + q^2\Gamma_\omega^2(q^2))} \times \\ &\times \left[(q^4 + m_\rho^2 m_\omega^2 + q^2\Gamma_\rho(q^2)\Gamma_\omega(q^2)) \cos(\varphi) - q^2(m_\rho^2 + m_\omega^2) \cos(\varphi) + \right. \\ &\left. + (q^3\Gamma_\omega(q^2) + q\Gamma_\rho(q^2)m_\omega^2) \sin(\varphi) - (q^3\Gamma_\rho(q^2) + q\Gamma_\omega(q^2)m_\rho^2) \sin(\varphi) \right] = \\ &= (A - B) \cos(\varphi) + (C - D) \sin(\varphi). \quad (6.2) \end{aligned}$$

Остальные слагаемые группируются аналогично с учётом определения фазы интерференции относительно ρ -мезона.

В отличие от предыдущих трёх промежуточных состояний, $a_2(1320)\pi$ является тензорным и псевдоскалярным состоянием ($T + P$), что не позволяет применить к данному распаду вышеприведённые формулы. Данный распад моделируется при помощи метода спиральных амплитуд, алгоритм которого описан в разделе 5.2. Стоит отметить, что распад J/ψ -мезона возможен лишь в заряженную моду $a_2(1320)\pi$, поскольку распад в нейтральную запрещён по C -чётности. Интерференционные эффекты $a_2(1320)\pi$ в данной работе не рассматриваются; соответствующая систематическая неопределённость оценивается в разделе 6.5.2.

Таким образом, итоговое дифференциальное сечение является суммой сечений от распада J/ψ -мезона в состояния $V + P$ и $T + P$:

$$\left(\frac{d\Gamma}{d\Phi}\right)_{\pi^+\pi^-\eta} = \left(\frac{d\Gamma}{d\Phi}\right)_{V+P} + \left(\frac{d\Gamma}{d\Phi}\right)_{T+P}. \quad (6.3)$$

6.2 Моделирование распада J/ψ -мезона в состояние $\rho\eta$

Для анализа процесса используется Монте-Карло моделирование:

- Распады с промежуточными состояниями $V + P$ моделируются при помощи генератора, использованного в работе [85], с параметризацией сечения распада формулой 6.1;
- Распады вида $T + P$ без интерференционных эффектов, а также доминирующий фоновый процесс $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma$ моделируются при помощи метода спиральных амплитуд с использованием генератора, описанного в работе [82] (см. раздел 5.2);
- События «континуума» (нерезонансный распад, минуя J/ψ -мезон) $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ моделируются с использованием генератора из работы [85] и формулы 5.6 с бесконечной шириной векторного мезона.

Моделирование процесса $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma$ осуществляется методом спиральных амплитуд. Для этого используются каскады распадов через промежуточные состояния $\omega\eta$, $\phi\eta$, $a_2(1320)\rho$ и нерезонансные распады. Относительные амплитуды между разными вкладами в этот процесс подбираются таким образом, чтобы моделирование распределения инвариантной массы пионов $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ согласовалось с экспериментом при отборе событий вида $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma$. При этом требуется, чтобы инвариантная масса фотонов находилась между 450 МэВ и 650 МэВ. На рисунке 6.2 показано распределение $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$, где вероятность согласия в эксперименте и моделировании по критерию Колмогорова-Смирнова $P = 0.50$ для подобранных амплитуд.

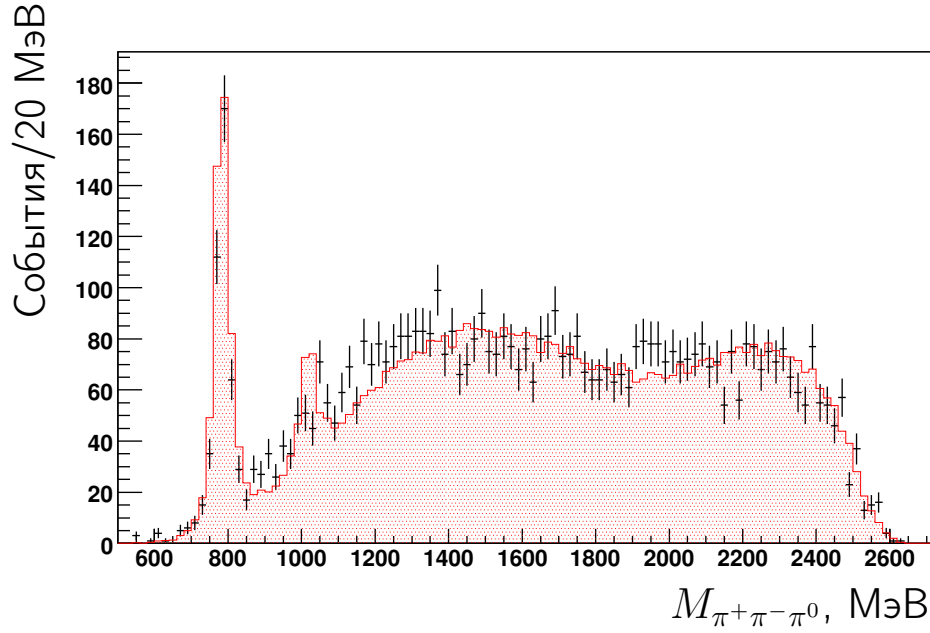


Рисунок 6.2 — Распределение $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ при реконструкции событий от $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma$. Чёрными точками обозначены экспериментальные результаты, красной гистограммой — моделирование с учётом уже подобранных амплитуд ($P = 0.50$)

Число моделируемых событий для каждого вклада в сечение составляет $5 \cdot 10^5$, а для фонового процесса $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma$ — 10^6 ввиду низкой эффективности регистрации. Все характеристики частиц, такие как массы и ширины, были взяты из PDG [86]. Для оценки вкладов от фоновых процессов, помимо доминирующего, был задействован генератор BES [87] и генераторы, применённые в работах [82; 85] коллаборации КЕДР. В генераторе BES параметры JETSET [88] были подобраны в работе [89].

6.3 Отбор событий

Данные распадов J/ψ -мезона были набраны в 2014-2015 годах. Всего было набрано около 1.4 пб^{-1} , что соответствует статистике 5 миллионов распадов

в пике распределения J/ψ -мезона и 0.278 пб^{-1} вне пика для оценки систематических неопределённостей, связанных с фонами.

В работе используется статистика 4.93 миллионов распадов J/ψ -мезона и рассматривается мода распада η -мезона в два фотона. Так как для $J/\psi \rightarrow \rho\eta$ конечным состоянием являются две заряженные частицы и два фотона, рождённых из η -мезона, то первичным условием отбора является наличие не более двух центральных заряженных трека в детекторе. Центральные треки — треки, выходящие из вакуумной камеры на расстоянии менее 3 см от точки взаимодействия в поперечном направлении и менее 17 см вдоль направления движения пучка электронов. При этом разрешается любое число нецентральных треков. Для подавления шумов в калориметрах устанавливается порог на минимальную энергию фотонов для регистрации события на уровне 50 МэВ. Всего в событии должно быть два «кластера», не привязанных к трекам. Далее N_{ph} будет отождествляться с числом фотонов («кластеров») в событии. В работе система идентификации на основе аэрогелевых черенковских счётчиков не задействована; для отбора событий используется условие на χ^2 кинематической реконструкции, который учитывает законы сохранения энергии и импульса для улучшения качества реконструкции события из «сырых» данных. Кинематическая реконструкция проводится в гипотезах $\pi^+\pi^-\eta$ и $K^+K^-\eta$, при этом инвариантная масса двух фотонов притягивается к массе η -мезона. Для отобранных событий $\chi^2_{\pi^+\pi^-\eta} < 70$. В то же время $\chi^2_{\pi^+\pi^-\eta} < \chi^2_{K^+K^-\eta}$.

Недостаток подхода с кинематической реконструкцией состоит в том, что он при помощи своего кинематического ограничения на инвариантную массу фотонов “притягивает” фоновые события к сигнальным, тем самым искажая распределение фона, что усложняет его отбраковку. Для оценки этой систематической неопределённости все отобранные события реконструируются заново в гипотезе уже свободных фотонов без привязки к массе η -мезона. Далее устанавливается ограничение на инвариантную массу свободных фотонов $500 \text{ МэВ} < M_{\gamma\gamma} < 600 \text{ МэВ}$.

Фоновый процесс $J/\psi \rightarrow \rho\pi$ при $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ может имитировать сигнал $J/\psi \rightarrow \rho\eta$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, несмотря на разницу масс π^0 и η ($\Delta m \approx 413$ МэВ). Это обусловлено длинным негуссовским хвостом за счёт флуктуации развития ливня в калориметре, взаимодействия фотонов в веществе и наложением шумов, а также высокой вероятности распада $J/\psi \rightarrow \rho\pi$ на уровне 2%. Подавление фона достигается требованием на угол разлёта фотонов $\cos \theta_{\gamma\gamma} > 0.4$. Итоговая эффективность отбора составляет $\varepsilon_{\rho\eta} \approx 17\%$.

Доминирующим фоновым процессом являются события от $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma$, несмотря на ограничение на число фотонов в событии. Вне пика J/ψ -мезона содержатся два события, удовлетворяющих используемым условиям отбора. Эти события могут быть событиями «континуума» ($e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$), которые согласуются с оценкой числа таких событий с использованием измеренного сечения из работы ВаВар [21] и интегральной светимости вне пика настоящей работы, равной 0.278 пб^{-1} . С учётом этого число событий «континуума» в пике не превышает 4-х.

6.4 Процедура вычисления вероятностей распадов

Ввиду множественности промежуточных состояний, пики распределений которых находятся на разных проекциях инвариантных масс между двумя частицами, для анализа процесса $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ применяется подгонка двумерного распределения с проекциями $M_{\pi^+\eta}$ и $M_{\pi^-\eta}$.

Как было описано в разделе 6.2, каждый вклад в сечение моделируется определённым генератором событий. После этого собирается двумерная гистограмма $H_i[j, l]$ распределения инвариантных масс $\pi^+\eta$ и $\pi^-\eta$, где i обозначает определённое слагаемое в сечении, а параметры j и l — номер бина в проекциях на оси инвариантных масс $M_{\pi^+\eta}$ и $M_{\pi^-\eta}$.

Для простоты обозначений далее вводятся двумерные гистограммы $H_{k,m}^{c\pm}[j,l]$ и $H_{k,m}^{s\pm}[j,l]$ для отождествления распределений, полученных от интерференционных слагаемых между частицами k и m , стоящих перед косинусом фазы между ними, $c\pm$, и перед синусом, $s\pm$ (см. формулу 6.2).

Итоговая параметризация числа ожидаемых событий в бине представлена в виде:

$$\begin{aligned}
N_{exp}[j, l] = & \left(p_1 H_{\rho\eta}[j, l] + p_2 H_{\omega\eta}[j, l] + p_3 H_{\rho(1450)\eta}[j, l] \right. \\
& + \sqrt{p_1 p_2} \left[(H_{\rho\eta, \omega\eta}^{c+}[j, l] - H_{\rho\eta, \omega\eta}^{c-}[j, l]) \cos(\varphi_{\rho, \omega}) \right. \\
& \quad \left. + (H_{\rho\eta, \omega\eta}^{s+}[j, l] - H_{\rho\eta, \omega\eta}^{s-}[j, l]) \sin(\varphi_{\rho, \omega}) \right] \\
& + \sqrt{p_1 p_3} \left[(H_{\rho\eta, \rho(1450)\eta}^{c+}[j, l] - H_{\rho\eta, \rho(1450)\eta}^{c-}[j, l]) \cos(\varphi_{\rho, \rho(1450)}) \right. \\
& \quad \left. + (H_{\rho\eta, \rho(1450)\eta}^{s+}[j, l] - H_{\rho\eta, \rho(1450)\eta}^{s-}[j, l]) \sin(\varphi_{\rho, \rho(1450)}) \right] \\
& + \sqrt{p_2 p_3} \left[(H_{\rho(1450)\eta, \omega\eta}^{c+}[j, l] - H_{\rho(1450)\eta, \omega\eta}^{c-}[j, l]) \cos(\varphi_{\rho, \omega} - \varphi_{\rho, \rho(1450)}) \right. \\
& \quad \left. + (H_{\rho(1450)\eta, \omega\eta}^{s+}[j, l] - H_{\rho(1450)\eta, \omega\eta}^{s-}[j, l]) \sin(\varphi_{\rho, \omega} - \varphi_{\rho, \rho(1450)}) \right] \\
& \left. + p_4 H_{a_2(1320)\pi}[j, l] + p_5 H_{\pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma}[j, l] + H_{\text{конт.} + \text{интерф.}}[j, l] \right), \tag{6.4}
\end{aligned}$$

где p_n и φ_t являются свободными параметрами и соответствуют ненормированной амплитуде процесса и фазе между резонансами. В данную формулу входят как вклады вида $V + P$ и событий «континуума» с учётом всех возможных интерференций, так и вклад от $T + P$. В силу присутствия в работе ощутимого вклада от фонового процесса $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma$, он также включён в общую формулу. События «континуума» фиксированы на 4-х событиях.

Процедура подгонки экспериментальных значений для нахождения вероятностей распадов осуществляется методом максимизации логарифма функции правдоподобия, написанной для пуассоновского распределения [90]:

$$L_{\pi^+\pi^-\eta} = -2 \sum_{j,l} \left(N_{exp}[j,l] - N_{obs}[j,l] + N_{obs}[j,l] \ln \frac{N_{obs}[j,l]}{N_{exp}[j,l]} \right), \quad (6.5)$$

где N_{obs} — наблюдаемое в эксперименте число событий.

Распределения $J/\psi \rightarrow \rho\eta$ и $J/\psi \rightarrow \omega\eta$ имеют очень схожее поведение ввиду близких значений масс векторных мезонов, что из-за малой статистики в эксперименте делает невозможным корректно подогнать экспериментальные результаты и вычислить $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \omega\eta)$. Поэтому данная вероятность распада фиксируется на значении измерения BES-II [91]: $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \omega\eta) = (2.272 \pm 0.273) \times 10^{-3}$.

После того как подгонка успешно завершена, вычисляются вероятности распадов всех промежуточных состояний:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \rho\eta) &= \frac{p_1 I_{\rho\eta}}{N_{J/\psi} \mathcal{B}(\eta \rightarrow \gamma\gamma) \varepsilon_{\rho\eta}}, \\ \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \rho(1450)\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\eta) &= \frac{p_3 I_{\rho(1450)\eta}}{N_{J/\psi} \mathcal{B}(\eta \rightarrow \gamma\gamma) \varepsilon_{\rho(1450)\eta}}, \\ \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow a_2(1320)\pi) &= \frac{p_4 I_{a_2(1320)\pi}}{N_{J/\psi} \mathcal{B}(\eta \rightarrow \gamma\gamma) \mathcal{B}(a_2(1320) \rightarrow \pi\eta) \varepsilon_{a_2(1320)\pi}}, \\ \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta) &= \frac{N_{\pi^+\pi^-\eta}}{N_{J/\psi} \mathcal{B}(\eta \rightarrow \gamma\gamma) \varepsilon_{\pi^+\pi^-\eta}}, \end{aligned} \quad (6.6)$$

где $N_{J/\psi}$ — число J/ψ -мезонов, набранных в используемых заходах, $\mathcal{B}(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$ и $\mathcal{B}(a_2(1320) \rightarrow \pi\eta)$ — вероятности распадов η -мезона в фотоны и $a_2(1320)$ в $\pi\eta$. Здесь также вводится параметр I_i , который соответствует нормировке гистограммы H_i . Эффективности регистрации обозначены как ε_i , которые вычисляются по следующей формуле:

$$\varepsilon_i = n_i / n_{\text{total}}, \quad (6.7)$$

где n_i и n_{total} — число отобранных событий и общее число смоделированных событий. В случае $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta)$ используется иная формула для вычисления эффективности, поскольку данное распределение является составным

из всех остальных:

$$\varepsilon_{\pi^+\pi^-\eta} = \frac{\sum_i N_i \times \varepsilon_i}{\sum_i N_i}, \quad (6.8)$$

сумма ведётся по всем вкладам в сечение (см. формулу 6.4). Полное число событий $\pi^+\pi^-\eta$ вычисляется как:

$$N_{\pi^+\pi^-\eta} = (N_{obs} - N_{\pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma} - N_{\text{конт.}+\text{интерф.}}), \quad (6.9)$$

где $N_{\pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma} = p_5 I_{\pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma}$ — число событий от фона, а $N_{\text{конт.}+\text{интерф.}}$ — события «континуума» с учётом интерференций.

6.5 Результаты исследования процесса $J/\psi \rightarrow \rho\eta$

Измерение вероятности распада $J/\psi \rightarrow \rho\eta$ осложнено интерференцией с каналом $J/\psi \rightarrow \omega\eta$, а также вкладами других промежуточных состояний $\rho(1450)\eta$, $a_2(1320)\pi$ и событий «континуума», что приводит к относительно высокой полной систематической погрешности. В данной работе используются следующие значения вероятностей распадов, взятые из PDG [86]:

- $\mathcal{B}(\rho \rightarrow \pi^+\pi^-) = 100\%$;
- $\mathcal{B}(a_2(1320) \rightarrow \pi\eta) = (14.5 \pm 1.2)\%$;
- $\mathcal{B}(\eta \rightarrow \gamma\gamma) = (39.36 \pm 0.18)\%$.

Дополнительный интерес к процессу $J/\psi \rightarrow \rho\eta$ придаёт явление ρ - ω смешивания. Распад $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$ запрещён по изоспину и обусловлен смешиванием с ρ мезоном (см. приложение Б). Измерение относительной фазы и величины этой интерференции представляет собой проверку моделей нарушения изотопической инвариантности в сильных взаимодействиях.

В таблице 6 приведены основные источники систематических неопределённостей в процессе $J/\psi \rightarrow \rho\eta$, а также их суммарный вклад в измерение вероятности распада. Подробное обоснование каждой из оценок представлено в разделе 6.5.2.

Как видно из таблицы, доминирующие вклады в итоговую систематическую погрешность для канала $J/\psi \rightarrow \rho\eta$ вносят вариации условий отбора, учёт числа фотонов и моделирование интерференционных эффектов с каналом $J/\psi \rightarrow a_2(1320)\pi$.

Таблица 6 — Сводная таблица всех систематических неопределённостей в измерении $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \rho\eta)$. Таблица адаптирована из работы [36]

Источник неопределённости	Неопределённость, %
Отклик детектора	3.1
Число J/ψ -мезонов	1.1
$\mathcal{B}(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$	0.5
Ядерное взаимодействие	1.4
Параметры резонансов m и Γ	0.8
Эффективность регистрации (ϵ)	0.3
Физический фон	4.7
Вариация числа фотонов	10.5
Вариации условий отбора	9.8
$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \omega\eta) \times \mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-)$	2.6
События «континуума» ($e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$)	0.9
Моделирование $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma$	2.7
Интерференционные эффекты $a_2(1320)\pi$	10.7
Квадратичная сумма	19.3

6.5.1 Подгонка экспериментальных данных

На рисунке 6.3 проиллюстрированы двумерные распределения в осях $M_{\pi^+\eta}$ и $M_{\pi^-\eta}$ в эксперименте и в моделировании после подгонки. Цвет обозначает плотность событий. Несмотря на низкую статистику в экспериментальном распределении, на гистограммах видно, что все события находятся на диа-

гонали. Значение функции правдоподобия $L_{\pi^+\pi^-\eta}$ составляет 207 при числе степеней свободы $n_{n.d.o.f.}$ равном 219.

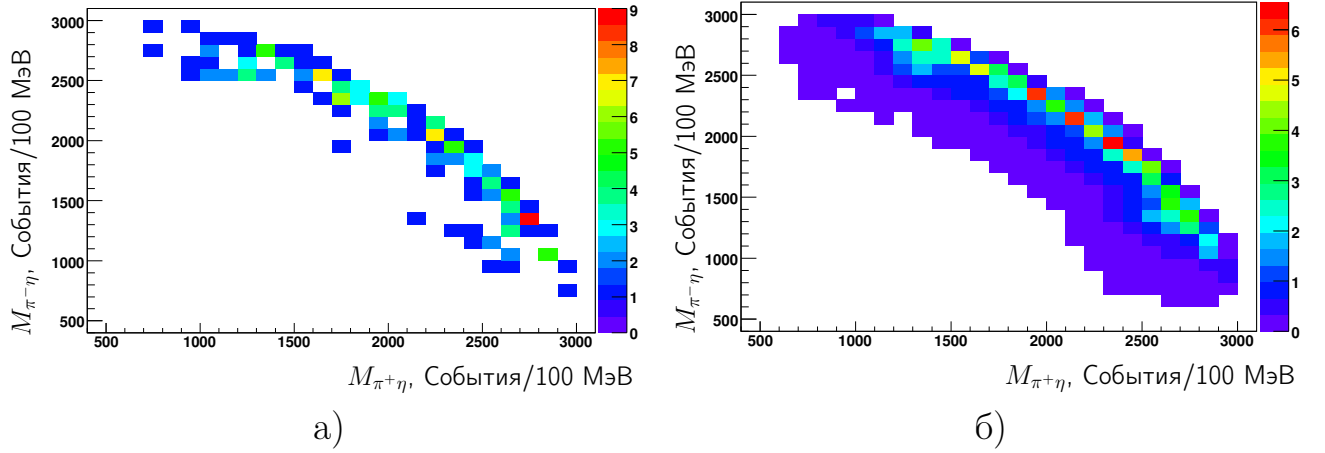


Рисунок 6.3 — Двумерные распределения в осях $M_{\pi^+\eta}$ и $M_{\pi^-\eta}$ а) в эксперименте и б) в моделировании после подгонки. Отношение функции правдоподобия к числу степеней свободы $L_{\pi^+\pi^-\eta}/n.d.o.f. = 207/219$. Цвет обозначает плотность событий

На рисунке 6.4 показаны те же события, но на осях $M_{\pi^+\pi^-}$ и $M_{\pi^+\eta}$, где видно распределения от промежуточных состояний $\rho\eta$ и $\omega\eta$ при $M_{\pi^+\pi^-} \sim 770$ МэВ, распределение от $\rho(1450)\eta$ более широкое и занимает пространство между $1000 \text{ МэВ} \leq M_{\pi^+\pi^-} \leq 1500 \text{ МэВ}$, а распределения от $a_2^-(1320)\pi^+$ при $M_{\pi^+\eta} \sim 2600$ и $a_2^+(1320)\pi^-$ при $M_{\pi^+\eta} \sim 1300$.

Рисунок 6.5 показывает одномерные распределения на осях $M_{\pi^+\pi^-}$ и $M_{\pi^+\eta}$. Разные цвета относятся к разным промежуточным состояниям. Из этих графиков отчётливо видны указания на наличие промежуточных состояний не только $\rho\eta$ и $\omega\eta$, но и ранее не наблюдававшихся $a_2(1320)\pi$ и $\rho(1450)\eta$. Статистическая значимость этих состояний составляет 2.9σ и 3.7σ соответственно. Значимости были получены методом сравнения функции правдоподобия, где сравнивалась рабочая гипотеза (свободная амплитуда канала) с нулевой гипотезой (нулевая фиксированная амплитуда). Результат подгонки без этих состояний приводит к худшему значению функции правдоподобия (см. таблицу 7).

Из процедуры подгонки всего зарегистрировано 134 ± 14 события $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$, среди которых: 67 ± 20 — $J/\psi \rightarrow \rho\eta$, 12 — $J/\psi \rightarrow \omega\eta$ (фиксированная вероятность распада), 16 ± 12 — $J/\psi \rightarrow \rho(1450)\eta$, 23 ± 8 — $J/\psi \rightarrow a_2(1320)\pi$, 4 — события «континуума» (фиксированное число). Интерференционные фазы между резонансами ρ и ω (фаза $\varphi_{\rho,\omega}$), между ρ и $\rho(1450)$ (фаза $\varphi_{\rho,\rho(1450)}$) и между ρ и событиями «континуума» (фаза $\varphi_{\rho,\text{конт.}}$) показаны в таблице 8.

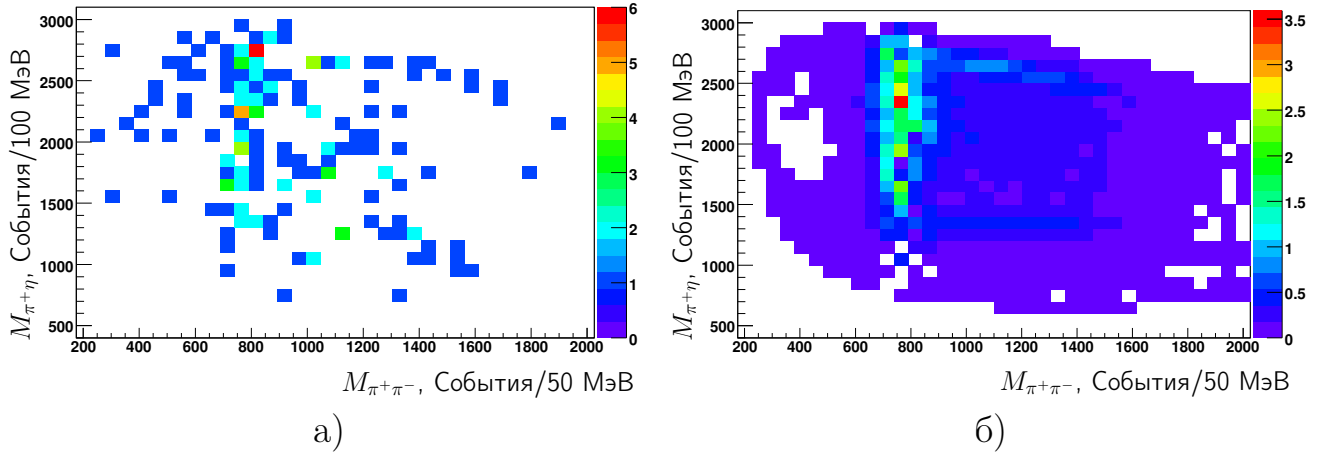


Рисунок 6.4 — Двумерные распределения в осях $M_{\pi^+\pi^-}$ и $M_{\pi^+\eta}$ а) в эксперименте и б) в моделировании. Отношение функции правдоподобия к числу степеней свободы $L_{\pi^+\pi^-\eta}/n.d.o.f. = 514/636$. Цвет обозначает плотность событий

Таблица 7 — Значение функции правдоподобия в зависимости от используемой модели в подгонке

Используемая модель в подгонке	Значение функции правдоподобия
Модель с $\rho(1450)\eta$ и с $a_2(1320)\pi$	207
Модель с $\rho(1450)\eta$ и без $a_2(1320)\pi$	218
Модель без $\rho(1450)\eta$ и с $a_2(1320)\pi$	224
Модель без $\rho(1450)\eta$ и без $a_2(1320)\pi$	259

Таблица 8 — Измеренные интерференционные фазы между ρ – ω , ρ – $\rho(1450)$ и ρ –«континуум». Показаны только статистические неопределённости

$\varphi_{\rho,\omega}$, градусов	$\varphi_{\rho,\rho(1450)}$, градусов	$\varphi_{\rho,\text{конт.}}$, градусов
88.4 ± 2.5	148.6 ± 44.3	47.0 ± 161.7

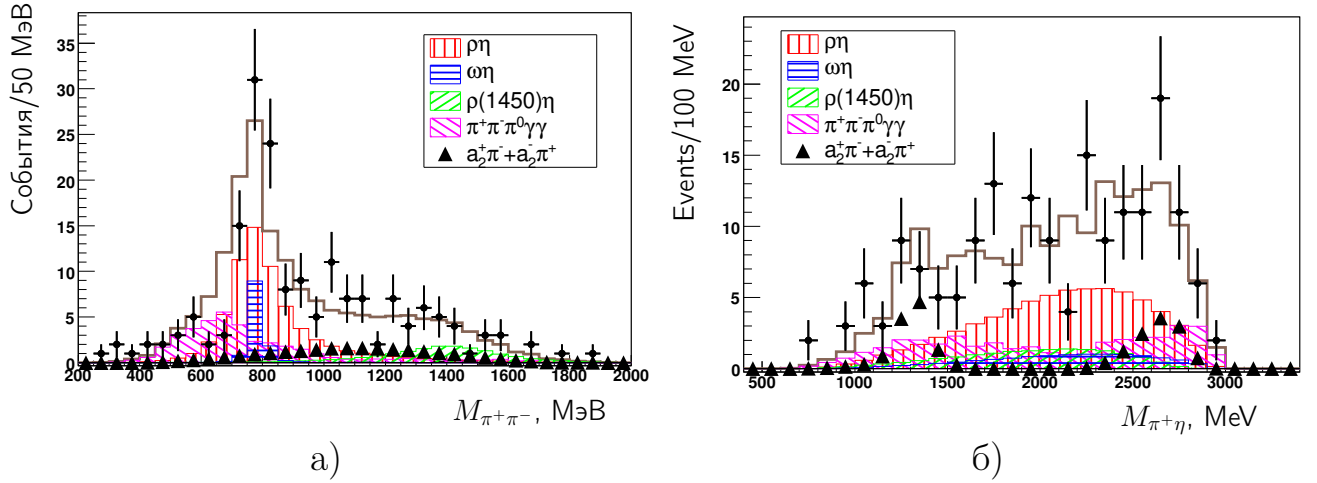


Рисунок 6.5 — Распределения а) $M_{\pi^+\pi^-}$ ($P = 0.43$) и б) $M_{\pi^+\eta}$ ($P \sim 1$). На данных графиках чёрными точками обозначены наблюдаемые события в эксперименте, коричневая линия — итоговое распределение с учётом интерференций. Индивидуальные вклады от промежуточных состояний обозначены цветом: красный цвет отождествляется с процессом $\rho\eta$, синий — $\omega\eta$, зелёный — $\rho(1450)\eta$, розовый — $\pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma$. Чёрные треугольники сопоставляются с распределением от $a_2(1320)\pi$. Рисунки взяты из работы [36]

Из данной таблицы видно, что фаза между ρ – ω составляет около 90 градусов, что воспроизводит результат феноменологической оценки фазы между двумя мезонами (см. приложение Б) и качественно согласуется с результатом измерения фазы в аннигиляции e^+e^- в $\pi^+\pi^-$ [92–95], несмотря на то, что $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ — чисто электромагнитный процесс, тогда как распад $J/\psi \rightarrow \rho\eta$ происходит электромагнитно из-за изоспинового подавления, а $J/\psi \rightarrow \omega\eta$ преимущественно распадается сильно; из-за этого между ρ и ω в исследуемом процессе должна присутствовать не только фаза смешивания двух мезонов, но и фаза между электромагнитной и сильной составляющими распадов.

Согласно формулам 6.6 вычисляются вероятности распадов:

- $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \rho\eta) = (1.99 \pm 0.58) \times 10^{-4}$;
- $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \rho(1450)\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\eta) = (6.23 \pm 4.70) \times 10^{-5}$;
- $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow a_2(1320)\pi) = (1.03 \pm 0.37) \times 10^{-3}$;
- $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta) = (4.63 \pm 0.49) \times 10^{-4}$.

В вышеприведённых формулах показаны только статистические неопределённости. Следует отметить, что значение вероятности распада для $J/\psi \rightarrow a_2(1320)\pi$ меньше феноменологической теоретической оценки в работе [24] (3.8×10^{-3}) и согласуется с верхним пределом экспериментального измерения в работе [23] (4.3×10^{-3}). В работе [24] оценки вероятностей распадов были сделаны в предположении малой примеси лёгких кварков в волновой функции J/ψ -мезона; параметры примеси и константы связи были вычислены из экспериментальных данных, доступных на момент выхода статьи. Данные оценки являются довольно грубыми. Например, в этой же работе представлена оценка $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \rho\eta) \approx (0.5 \div 1) \times 10^{-3}$, которая более чем в два раза превышает общемировые экспериментальные измерения.

6.5.2 Оценка систематических неопределённостей в измерении

$$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \rho\eta)$$

Вариации условий отбора вносят один из доминирующих вкладов в оценку систематической ошибки искомой вероятности распада $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \rho\eta)$ (см. таблицу 9). На рисунке 6.6а приведено распределение $\chi^2_{\pi^+\pi^-\eta}$ кинематической реконструкции. Синяя сплошная линия соответствует применяемым условиям отбора, штрих-пунктирная красная — вариациям.

Из рисунка 6.6а видно, что при $\chi^2_{\pi^+\pi^-\eta}$ более 70 вклад от фоновой реакции $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma$ становится больше сигнального $J/\psi \rightarrow \rho\eta$, что обуславливает применение условия отбора $\chi^2_{\pi^+\pi^-\eta}$ на уровне 70. Чтобы оценить вклад неопределённости, связанной с $\chi^2_{\pi^+\pi^-\eta}$, данное условие варьируется в районе $\chi^2_{\pi^+\pi^-\eta} = 70 \pm 20$, и выбирается максимальная погрешность в качестве оценки, что соответствует 4.6% неопределённости в измерении вероятности распада.

Таблица 9 — Условия отбора для процесса $J/\psi \rightarrow \rho\eta$ и их вариации для оценки систематических неопределённостей. Таблица адаптирована из работы [36]

Условие отбора	Применённый отбор	Вариация условия отбора	Вариация $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \rho\eta)$ в %
$\chi^2_{\pi^+\pi^-\eta}$	$\chi^2_{\pi^+\pi^-\eta} < 70$	$\chi^2_{\pi^+\pi^-\eta} < 90$	4.6
$\chi^2_{K^+K^-\eta}$	$\chi^2_{\pi^+\pi^-\eta} < \chi^2_{K^+K^-\eta}$	$\chi^2_{\pi^+\pi^-\eta} < 0.8\chi^2_{K^+K^-\eta}$	пренебрежимо мал
$\cos(\theta_{\gamma\gamma})$	$0.4 < \cos(\theta_{\gamma\gamma})$	$0.5 < \cos(\theta_{\gamma\gamma})$	1.6
$M_{\gamma\gamma}$, МэВ	$500 < M_{\gamma\gamma} < 600$	$470 < M_{\gamma\gamma} < 630$	8.5
Квадратичная сумма			9.8

Условие на $\chi^2_{\pi^+\pi^-\eta} < \chi^2_{K^+K^-\eta}$ позволяет разделить между собой пионные и каонные события без применения идентификационной системы. Оценка данной погрешности является намного меньше 1%, которая найдена при ужесточении отбора на 20%.

Ограничение на косинус угла между фотонами $\cos(\theta_{\gamma\gamma})$ в значительной мере подавляет вклад от процесса $J/\psi \rightarrow \rho\pi$, который, несмотря на низкую эффективность регистрации, за счёт большой вероятности распада на уровне 2% сильно влияет на конечный результат (см. рисунок 6.6б, где чётко виден вклад от процесса $J/\psi \rightarrow \rho\pi$, показанный серой гистограммой). Для оценки вклада данной неопределённости в итоговый результат условие отбора варьируется от 0.4 до 0.5 (около 1.6%). Следует отметить, что условие на косинус угла между фотонами подавляет один из пиков в распределении инвариантной массы двух пионов для событий процесса $J/\psi \rightarrow a_2(1320)\pi$. На рисунке 6.7а приведено распределение $M_{\pi^+\pi^-}$ для $a_2(1320)\pi$ без условия на $\cos(\theta_{\gamma\gamma})$, где видно наличие двух распределений на уровне 1200 МэВ и 2300 МэВ; на рисунке 6.7б показано то же самое распределение, но уже с применением отбора по углу между фотонами, где пик на уровне 2300 МэВ полностью подавлен, поскольку для этих событий косинус угла между фотонами меньше 0.4 (см. рисунок 6.8).

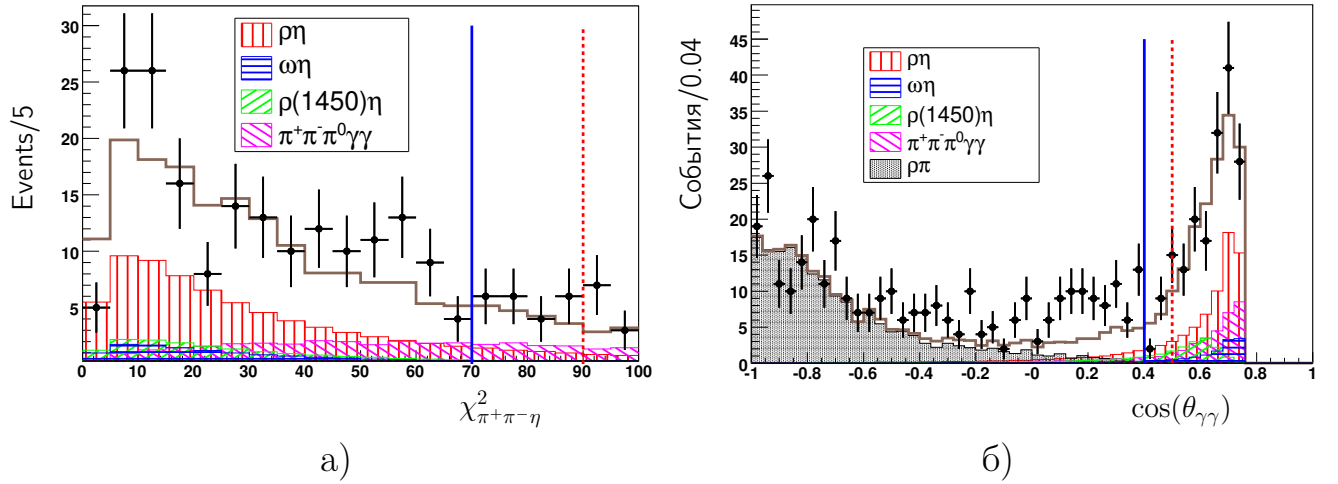


Рисунок 6.6 — Применение условий отбора для событий $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ на а) $\chi^2_{\pi^+\pi^-\eta}$ кинематической реконструкции и б) $\cos(\theta_{\gamma\gamma})$ (серая гистограмма соответствует процессу $J/\psi \rightarrow \rho\pi$). Применяемые условия отбора показаны сплошной синей линией, вариация проиллюстрирована штрих-пунктирной красной. Для отобранных событий а) $P = 0.74$ и б) $P \sim 1$. Описание гистограмм приведено на рисунке 6.5. Рисунок а) взят из работы [36]

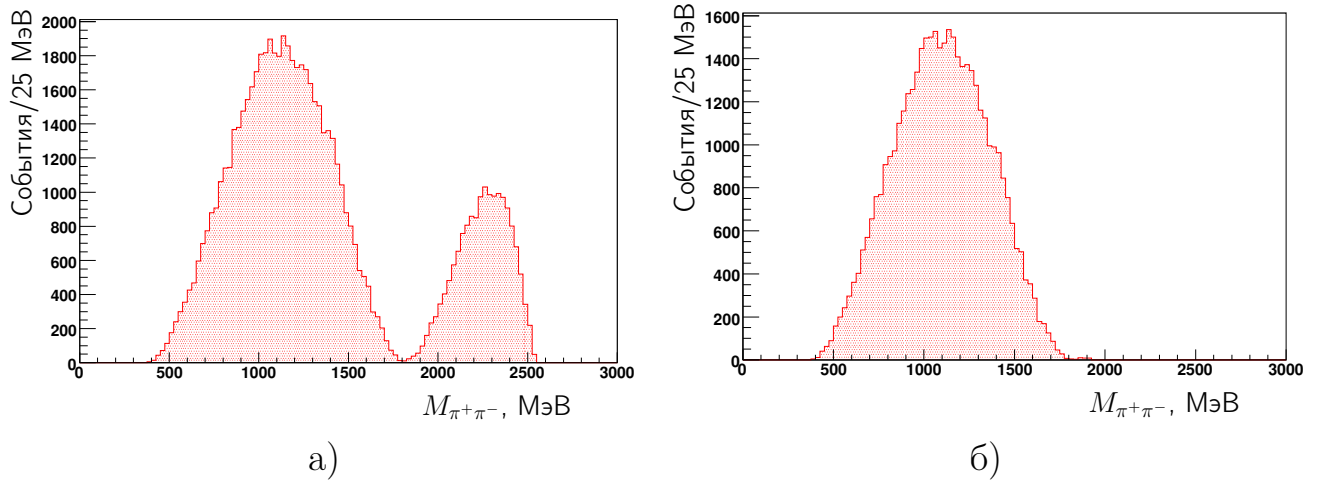


Рисунок 6.7 — Распределение инвариантной массы двух пионов для процесса $J/\psi \rightarrow a_2(1320)\pi$ а) без условия на $\cos(\theta_{\gamma\gamma})$ и б) с применением условия на $\cos(\theta_{\gamma\gamma})$

Как видно из рисунка 6.9а, в распределении инвариантной массы двух фотонов присутствует большое число фоновых событий, которые из-за кинематического ограничения на массу η -мезона смешиваются с сигнальными. Систематическая неопределённость оценивается вариацией условия отбора в районе 30 МэВ как в положительную, так и в отрицательную стороны. На ри-

сунке 6.9б показано распределение косинуса угла между пионами, где видно удовлетворительное согласие эксперимента и моделирования.

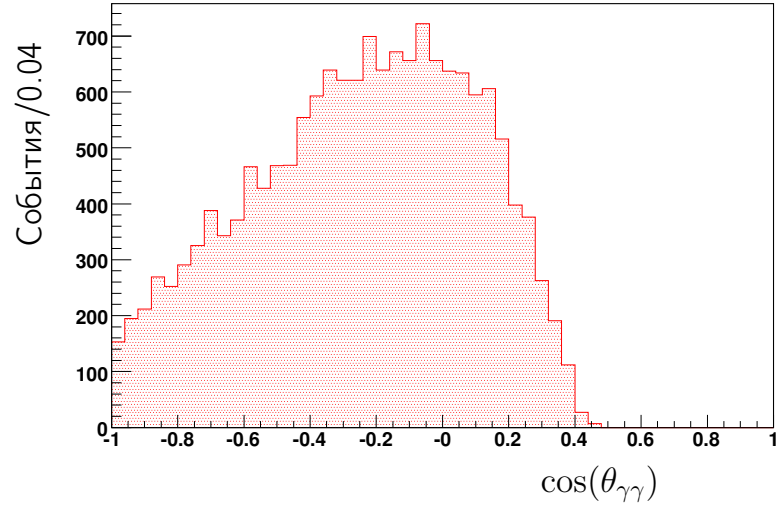


Рисунок 6.8 — Распределение $\cos(\theta_{\gamma\gamma})$ для событий процесса $J/\psi \rightarrow a_2(1320)\pi$ с $M_{\pi^+\pi^-} > 2000$ МэВ

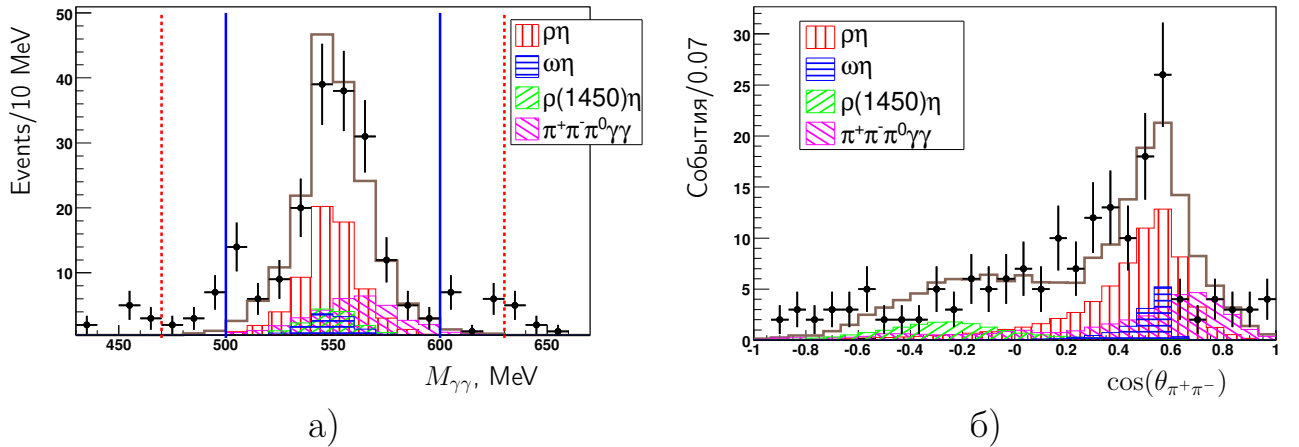


Рисунок 6.9 — а) Применение условий отбора для событий $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ на $M_{\gamma\gamma}$ и б) распределение $\cos(\theta_{\pi^+\pi^-})$. Для отобранных событий а) $P = 0.50$ и б) $P = 0.67$. Описание гистограмм приведено на рисунке 6.5. Рисунок а) взят из работы [36]

Итоговый вклад неопределённости от вариации условий отбора составляет 9.8%, что намного меньше, чем статистическая ошибка измерения ($\approx 29\%$).

Число зарегистрированных фотонов в событии с энергией более 50 МэВ должно быть ровно двум, это позволяет сильно, но не до конца, подавить события от $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma$. Но не все сигнальные события содержат два «кластера» в калориметре от реальных фотонов. Есть вероятность испускания

тормозного излучения, выбивания электронов из материала детектора или выхода электромагнитного ливня из калориметра обратно в дрейфовую камеру, что приводит к появлению дополнительных «кластеров» в калориметрической системе, которые будут идентифицированы как фотоны. Поэтому необходимо оценить вклад систематической неопределённости, связанной с дополнительным фотоном в событии. Для этого N_{ph} варьируется до 3-х с условием на энергию третьего фотона менее 100 МэВ, где пара с наименьшим значением χ^2 кинематической реконструкции выбирается в качестве фотонов, рождённых из η -мезона. Данная неопределённость в измерении вероятности распада составляет около 10.5%.

Во всём диапазоне энергий пионов присутствует согласие между экспериментом и моделированием как для положительно заряженной частицы (см. рисунок 6.10а), так и для отрицательной (см. рисунок 6.10б), что говорит о хорошей реконструкции пионов.

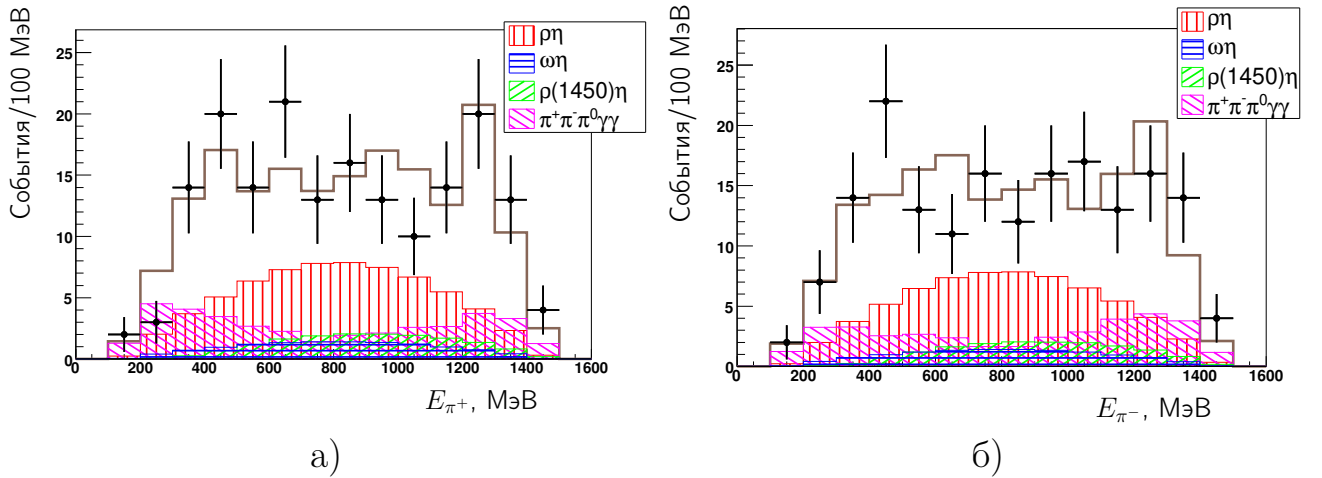


Рисунок 6.10 — Распределение энергии а) π^+ -мезона ($P \sim 1$) и б) π^- -мезона ($P = 0.97$). Описание гистограмм приведено на рисунке 6.5

То же самое можно утверждать про реконструкцию фотонов, графики которых показаны на рисунке 6.11. На рисунке 6.11б в распределении энергии менее энергичного фотона виден резкий скачок на энергии около 200 МэВ. Этот эффект связан с условием отбора на угол между фотонами $\cos(\theta_{\gamma\gamma}) > 0.4$, необходимый для отсеечения событий от $J/\psi \rightarrow \rho\pi$, у которых энергия одного из фотонов находится в диапазоне от 50 до 200 МэВ.

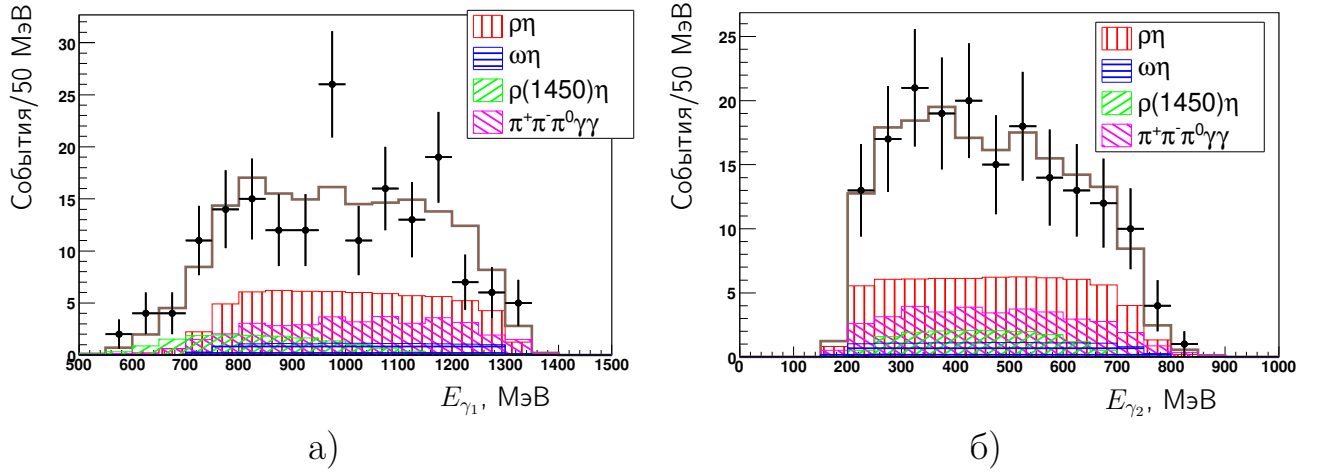


Рисунок 6.11 — Распределение энергии а) более энергичного фотона ($P \sim 1$) и б) менее энергичного фотона в процессе $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ ($P \sim 1$). Описание гистограмм приведено на рисунке 6.5

Кинематическая реконструкция призвана улучшать качество реконструкции события из «сырых» данных. Она использует информацию из «сырой» реконструкции и улучшает параметры треков в зависимости от выбранной гипотезы с условиями на законы сохранения энергии и импульса. При этом, если событие имело другую структуру, нежели в рассматриваемой гипотезе, то качество кинематической реконструкции сильно упадёт, что скажется на значении χ^2 . Но встречаются ситуации, когда кинематическая подгонка завершается удачно (малые значения χ^2) при неверной кинематической гипотезе. Это может произойти, когда кинематическая реконструкция в процессе поиска оптимальных значений для события сильно меняет параметры треков частиц от первоначальных. Когда это происходит, этот эффект наблюдается в распределениях разности параметров до кинематической реконструкции и после. На рисунке 6.12 представлены гистограммы этой разности для поперечного импульса двух пионов, а на рисунке 6.13 показаны распределения для полного импульса, полученного из информации по поперечному импульсу и углу вылета относительно оси движения электронов. На всех графиках видно отсутствие каких-либо аномалий, что подтверждает хорошую реконструкцию пионов в событиях, в том числе определения угла вылета из вакуумной камеры.

Рисунок 6.14 иллюстрирует разницу энергий фотонов после кинематической реконструкции и до неё, где также наблюдается хорошая реконструкция событий, без каких-либо вторичных пиков или смещения гистограммы относительно нулевого значения.

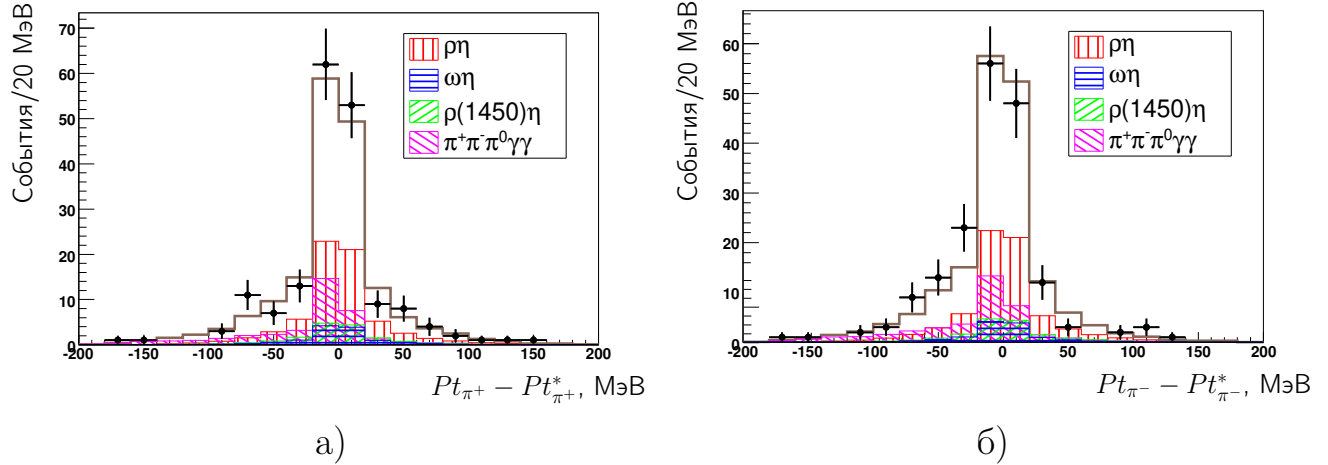


Рисунок 6.12 — Распределение разности поперечного импульса после кинематической реконструкции и до а) для π^+ ($P \sim 1$) и б) для π^- ($P = 0.65$). Символ (*) соответствует данным до реконструкции, а t — поперечному импульсу. Описание гистограмм приведено на рисунке 6.5

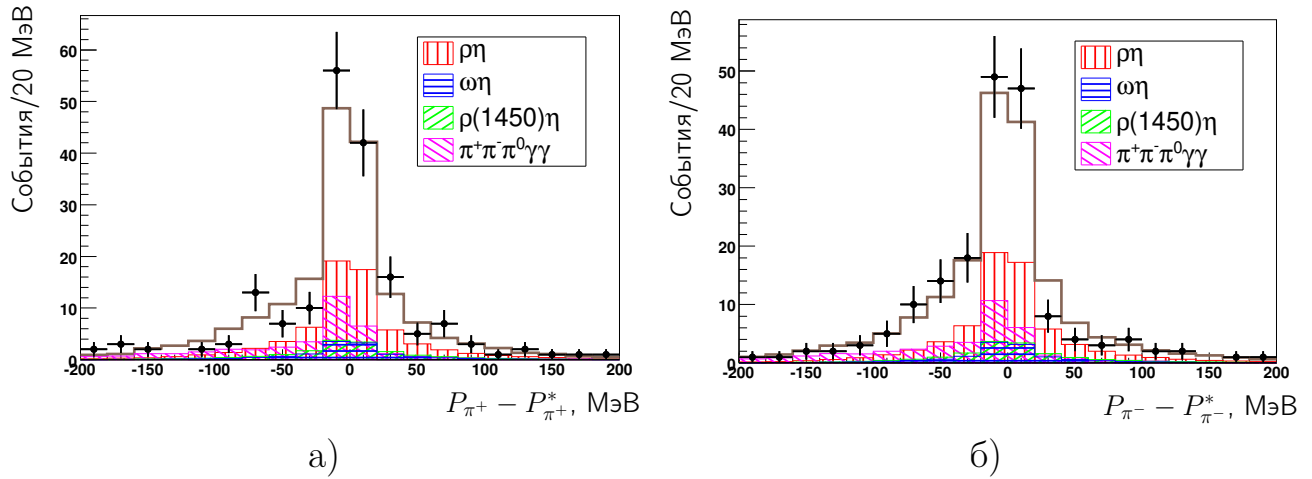


Рисунок 6.13 — Распределение разности полного импульса после кинематической реконструкции и до а) для π^+ ($P \sim 1$) и б) для π^- ($P = 0.84$). Символ (*) соответствует данным до реконструкции. Описание гистограмм приведено на рисунке 6.5

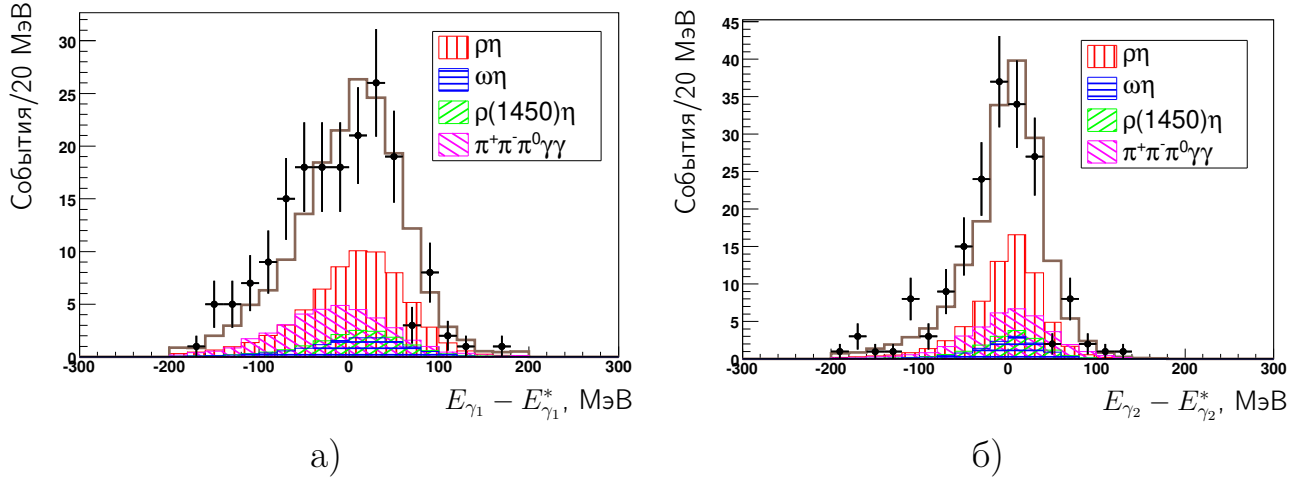


Рисунок 6.14 — Распределение разности энергии после кинематической реконструкции и до а) для более энергичного фотона ($P = 0.20$) и б) для менее энергичного фотона в процессе $J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$ ($P = 0.36$). Символ (*) соответствует данным до реконструкции. Описание гистограмм приведено на рисунке 6.5

Потери одного из треков при реконструкции события и одного из фотонов в детекторе были детально изучены в работе [85]. Для этого на событиях $J/\psi \rightarrow \rho^\pm \pi^\mp \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ отбирались события, содержащие ρ -мезон, при этом в $(1.11 \pm 0.12)\%$ случаев происходила потеря π -мезона. В моделировании потеря пиона составляет $(0.53 \pm 0.01)\%$, из-за чего следует коррекция моделирования на уровне $(0.58 \pm 0.12)\%$ за счёт потери пиона. Систематическая неопределённость данной поправки составляет около 0.24% , которая была получена при ужесточении условий отбора для ρ -мезона. Поскольку в работе фигурируют два заряженных пиона, то итоговая поправка к измерению вероятности распада составляет $(+1.16 \pm 0.24 \pm 0.44)\%$. Потеря фотона при реконструировании события оценивалась из нейтральной моды $\rho\pi$ аналогичным способом. Поправка к моделированию за счёт потери фотона составляет $(+1.02 \pm 0.12 \pm 0.18)\%$. Суммарный поправочный коэффициент к измерению вероятности распада равен $+2.2\%$. Поскольку процесс $J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$ кинематически схож с процессом $J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, данные поправки к вероятностям распада применяются и к изучаемым в настоящей работе процессам.

Вклады в измерения от импульсного и углового разрешений были оценены путём сравнения эффективностей регистрации сигнальных событий, реконструированных с учётом модификации алгоритма двумя способами. Первый способ — масштабирование пространственного разрешения дрейфовой камеры, второй — масштабирование систематических неопределённостей параметров при калибровке трековой системы в моделировании. Разность между эффективностями регистрации не превосходит 3%, что соответствует оценке вкладов от импульсного и углового разрешений. Итоговая систематическая неопределённость, связанная с откликом детектора, составляет 3.1% (см. таблицу 10).

Таблица 10 — Систематические неопределённости, исходящие от отклика детектора. Таблица адаптирована из работы [36]

Источник неопределённости	Неопределённость в измерении, %
Потеря трека	0.5
Потеря фотона	0.2
p/θ разрешение	3.0
Квадратичная сумма	3.1

Вклад от неучтённой в подгонке интерференции векторных частиц с тензорными, а также тензорных частиц друг с другом составляет около 10.7%. Для вычисления данной ошибки были смоделированы события $J/\psi \rightarrow \rho\eta$ и $J/\psi \rightarrow a_2(1320)\pi$ при помощи метода спиральных амплитуд двумя способами. Первый — с интерференцией под нулевой фазой, второй — без интерференции. Разница между двумя результатами подгонки является оценкой ошибки.

Оценка вклада от ядерного взаимодействия составляет 1.4%, она получена из сравнения реконструкции событий, смоделированных в пакетах FLUKA [96] и GHEISHA [97]. Точность вычисления количества зарегистрированных J/ψ -мезонов составляет 1.1% [85].

Масса и ширина ρ -мезона вносят неопределённость на уровне 0.8%. Для этого моделировались события с большей массой и шириной распада

на величину ошибки данных параметров в PDG [86]. В силу того, что в работе фиксируется число $J/\psi \rightarrow \omega\eta$ событий, погрешность измерения из-за $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \omega\eta)$ оценивается путём его варьирования в обе стороны на величину своей ошибки измерения [91]; в качестве оценки берётся вариация, приводящая к наибольшему сдвигу в измерении $J/\psi \rightarrow \rho\eta$. Аналогичным способом оценивается вклад от $\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-)$. В результате итоговая ошибка, связанная с $\omega\eta$, составляет 2.6%. Статистический вклад от конечного числа смоделированных событий равен 0.3%. Данная ошибка определяется, исходя из эффективности регистрации, опираясь на общеизвестную формулу $\delta\varepsilon_{\rho\eta}/\varepsilon_{\rho\eta} = \sqrt{(1 - \varepsilon_{\rho\eta})/\varepsilon_{\rho\eta}/N_{\rho\eta}}$, где $N_{\rho\eta}$ — число смоделированных событий $\rho\eta$.

Как известно, процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ имеет большие значения сечения при энергии около 1.5 ГэВ в системе центра масс [21; 98]. Хвост этого распределения достигает диапазона энергии J/ψ -мезона. В данной работе вклад «континуума» моделируется согласно формуле 5.6 с бесконечной шириной распада и фиксируется на произведении сечения из работы [21] и интегральной светимости в пике настоящей работы. Неопределённость, связанная с событиями $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$, оценивается, исходя из вариации сечения в пределах своей ошибки, на уровне 0.9%.

Для оценки вклада неопределённости от $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma$ осуществляется сравнение конечного результата подгонки при вариации в моделировании относительных амплитуд в $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma$ на величину соответствующей относительной ошибки из PDG [86]. Итоговая неопределённость за счёт моделирования фона от $\pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma$ составляет 2.7%.

Остальные фоновые события, отдельно моделируются и поодиночке включаются в подгонку с учётом эффективностей регистрации и известных вероятностей распадов, взятых из PDG [86]. В работе дополнительно учитываются вклады от распадов J/ψ -мезона в состояния: $\phi\eta$, $\rho\pi$, $K\pi K_s$, $K\pi K$, $K^+K^-\pi^0\pi^0$, $f_0(500)\gamma$. Ошибка, связанная с физическим фоном, составляет 4.7%.

Полная информация по систематическим неопределённостям в измерении $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \rho\eta)$ представлена в таблице 6. На рисунках 6.15 показаны сравнения измерений вероятностей распадов для процессов $J/\psi \rightarrow \rho\eta$ и $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$, красным цветом выделены систематические неопределённости. Для $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ показаны систематические неопределённости только для текущего измерения, поскольку коллаборации BES-III и BaBar в этих работах не разделили ошибку измерения вероятности распада на статистическую и систематическую.

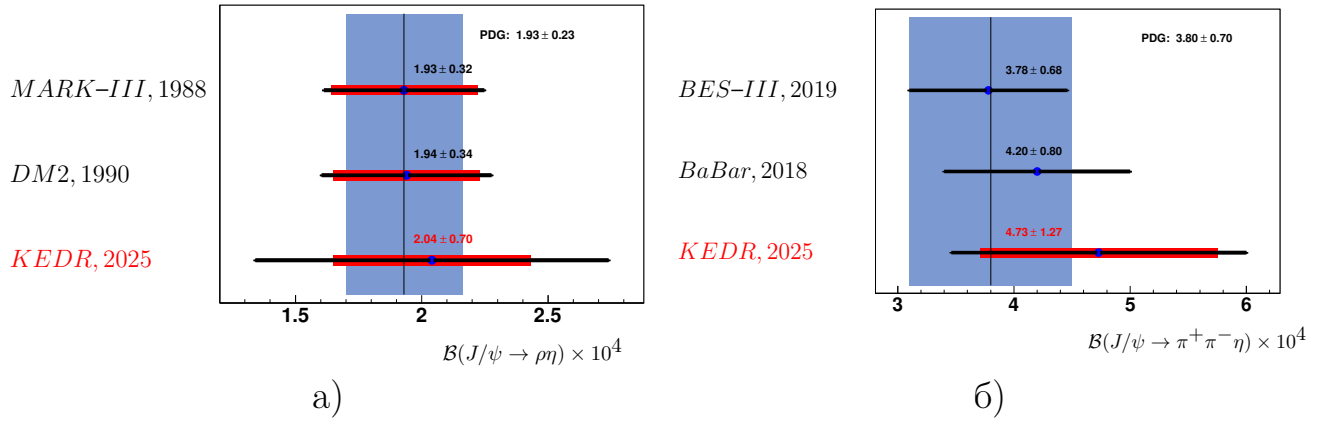


Рисунок 6.15 — Сравнение с мировыми результатами измерения вероятности распада а) для процесса $J/\psi \rightarrow \rho\eta$ и б) $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$. Красным цветом обозначены систематические неопределённости; в случае $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ приведены только для текущего измерения, так как BES-III и BaBar опубликовали результат только с полной ошибкой. Рисунки взяты из работы [36]

Итоговые значения вероятностей распадов:

- $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \rho\eta) = (2.04 \pm 0.58 \pm 0.39) \times 10^{-4}$;
- $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \rho(1450)\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\eta) = (6.37 \pm 4.70 \pm 2.46) \times 10^{-5}$;
- $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow a_2(1320)\pi) = (1.05 \pm 0.37 \pm 0.34) \times 10^{-3}$;
- $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta) = (4.73 \pm 0.49 \pm 1.17) \times 10^{-4}$.

Ввиду низкой значимости измерений для $J/\psi \rightarrow \rho(1450)\eta$ и $J/\psi \rightarrow a_2(1320)\pi$ в работе представляются 90%-ые верхние пределы измерений с использованием квантиля, равного 1.282, для нормального распределения и полной ошибки:

- $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \rho(1450)\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\eta) < (6.37 + 1.282 \times 5.30) \times 10^{-5} \approx$
 $\approx 1.32 \times 10^{-4}$;
- $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow a_2(1320)\pi) < (1.05 + 1.282 \times 0.50) \times 10^{-3} \approx 1.69 \times 10^{-3}$.

Значения фаз интерференций:

- $\varphi_{\rho-\omega} = (88.4 \pm 2.5 \pm 3.1)^\circ$;
- $\varphi_{\rho-\rho(1450)} = (148.6 \pm 44.3 \pm 41.0)^\circ$.

Глава 7. Исследование процесса распада J/ψ -мезона в состояние $\phi\eta$

В этой главе описаны экспериментальные результаты измерения бранчинга распада $J/\psi \rightarrow \phi\eta$. Основные результаты этого анализа представлены в работе [36]. В данной работе ϕ -мезон реконструируются по двум псевдоскалярным частицам K^+ и K^- (вероятность $\sim 49\%$).

7.1 Конечное состояние $K^+K^-\eta$

Исследование процесса $J/\psi \rightarrow \phi\eta$ осуществляется через анализ конечного состояния $K^+K^-\eta$. Аналогично процессу $\pi^+\pi^-\eta$ в $K^+K^-\eta$ вносят вклад промежуточные состояния вида $1^{--}0^{-+}$ в Р волне и $2^{+}0^{-}$ в D волне. Кандидатами состояния $1^{--}0^{-+}$, помимо $\phi\eta$, являются более возбуждённые состояния ϕ -мезона, а состояния $2^{+}0^{-} = K_2^*(1430)K$. Также сюда вклад вносят нерезонансные процессы $J/\psi \rightarrow K^+K^-\eta$. Далее все возможные события за исключением $\phi\eta$ будут называться нерезонансными вкладами.

Описание распада $J/\psi \rightarrow \phi\eta$ аналогично процессу $J/\psi \rightarrow \rho\eta$. Так как $\phi\eta$ является состоянием вида $V + P$, для него используются формулы 5.5 и 5.6. Диаграмма Фейнмана для этого распада проиллюстрирована на рисунке 6.1б. Дифференциальное сечение для $J/\psi \rightarrow \phi\eta$ выглядит следующим образом:

$$\left(\frac{d\Gamma}{d\Phi}\right)_{\phi\eta} \propto |a_\phi|^2. \quad (7.1)$$

Таким образом, итоговое дифференциальное сечение при распаде J/ψ -мезона в состояние $K^+K^-\eta$ описывается следующей формулой:

$$\left(\frac{d\Gamma}{d\Phi}\right)_{K^+K^-\eta} = \left(\frac{d\Gamma}{d\Phi}\right)_{\phi\eta} + \left(\frac{d\Gamma}{d\Phi}\right)_{\text{нерез.}} + \left(\frac{d\Gamma}{d\Phi}\right)_{\text{интерф.}}. \quad (7.2)$$

7.2 Моделирование распадов J/ψ -мезона в состояние $\phi\eta$

Для моделирования событий распада $J/\psi \rightarrow \phi\eta$ используется генератор из работы [85] с параметризацией сечения 7.2, при этом нерезонансные распады в конечное состояние $J/\psi \rightarrow K^+K^-\eta$ моделируются той же амплитудой распада, что и $J/\psi \rightarrow \phi\eta$, но с бесконечной шириной векторного мезона.

Число моделируемых событий для каждого вклада в сечение составляет $5 \cdot 10^5$. Для моделирования масс и ширин использовались данные из PDG [86]. Оценка фоновых процессов осуществлялась при помощи генераторов, описанных в работах [82; 85; 87].

7.3 Отбор событий

Процесс $J/\psi \rightarrow \phi\eta$ анализируется на тех же данных, что и $J/\psi \rightarrow \rho\eta$, а именно на статистике 4.93 миллионов распадов J/ψ -мезона.

Основные условия отбора событий аналогичны процессу $J/\psi \rightarrow \rho\eta$:

- Не более двух центральных заряженных трека и два фотона, рождённых из η -мезона;
- Не более двух «кластеров» в событии с энергиями более 50 МэВ;
- $\chi_{K^+K^-\eta}^2 < 70$, при этом $\chi_{K^+K^-\eta}^2 < \chi_{\pi^+\pi^-\eta}^2$;
- $500 \text{ МэВ} < M_{\gamma\gamma} < 600 \text{ МэВ}$.

Дополнительно для отбора преимущественно событий $J/\psi \rightarrow \phi\eta$ и отбраковки нерезонансных событий $J/\psi \rightarrow K^+K^-\eta$ применяется условие на инвариантную массу двух каонов $M_{K^+K^-} < 1090 \text{ МэВ}$. Итоговая эффективность отбора составляет $\varepsilon_{\phi\eta} \approx 9\%$. Событий вне пика J/ψ -мезона не наблюдается.

7.4 Процедура вычисления вероятности распада

Конечное состояние $K^+K^-\eta$ является более чистым с точки зрения возможного наличия резонансных состояний. Следовательно, для данного процесса используется одномерная подгонка инвариантной массы двух каонов:

$$\begin{aligned}
 N_{exp}[j] = & p_6 H_{\phi\eta}[j] + p_7 H_{\text{нерез.}}[j] \\
 & + \sqrt{p_6 p_7} \left[(H_{\phi\eta, \text{нерез.}}^{c+}[j] - H_{\phi\eta, \text{нерез.}}^{c-}[j]) \cos(\varphi_{\phi\eta, \text{нерез.}}) \right. \\
 & \left. + (H_{\phi\eta, \text{нерез.}}^{s+}[j] - H_{\phi\eta, \text{нерез.}}^{s-}[j]) \sin(\varphi_{\phi\eta, \text{нерез.}}) \right],
 \end{aligned} \tag{7.3}$$

где $\varphi_{\phi\eta, \text{нерез.}}$ — свободная фаза интерференции. Вероятность распада в состояние $\phi\eta$ вычисляется как:

$$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \phi\eta) = \frac{p_6 I_{\phi\eta}}{N_{J/\psi} \mathcal{B}(\eta \rightarrow \gamma\gamma) \mathcal{B}(\phi \rightarrow K^+K^-) \varepsilon_{\phi\eta}}. \tag{7.4}$$

7.5 Результаты исследования процесса $J/\psi \rightarrow \phi\eta$

Для канала распада $J/\psi \rightarrow \phi\eta$ основная сложность связана с учётом нерезонансного фона $K^+K^-\eta$. Ниже написаны вероятности распадов, используемых в анализе распада, из PDG [86]:

- $\mathcal{B}(\phi \rightarrow K^+K^-) = (49.1 \pm 0.5)\%$.
- $\mathcal{B}(\eta \rightarrow \gamma\gamma) = (39.36 \pm 0.18)\%$;

В таблице 11 представлены основные источники систематических неопределённостей распада $J/\psi \rightarrow \phi\eta$, для которого ключевые вклады связаны с нерезонансным фоном и вариациями условий отбора. Подробное описание неопределённостей в данном процессе находится в разделе 7.5.2.

Таблица 11 — Сводная таблица всех систематических неопределённостей в измерении $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \phi\eta)$. Таблица адаптирована из работы [36]

Источник неопределённости	Неопределённость, %
Отклик детектора	3.1
Число J/ψ -мезонов	1.1
$\mathcal{B}(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$	0.5
Ядерное взаимодействие	2.0
Параметры резонансов m и Γ	0.6
Эффективность регистрации (ϵ)	0.5
Физический фон	0.2
Вариация числа фотонов	2.7
Вариации условий отбора	3.5
Нерезонансные события $K^+K^-\eta$	4.3
$\mathcal{B}(\phi \rightarrow K^+K^-)$	1.0
Квадратичная сумма	7.4

7.5.1 Подгонка экспериментальных данных

В спектре инвариантных масс K^+K^- в конечном состоянии $K^+K^-\eta$ основная доля событий приходится на область лежащую значительно выше массы ϕ -мезона. Полный спектр масс распространяется от 0.9 ГэВ до 2.5 ГэВ, что видно на рисунке 7.1. Из-за этого применяется отбор по инвариантной массе двух каонов $M_{K^+K^-} < 1090$ МэВ.

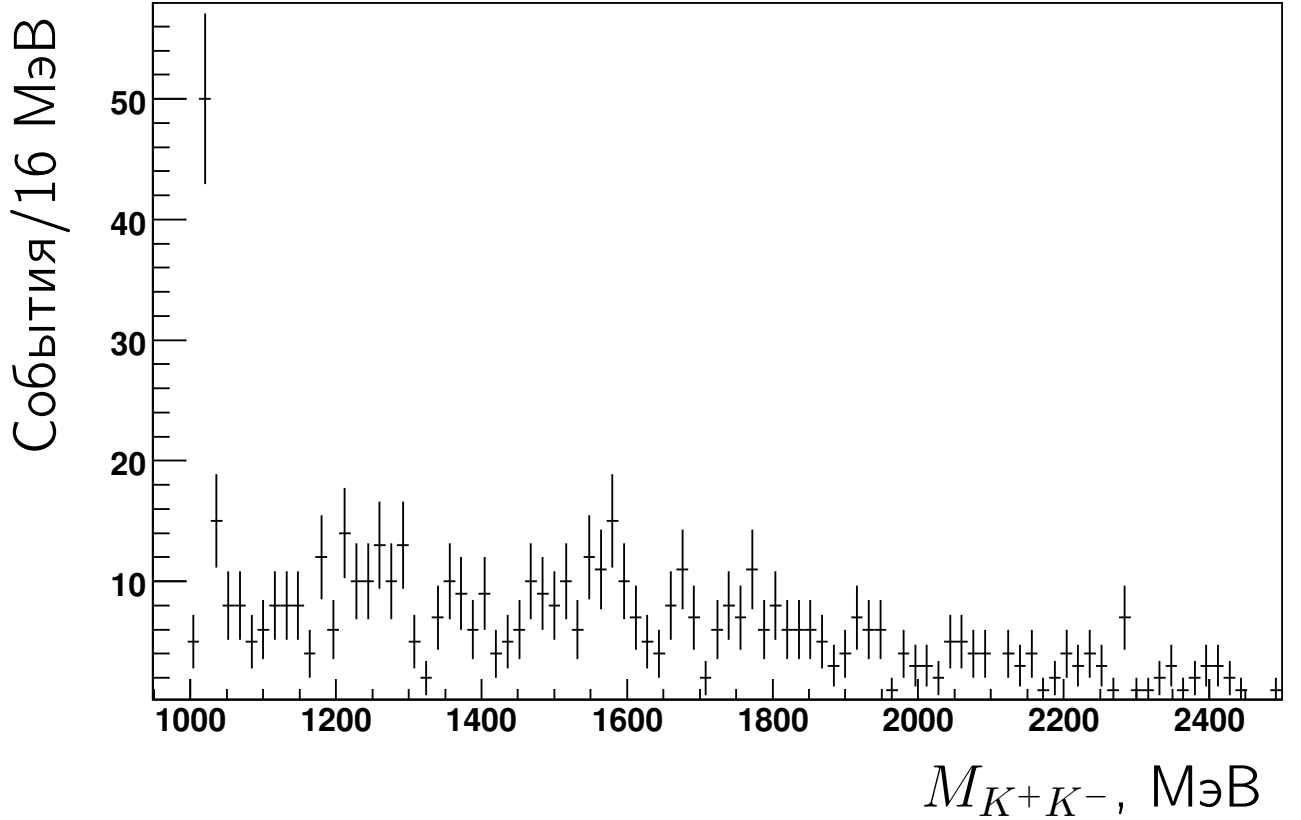


Рисунок 7.1 — Спектр инвариантных масс двух каонов в процессе $J/\psi \rightarrow K^+K^-\eta$. Точки соответствуют экспериментальным значениям

На рисунке 7.2 показан результат подгонки экспериментального распределения инвариантной массы двух каонов моделированным. На графике отчётливо виден пик ϕ -мезона и события нерезонансного распада, которые тянутся до 2.5 ГэВ. Отношение значения функции правдоподобия к числу степеней свободы для данной подгонки составляет 46/47.

Всего зарегистрировано 64 ± 10 событий $J/\psi \rightarrow \phi\eta$. Фаза интерференции между $J/\psi \rightarrow \phi\eta$ и нерезонансным распадом составляет около (-6.0 ± 9.1) градусов, где представлена только статистическая неопределённость. Измерение вероятности распада только со статистической ошибкой равно:

$$- \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \phi\eta) = (7.65 \pm 1.17) \times 10^{-4}.$$

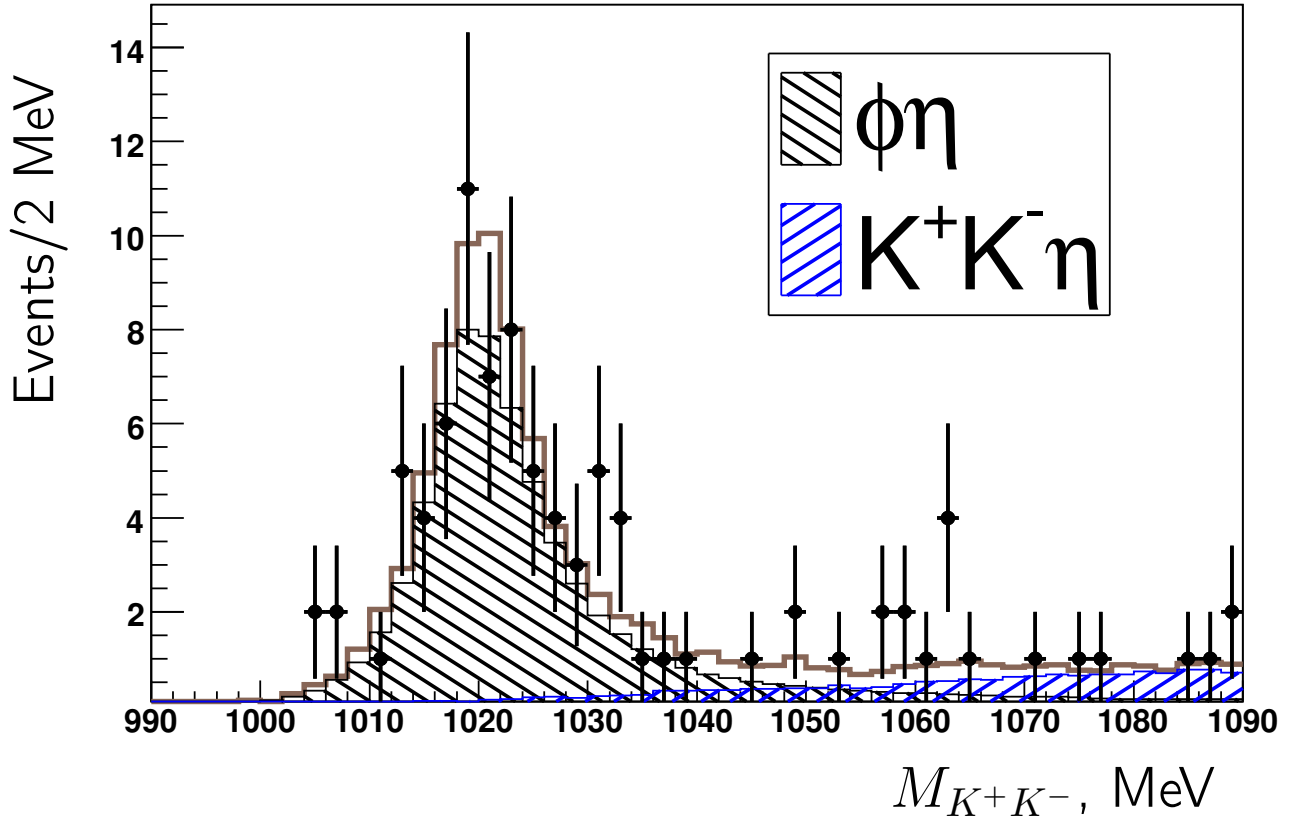


Рисунок 7.2 — Результат подгонки инвариантной массы двух каонов $M_{K^+K^-}$ моделированным распределением. Значение отношения функции правдоподобия к числу степеней свободы $L_{K^+K^-\eta}/n.d.o.f.$ составляет 46/47 ($P \sim 1$). На графике чёрными точками изображены экспериментальные результаты, коричневой линией — итоговое распределение, чёрной гистограммой обозначен вклад от $J/\psi \rightarrow \phi\eta$, в то время как синей — вклад от нерезонансного распада $J/\psi \rightarrow K^+K^-\eta$. Рисунок взят из работы [36]

7.5.2 Оценка систематических неопределённостей в измерении

$$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \phi\eta)$$

Для оценки систематической неопределённости в процессе $J/\psi \rightarrow \phi\eta$ условия отбора варьируются аналогично процессу $J/\psi \rightarrow \rho\eta$ (см. таблицу 12). Отличием от предыдущего процесса является отсутствие отбора по углу между фотонами ввиду их ненадобности и наличие условия на инвариантную массу между каонами для отбора событий преимущественно с ϕ -мезоном.

Таблица 12 — Условия отбора для процесса $J/\psi \rightarrow \phi\eta$ и их вариации для оценки систематических неопределённостей. Таблица адаптирована из работы [36]

Условие отбора	Применённый отбор	Вариация отбора	Вариация $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \phi\eta)$ в %
$\chi^2_{K^+K^-\eta}$	$\chi^2_{K^+K^-\eta} < 70$	$\chi^2_{K^+K^-\eta} < 90$	0.7
$\chi^2_{\pi^+\pi^-\eta}$	$\chi^2_{K^+K^-\eta} < \chi^2_{\pi^+\pi^-\eta}$	$\chi^2_{K^+K^-\eta} < 0.8\chi^2_{\pi^+\pi^-\eta}$	0.5
$M_{\gamma\gamma}$, МэВ	$500 < M_{\gamma\gamma} < 600$	$470 < M_{\gamma\gamma} < 630$	0.1
$M_{K^+K^-}$, МэВ	$M_{K^+K^-} < 1090$	$M_{K^+K^-} < 1190$	3.4
Квадратичная сумма			3.5

Как следствие, оценка систематических неопределённостей, получаемая путём вариации условий отбора, почти в три раза меньше по сравнению с $J/\psi \rightarrow \rho\eta$ из-за меньшего числа промежуточных состояний в $J/\psi \rightarrow K^+K^-\eta$, в то время как в $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ часть неопределённостей может переходить из одного резонанса в другие. Вариация основного отбора по χ^2 кинематической реконструкции вносит вклад лишь 0.7% неопределённости (см. рисунок 7.3а), а проверки на наличие пионов в событии ($\chi^2_{K^+K^-\eta} < \chi^2_{\pi^+\pi^-\eta}$) вносит около 0.5%. Вариация границ для инвариантной массы между фотонами — 0.1% (см. рисунок 7.3б), между каонами — 3.4%. Итоговая неопределённость от вариации условий отбора составляет 3.5% при полной статистической ошибке $\approx 15\%$.

Гистограммы косинусов углов между фотонами (см. рисунок 7.4а) и между каонами (см. рисунок 7.4б) хорошо воспроизводят экспериментальные измерения.

На рисунке 7.5 показаны гистограммы энергий каонов, где видно более узкое распределение по сравнению с пионами (см. рисунок 6.10) за счёт большей массы ϕ -мезона по сравнению с ρ -резонансом, из-за чего каоны летят преимущественно в направлении движения родительской частицы и разлетаются под малыми углами, что видно на рисунке 7.4б.

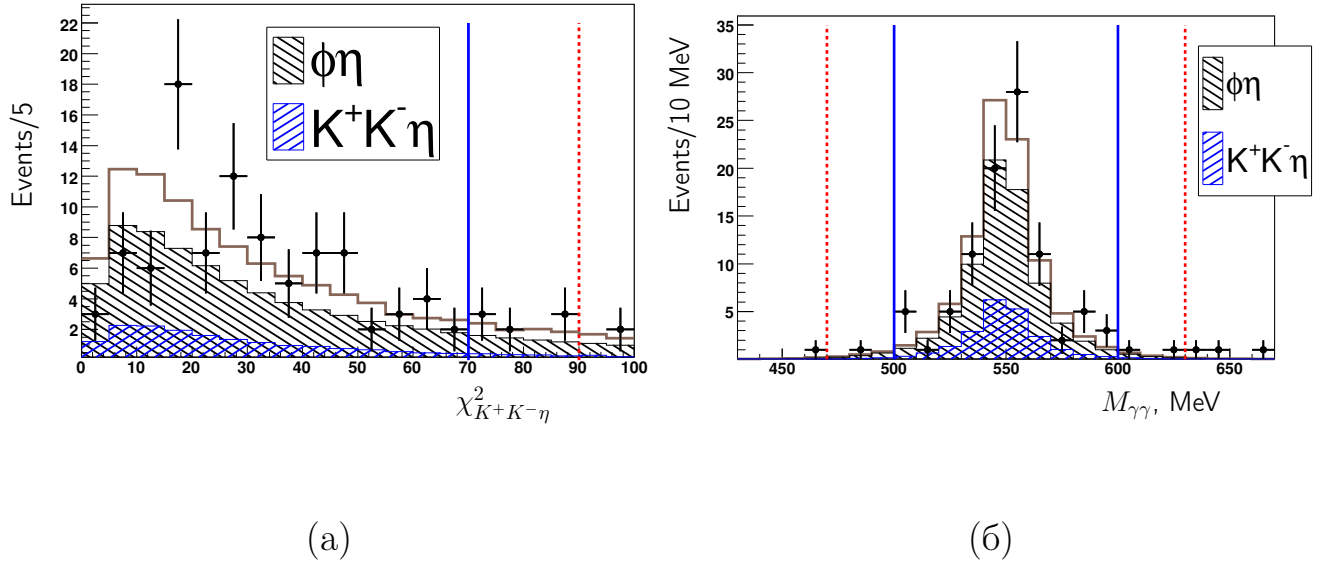


Рисунок 7.3 — Применение условий отбора для событий $J/\psi \rightarrow K^+K^-\eta$ а) $\chi^2_{K^+K^-\eta}$ кинематической реконструкции и б) $M_{\gamma\gamma}$. Применяемые условия отбора показаны сплошной синей линией, вариация проиллюстрирована штрих-пунктирной красной. Для отобранных событий а) $P = 0.21$ и б) $P = 0.87$. Описание гистограмм приведено на рисунке 7.2. Рисунки взяты из работы [36]

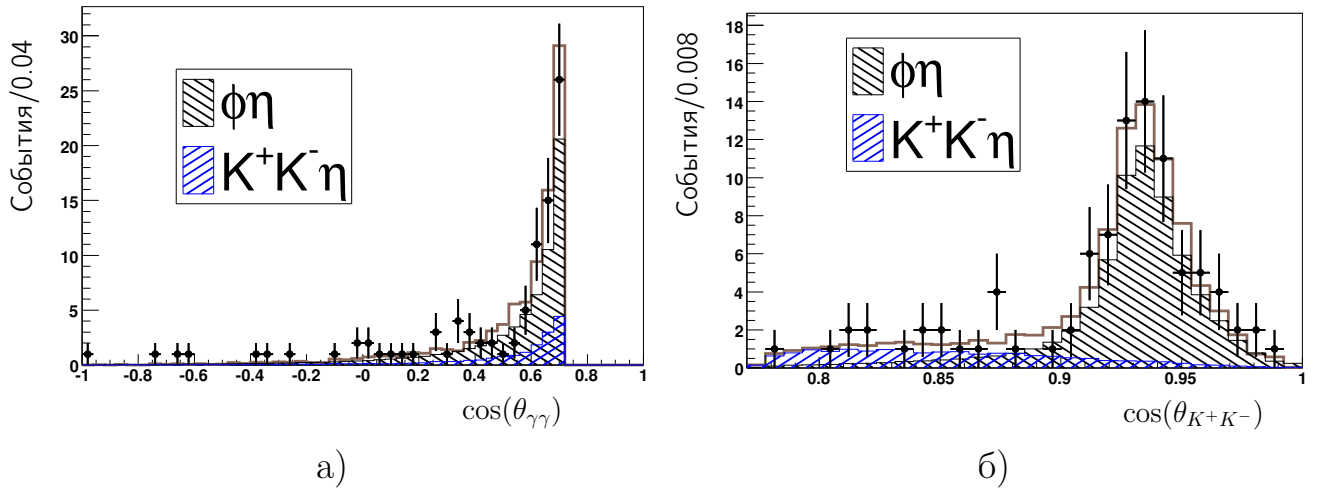


Рисунок 7.4 — Распределения а) $\cos(\theta_{\gamma\gamma})$ ($P = 0.61$) и б) $\cos(\theta_{K^+K^-})$ ($P \sim 1$). Описание гистограмм приведено на рисунке 7.2

Гистограмма энергии более энергичного фотона, показанная на рисунке 7.6а, сопоставима распределению для $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ событий, так как кинематика для η -мезона в обоих процессах аналогичная, в то время как распределение для менее энергичного фотона (см. рисунок 7.6б) не имеет резких скачков в области 200 МэВ, как было на рисунке 6.11б, и начинается от 50 МэВ,

где стоит основное ограничение на энергию фотонов для отсеечения шумовых срабатываний электроники (см. раздел 7.3).

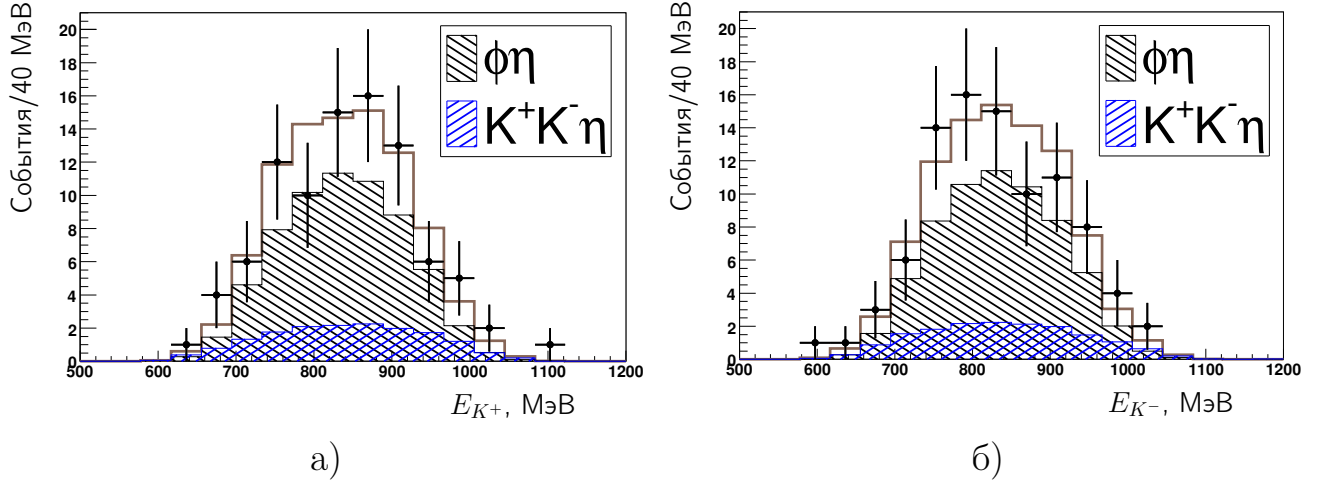


Рисунок 7.5 — Распределение энергии а) K^+ -мезона ($P \sim 1$) и б) K^- -мезона ($P \sim 1$). Описание гистограмм приведено на рисунке 7.2

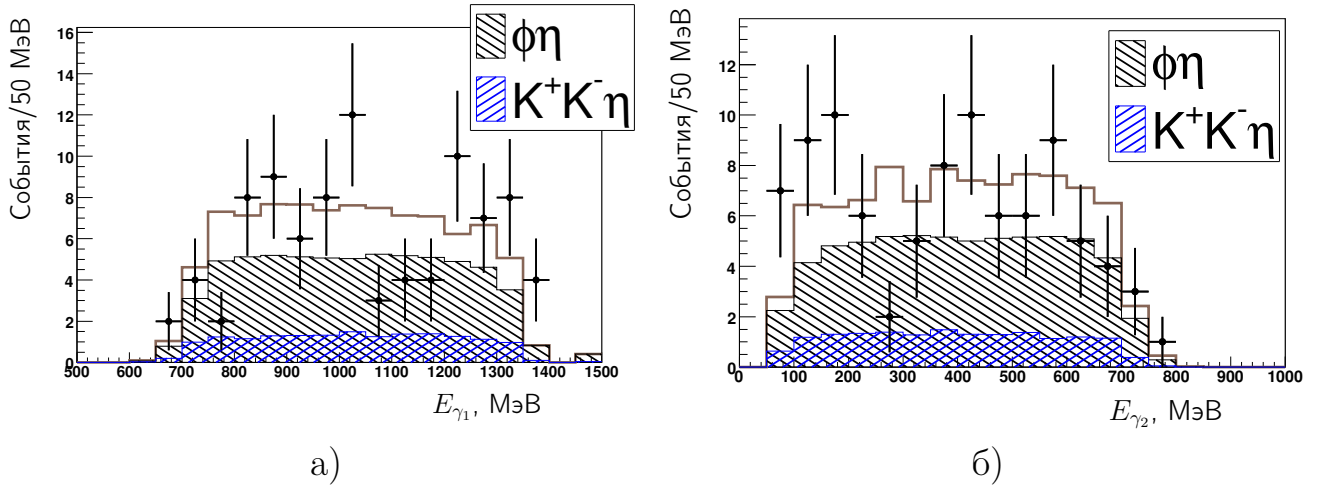


Рисунок 7.6 — Распределение энергии а) более энергичного фотона ($P = 0.65$) и б) менее энергичного фотона в процессе $K^+ K^- \eta$ ($P = 0.58$). Описание гистограмм приведено на рисунке 7.2

Распределения разности параметров события после кинематической реконструкции и до неё для импульсов каонов как поперечного (см. рисунок 7.7), так и полного (см. рисунок 7.8) и для энергии фотонов (см. рисунок 7.9) имеют хорошее согласование с экспериментом.

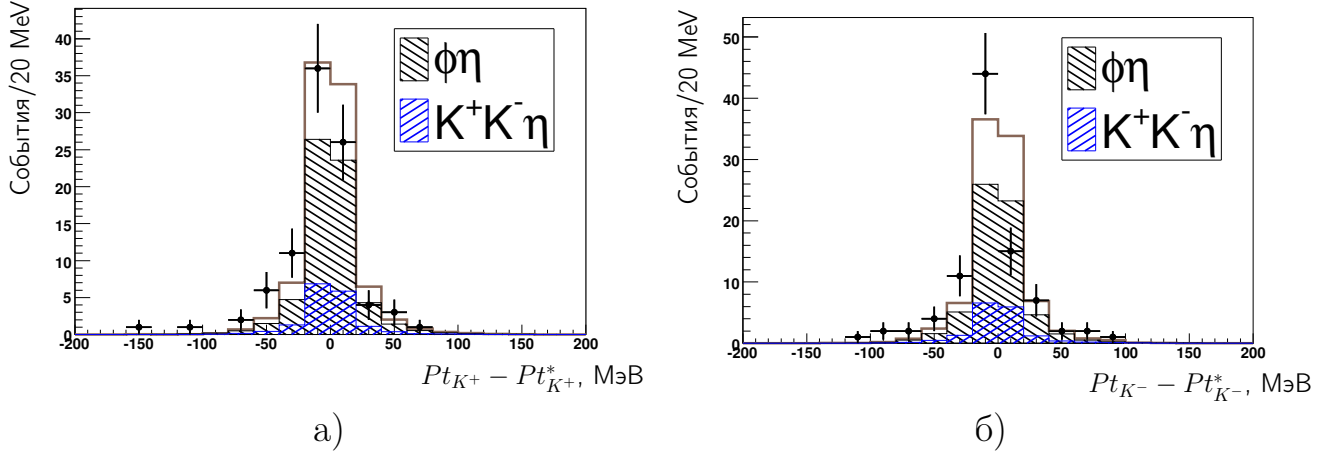


Рисунок 7.7 — Распределение разности поперечного импульса после кинематической реконструкции и до а) для K^+ ($P = 0.55$) и б) K^- ($P = 0.07$). Символ (*) соответствует данным до реконструкции, а t — поперечному импульсу. Описание гистограмм приведено на рисунке 7.2

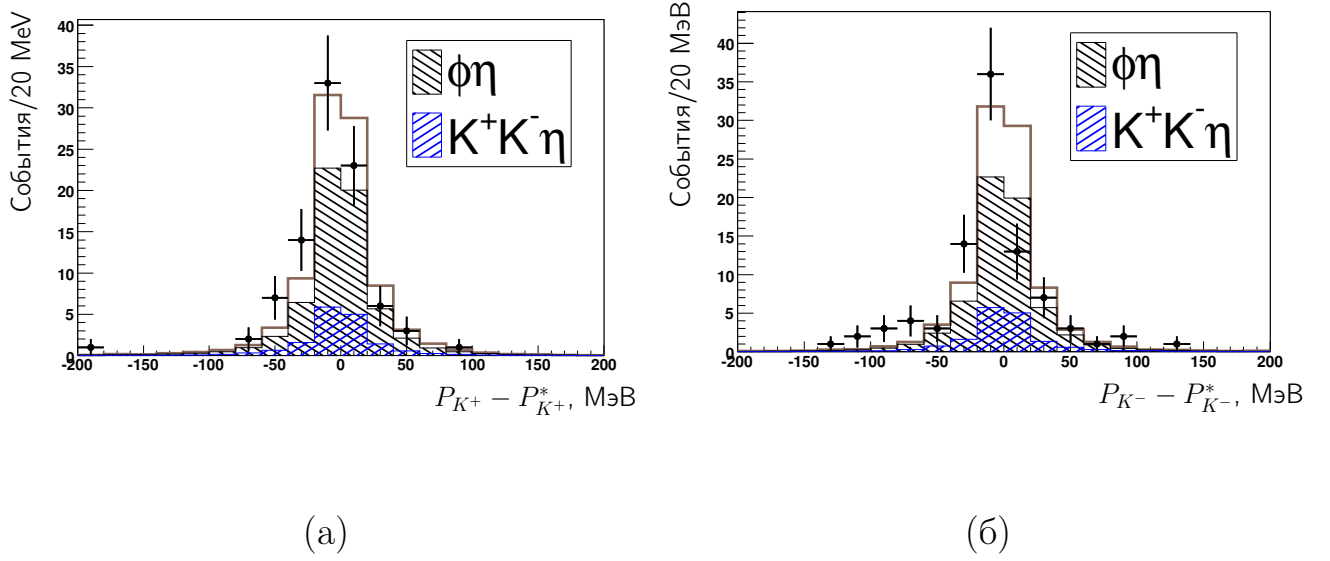


Рисунок 7.8 — Распределение разности полного импульса после кинематической реконструкции и до а) для K^+ ($P = 0.62$) и б) K^- ($P = 0.10$). Символ (*) соответствует данным до реконструкции. Описание гистограмм приведено на рисунке 7.2

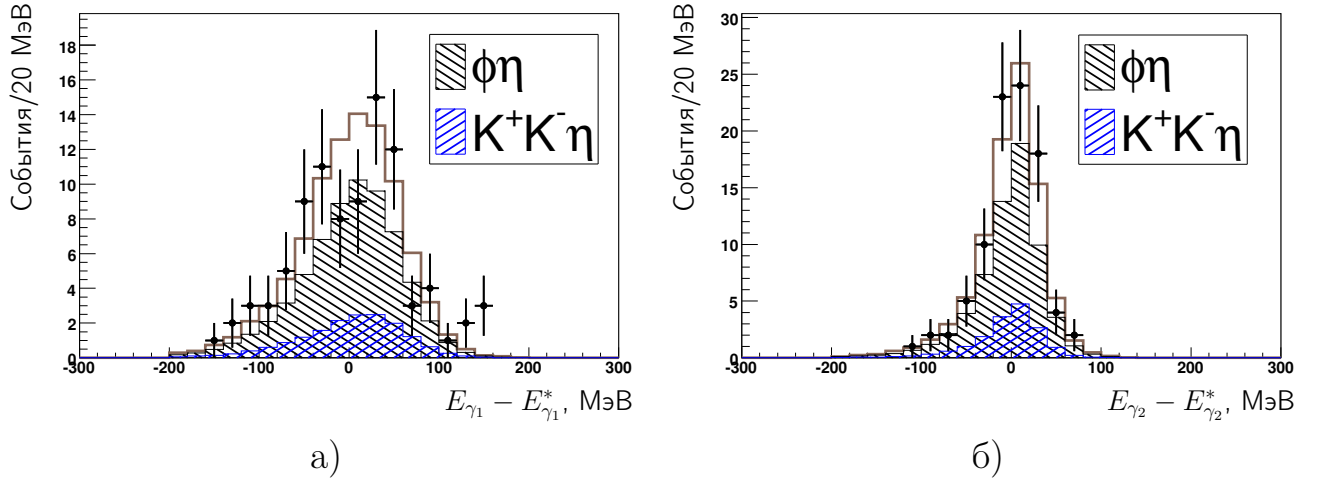


Рисунок 7.9 — Распределение разности энергии после кинематической реконструкции и до а) для более энергичного фотона ($P \sim 1$) и б) для менее энергичного фотона в процессе $J/\psi \rightarrow K^+K^-\eta$ ($P \sim 1$). Символ (*) соответствует данным до реконструкции. Описание гистограмм приведено на рисунке 7.2

Аналогично процессу $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ для событий $J/\psi \rightarrow K^+K^-\eta$ применён корректирующий множитель 2.2% [85], учитывающий потерю одного из треков или фотонов в событии.

Оценка систематической неопределённости, связанной с нерезонансным распадом $J/\psi \rightarrow K^+K^-\eta$, составляет 4.3%. Для её получения моделирование нерезонансного распада выполнялось двумя способами: первый — с использованием формулы 5.6 при бесконечной ширине распада, второй — по фазовому объёму. Разность результатов подгонки, полученных двумя подходами, принимается в качестве оценки неопределённости. Неопределённость, обусловленная дополнительным фотоном в событии (N_{ph}), находится на уровне 2.7%. Вклад неопределённости массы и ширины ϕ -мезона составляет около 0.6%. Статистический вклад от моделирования $5 \cdot 10^5$ событий распада — 0.5%. Для оценки физического фона моделируется ряд процессов распадов J/ψ -мезона в конечные состояния, последовательно учтённых в подгонке инвариантной массы каонов: $\rho\eta$, $K\pi K_s$, $K^+K^-\pi^0\pi^0$, $\omega\pi^0$. Ошибка, связанная с физическим фоном, составляет 0.2%.

Моделирование прохождения каонных частиц через детектор осуществляется двумя способами: первый — при помощи пакета FLUKA, второй — GHEISHA. Результаты обоих моделирований эффективностей регистрации значительно отличаются. Для итогового варианта подгонки используется второй вариант, поскольку он лучше воспроизводит число «кластеров» в калориметре, чем первый. На рисунке 7.10 показан пример полного числа «кластеров» в калориметрической системе при подгонке одного и того же набора экспериментальных данных событий $J/\psi \rightarrow K^+K^-\eta$ пакетами FLUKA и GHEISHA. Оценка неопределённости, связанной с ядерным взаимодействием, проводится при помощи масштабирования сечения ядерного взаимодействия на 20%, что намного больше типичных экспериментальных ошибок измерения, которые находятся на уровне 10% [99]. Вклад неопределённости в конечный результат составляет около 2%. Остальные неопределённости аналогичны процессу $J/\psi \rightarrow \rho\eta$.

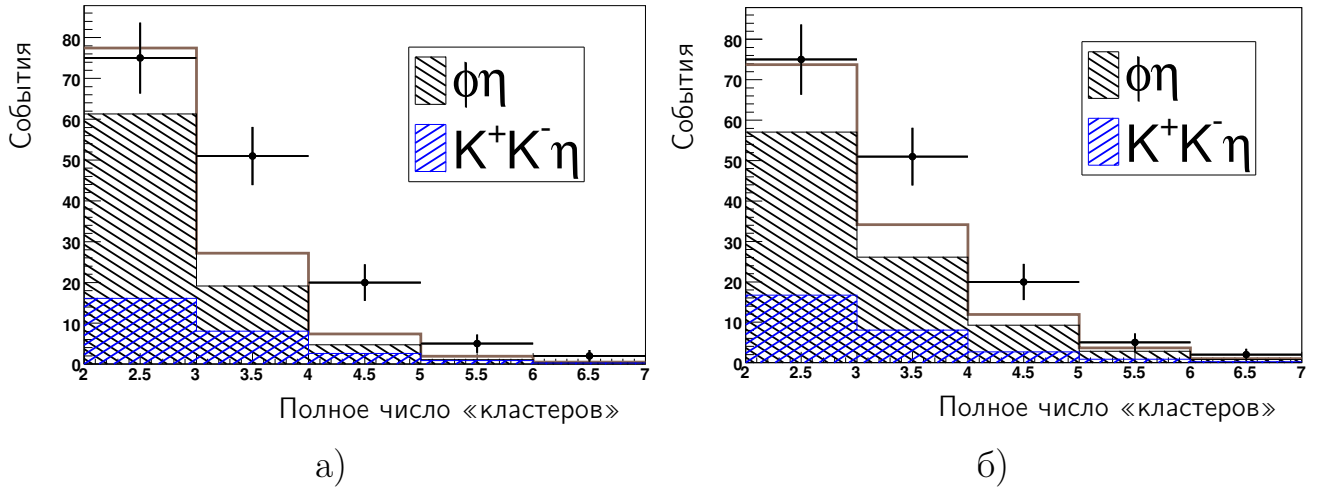


Рисунок 7.10 — Сравнение полного числа «кластеров» в калориметре в эксперименте и в моделировании в пакетах а) FLUKA ($P = 0.02$) и б) GHEISHA ($P = 0.39$). Описание гистограмм приведено на рисунке 7.2

Итоговое значение вероятности распада:

$$- \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \phi\eta) = (7.82 \pm 1.17 \pm 0.58) \times 10^{-4}.$$

Информация по всем погрешностям представлена в таблице 11. Сравнение результатов измерений вероятности распада в $J/\psi \rightarrow \phi\eta$ представлено на рисунке 7.11, где красный цвет соответствует систематической ошибке.

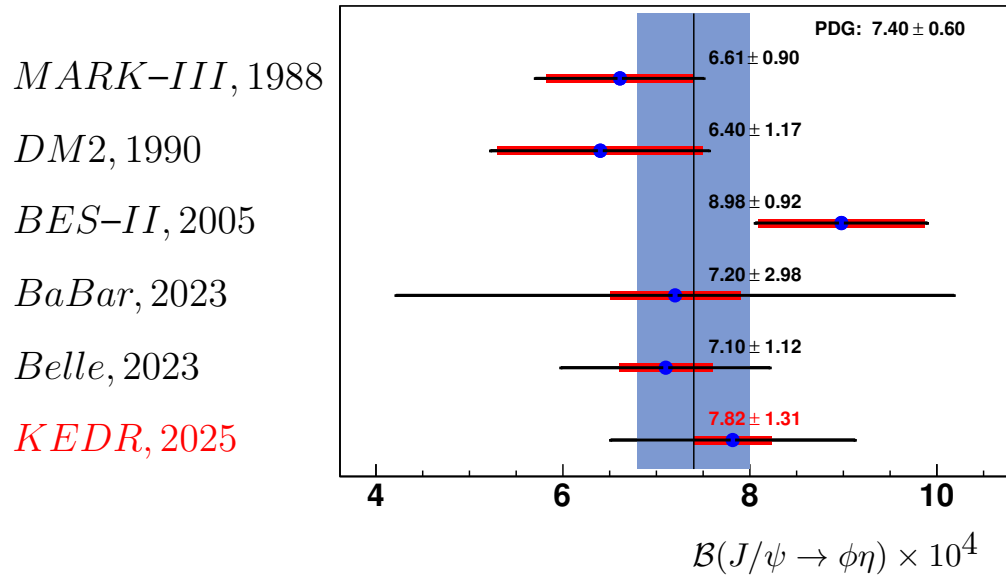


Рисунок 7.11 — Сравнение с мировыми результатами измерения вероятности распада для процесса $J/\psi \rightarrow \phi\eta$. Красным цветом обозначены систематические неопределённости. Рисунок взят из работы [36]

Заключение

В настоящей диссертационной работе проведено комплексное исследование распадов J/ψ -мезона в каналы $\rho\eta$ и $\phi\eta$, а также выполнено измерение пространственного разрешения малого прототипа дрейфовой камеры для проекта Супер Чарм-Тау Фабрики. Полученные результаты вносят важный вклад в понимание динамики распадов чармония и развитие экспериментальных методов в физике высоких энергий.

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Разработаны программа реконструкции треков заряженных частиц и процедура калибровки малого прототипа дрейфовой камеры (учитывающая детальное моделирование, итерационный подход и угловую зависимость изохрон в ячейке), при помощи которых измерено пространственное разрешение прототипа для Супер Чарм-Тау Фабрики;
2. Проведён эксперимент по измерению пространственного разрешения малого прототипа дрейфовой камеры, в котором достигнуто среднее разрешение менее 100 мкм для газовых усилений выше $5 \cdot 10^4$ при использовании газовых смесей $\text{He}/\text{C}_3\text{H}_8$ (60/40) и $\text{He}/\text{C}_2\text{H}_6$ (50/50);
3. Получены значения вероятностей распадов:

$$\begin{aligned} & - \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \rho\eta) = (2.04 \pm 0.58 \pm 0.39) \times 10^{-4}; \\ & - \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \phi\eta) = (7.82 \pm 1.17 \pm 0.58) \times 10^{-4}; \\ & - \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta) = (4.73 \pm 0.49 \pm 1.17) \times 10^{-4}; \end{aligned}$$

4. Статистическая значимость для процессов $J/\psi \rightarrow a_2(1320)\pi$ и $J/\psi \rightarrow \rho(1450)\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ составляют 2.9σ и 3.7σ , что указывает на наличие промежуточных состояний в распаде $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$:

$$\begin{aligned} & - \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow a_2(1320)\pi) = (1.05 \pm 0.37 \pm 0.34) \times 10^{-3}; \\ & - \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \rho(1450)\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\eta) = (4.73 \pm 0.49 \pm 1.17) \times 10^{-4}. \end{aligned}$$

Ввиду низкой значимости для этих процессов были посчитаны верхние пределы на уровне 90%:

- $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow a_2(1320)\pi) < 1.69 \times 10^{-3}$;
- $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \rho(1450)\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\eta) < 1.32 \times 10^{-4}$.

5. Определены фазы интерференций:

- $\varphi_{\rho-\omega} = (88.4 \pm 2.5 \pm 3.1)^\circ$;
- $\varphi_{\rho-\rho(1450)} = (148.6 \pm 44.3 \pm 41.0)^\circ$.

Результаты по распадам J/ψ -мезона предоставляют важные данные для проверки предсказаний КХД, а измеренные параметры дрейфовой камеры подтверждают возможность создания трековой системы с высоким пространственным разрешением для будущего коллайдера Супер Чарм-Тау Фабрики.

Следует отметить, что представленные в диссертации результаты обогащают знания о распадах J/ψ -мезона и демонстрируют перспективность применения дрейфовых камер с малыми шестиугольными ячейками в будущих экспериментах. Полученные данные представляют ценность как для теоретической физики, так и для развития экспериментальных методов в физике высоких энергий.

В заключение автор выражает глубокую благодарность и особую признательность своему научному руководителю, Тодышеву Корнелию Юрьевичу, за всестороннюю помощь, поддержку и грамотное руководство на всех этапах работы.

Особую благодарность заслуживает Басок Иван Юрьевич, который оказал существенную помощь в модернизации малого прототипа, в постановке и проведении эксперимента по измерению пространственного разрешения.

Автор приносит благодарность руководству Института ядерной физики СО РАН, коллективу ускорительного комплекса ВЭПП-4М и, непосредственно, коллаборации детектора КЕДР за обеспечение возможности проведения эксперимента и получения данных, без которых данное исследование было бы невозможным.

Автор выражает искреннюю признательность:

- Барнякову Александру Юрьевичу, Блинову Владимиру Евгеньевичу, Бобровникову Виктору Сергеевичу, Быкову Андрею Вячеславовичу, Кравченко Евгению Анатольевичу, Плюснину Николаю Васильевичу, Присекину Вячеславу Геннадьевичу, Таркову Александру Васильевичу и Турбиной Антонине Анатольевне — за неоценимую помощь в проектировании малого прототипа, сборке сцинтилляционных счётчиков и подготовке эксперимента по измерению пространственного разрешения;
- Мильштейну Александру Ильичу — за содержательные консультации по теоретическим аспектам работы;
- Блинову Александру Евгеньевичу, Кузьмину Александру Степановичу и Шварцу Борису Альбертовичу — за содействие в подготовке статьи к публикации;
- Шамову Андрею Георгиевичу — за ценные советы и консультации по анализу данных и, в особенности, за помощь в оценке систематических погрешностей.

Автор благодарит своих школьных учителей Аскизского лицея и СУНЦ НГУ: Чебодаеву Галину Никитичну, Сагалакова Андрея Самсоновича, Чебодаева Николая Ивановича, Пильника Андрея Александровича и Ляпунова Игоря Борисовича — за их бескорыстный педагогический труд, прививший интерес и любовь к точным наукам.

Слова благодарности автор адресует своей семье — родителям, Татьяне Ивановне и Андрею Васильевичу Кыштымовым, сёстрам, Евгении и Анне, а также невесте Анастасии — за понимание, терпение и неизменную поддержку на протяжении всех лет работы над диссертацией.

Список сокращений и условных обозначений

КЭД	Квантовая электродинамика
КХД	Квантовая хромодинамика
ИЯФ	Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера
СЧТФ	Супер Чарм-Тау Фабрика
ДК	Дрейфовая камера
ЭВМ	Электронная вычислительная машина
PDG	Particle Data Group

Список литературы

1. Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation / J.-E. Augustin, A. M. Boyarski, M. Breidenbach [et al.]. — Текст: электронный // *Physical Review Letters*. — 1974. — Vol. 33, no. 23. — P. 1406. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.33.1406> (дата обращения: 30.01.2026).
2. Experimental observation of a heavy particle J / J.-J. Aubert, U. Becker, P. J. Biggs [et al.]. — Текст: электронный // *Physical Review Letters*. — 1974. — Vol. 33, no. 23. — P. 1404. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.33.1404> (дата обращения: 30.01.2026).
3. *Okubo S.* ϕ -meson and unitary symmetry model. — Текст: электронный // *Physics Letters*. — 1963. — Vol. 5, no. 2. — Pp. 165–168. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0375-9601\(63\)92548-9](https://doi.org/10.1016/S0375-9601(63)92548-9) (дата обращения: 30.01.2026).
4. *Zweig G.* An SU_3 model for strong interaction symmetry and its breaking: отчёт CERN-TH-401 / G. Zweig; CERN. — Geneva, 1964. — Текст: электронный. URL: <https://cds.cern.ch/record/352337> (дата обращения: 30.01.2026).
5. *Iizuka J.* A systematics and phenomenology of meson family. — Текст: электронный // *Progress of Theoretical Physics Supplement*. — 1966. — Vol. 37. — Pp. 21–34. — URL: <https://doi.org/10.1143/PTPS.37.21> (дата обращения: 30.01.2026).
6. Hadronic molecules / F.-K. Guo, C. Hanhart, U.-G. Meißner [et al.]. — Текст: электронный // *Reviews of Modern Physics*. — 2018. — Vol. 90, no. 1. — P. 015004. — URL: <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.90.015004> (дата обращения: 30.01.2026).

7. *Vadacchino D.* A review on Glueball hunting. — Текст: электронный // *arXiv preprint*. — 2023. — URL: <https://arxiv.org/abs/2305.04869> (дата обращения: 30.01.2026).
8. *Bramon A., Escribano R., Scadron M. D.* Mixing of $\eta - \eta'$ mesons in J/ψ decays into a vector and a pseudoscalar meson. — Текст: электронный // *Physics Letters B*. — 1997. — Vol. 403, no. 3-4. — Pp. 339–343. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(97\)00508-X](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(97)00508-X) (дата обращения: 30.01.2026).
9. *Escribano R.* $J/\psi \rightarrow VP$ decays and the quark and gluon content of the η and η' . — Текст: электронный // *The European Physical Journal C*. — 2010. — Vol. 65. — Pp. 467–473. — URL: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-009-1206-9> (дата обращения: 30.01.2026).
10. *Feldmann T., Kroll P., Stech B.* Mixing and decay constants of pseudoscalar mesons. — Текст: электронный // *Physical Review D*. — 1998. — Vol. 58, no. 11. — P. 114006. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.58.114006> (дата обращения: 30.01.2026).
11. *Gilman F. J., Kauffman R.* $\eta - \eta'$ mixing angle. — Текст: электронный // *Physical Review D*. — 1987. — Vol. 36, no. 9. — P. 2761. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.36.2761> (дата обращения: 30.01.2026).
12. *Rosner J. L.* Quark content of neutral mesons. — Текст: электронный // *Physical Review D*. — 1983. — Vol. 27, no. 5. — P. 1101. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.27.1101> (дата обращения: 30.01.2026).
13. The KEDR detector / V. V. Anashin, V. M. Aulchenko, E. M. Baldin [et al.]. — Текст: электронный // *Physics of particles and nuclei*. — 2013. — Vol. 44. — Pp. 657–702. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063779613040035> (дата обращения: 30.01.2026).
14. VEPP-4M collider: Status and plans / V. V. Anashin, O. V. Anchugov, A. E. Bondar [et al.]. — Текст: электронный // *Proc. of EPAC*. — Vol. 98.

- 1998. — P. 400. — Текст: электронный. URL: <https://inspirehep.net/literature/487672> (дата обращения: 30.01.2026).
15. Супер Чарм-Тау Фабрика : [сайт]. — Яз. Рус. — Текст : электронный — URL: <https://ctd.inp.nsk.su/c-tau/> (дата обращения 30.01.2026).
 16. Progress of conceptual study for the accelerators of a 2-7GeV super tau charm facility at China / Qing Luo, Weiwei Gao, Jieqin Lan [et al.]. — Текст: электронный // 10th International Particle Accelerator Conference / JACoW Publishing. — Vol. 6. — 2019. — Текст: электронный. URL: <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2019-MOPRB031> (дата обращения: 30.01.2026).
 17. The drift chamber project for the Super Charm-Tau Factory detector / I. Yu. Basok, T. V. Bedareva, V. E. Blinov [et al.]. — Текст: электронный // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2021. — Vol. 1009. — P. 165490. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.165490> (дата обращения: 30.01.2026).
 18. Measurements of J/ψ decays into a vector and a pseudoscalar meson / D. Coffman, G. P. Dubois, G. Eigen [et al.]. — Текст: электронный // *Physical Review D*. — 1988. — Vol. 38, no. 9. — P. 2695. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.38.2695> (дата обращения: 30.01.2026).
 19. $J/\psi \rightarrow \text{vector} + \text{pseudoscalar}$ decays and the quark content of η and η' / J. Jousset, Z. Ajaltouni, A. Falvard [et al.]. — Текст: электронный // *Physical Review D*. — 1990. — Vol. 41, no. 5. — P. 1389. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.41.1389> (дата обращения: 30.01.2026).
 20. Measurement of the phase between strong and electromagnetic amplitudes of J/ψ decays / M. Ablikim, M. N. Achasov, S. Ahmed [et al.]. — Текст: электронный // *Physics Letters B*. — 2019. — Vol. 791. — Pp. 375–384.

- URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.03.001> (дата обращения: 30.01.2026).
21. Study of the process $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ using initial state radiation / J. P. Lees, V. Poireau, V. Tisserand [et al.]. — Текст: электронный // *Physical Review D*. — 2018. — Vol. 97, no. 5. — P. 052007. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.97.052007> (дата обращения: 30.01.2026).
 22. Dalitz plot analyses of $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^0$, and $J/\psi \rightarrow K_s^0 K^\pm \pi^\mp$ produced via e^+e^- annihilation with initial-state radiation / J. P. Lees, V. Poireau, V. Tisserand [et al.]. — Текст: электронный // *Physical Review D*. — 2017. — Vol. 95, no. 7. — P. 072007. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.95.072007> (дата обращения: 30.01.2026).
 23. J/ψ and ψ' decays into two hadrons / W. Braunschweig, H.-U. Martyn, H. G. Sander [et al.]. — Текст: электронный // *Physics Letters B*. — 1976. — Vol. 63, no. 4. — Pp. 487–490. — URL: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(76\)90403-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(76)90403-2) (дата обращения: 30.01.2026).
 24. *Heimann R. L.* A phenomenological analysis of ψ particle decays. — Текст: электронный // *Nuovo Cimento A*. — 1976. — Vol. 39, no. CERN-TH-2201. — Pp. 461–90. — URL: <https://doi.org/10.1007/BF02896548> (дата обращения: 30.01.2026).
 25. Study of the reactions $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0\pi^0$, $e^+e^- \rightarrow K_s^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0\pi^0$, and $e^+e^- \rightarrow K_s^0 K^\pm \pi^\mp \pi^+\pi^-$ at center-of-mass energies from threshold to 4.5 GeV using initial-state radiation / J. P. Lees, V. Poireau, V. Tisserand [et al.]. — Текст: электронный // *Physical Review D*. — 2023. — Vol. 107, no. 7. — P. 072001. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.107.072001> (дата обращения: 30.01.2026).
 26. Study of $e^+e^- \rightarrow \eta\phi$ via initial state radiation at Belle / W. J. Zhu, B.S. Gao, X. L. Wang [et al.]. — Текст: электронный // *Physical Review D*. — 2023.

- Vol. 107, no. 1. — P. 012006. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.107.012006> (дата обращения: 30.01.2026).
27. Measurements of J/ψ decays into $\phi\pi^0$, $\phi\eta$, and $\phi\eta'$ / M. Ablikim, J. Z. Bai, Y. Ban [et al.]. — Текст: электронный // *Physical Review D—Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology*. — 2005. — Vol. 71, no. 3. — P. 032003. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.71.032003> (дата обращения: 30.01.2026).
28. The BaBar drift chamber / A. Bajic, G. Sciolla, R. Bard [et al.]. — Текст: электронный // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 1998. — Vol. 419, no. 2-3. — Pp. 310–314. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(98\)00804-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00804-3) (дата обращения: 30.01.2026).
29. Design and construction of the BES-III detector / M. Ablikim, Z. H. An, J.Z. Bai [et al.]. — Текст: электронный // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2010. — Vol. 614, no. 3. — Pp. 345–399. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.12.050> (дата обращения: 30.01.2026).
30. *Uno S.* The BELLE central drift chamber. — Текст: электронный // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 1996. — Vol. 379, no. 3. — Pp. 421–423. — URL: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(96\)00555-4](https://doi.org/10.1016/0168-9002(96)00555-4) (дата обращения: 30.01.2026).
31. The CLEO-III drift chamber / D. Peterson, K. Berkelman, R. Briere [et al.]. — Текст: электронный // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2002. — Vol. 478, no. 1-2. — Pp. 142–146. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)01737-5](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)01737-5) (дата обращения: 30.01.2026).

32. Belle-II technical design report / Т. Abe, I. Adachi, K. Adamczyk [et al.]. — Текст: электронный // *arXiv preprint*. — 2010. — URL: <https://arxiv.org/abs/1011.0352> (дата обращения: 30.01.2026).
33. Garfield++: Simulation of ionisation based tracking detectors : [сайт]. — Яз. Англ. — Текст : электронный — URL: <https://garfieldpp.web.cern.ch/> (дата обращения 30.01.2026).
34. The spatial resolution measurements on the small prototype of the Super Charm-Tau Factory drift chamber / I. Yu. Basok, V. S. Bobrovnikov, A. V. Bykov [et al.]. — Текст: электронный // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2024. — Vol. 1064. — P. 169419. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2024.169419> (дата обращения: 30.01.2026).
35. The drift chamber project for the Super Charm-Tau Factory detector / I. Yu. Basok, V. S. Bobrovnikov, A. V. Bykov [et al.]. — Текст: электронный // *Proceeding of science*. — 2025. — Vol. TIPP2023. — P. 022. — URL: <https://doi.org/10.22323/1.468.0022> (дата обращения: 30.01.2026).
36. The branching fraction measurements of J/ψ decay into $\rho\eta$ and $\phi\eta$ final states / V. V. Anashin, O. V. Anchugov, K. V. Astrelina [et al.]. — Текст: электронный // *Physics Letters B*. — 2026. — Vol. 873. — P. 140152. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269326000067> (дата обращения: 30.01.2026).
37. Программа калибровки прототипа дрейфовой камеры Супер Чарм-Тау Фабрики : свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2025695507 : заявл. 05.12.2025 : опубл. 17.12.2025 / Кыштым Д. А. ; заявитель Российская Федерация, от имени которой выступает Государственная корпорация по атомной энергии «Росатом» и Федеральное государственное унитарное предприятие

«Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики». — 19 МБ. — Текст : непосредственный.

38. Эксперименты на Супер Чарм-Тау Фабрике / М. Н. Ачасов, В. Е. Блинов, А. В. Бобров [и др.]. — Текст: электронный // *Успехи физических наук*. — 2024. — Т. 194, № 1. — С. 60–76. — URL: <https://ufn.ru/ru/articles/2024/1/e/> (дата обращения: 30.01.2026).
39. *Epifanov D. A.* Project of Super Charm-Tau Factory. — Текст: электронный // *Physics of Atomic Nuclei*. — 2020. — Vol. 83, no. 6. — Pp. 944–948. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063778820060137> (дата обращения: 30.01.2026).
40. *Raimondi P., Shatilov D. N., Zobov M.* Beam-beam issues for colliding schemes with large Piwinski angle and crabbed waist. — Текст: электронный // *arXiv preprint*. — 2007. — URL: <https://arxiv.org/abs/physics/0702033> (дата обращения: 30.01.2026).
41. Beam energy and energy spread measurement by Compton backscattering of laser radiation at the VEPP-4M collider / V. E. Blinov, V. V. Kaminsky, E. B. Levichev [et al.]. — Текст: электронный // ICFA Beam Dynamics Newsletters. — 2009. — Pp. 195–207. — Текст: электронный. URL: <https://inspirehep.net/literature/820279> (дата обращения: 30.01.2026).
42. *Сахаров А. Д.* Нарушение СР-инвариантности. С-асимметрия и барионная асимметрия Вселенной. — Текст: электронный // *Усп. физ. наук*. — 1991. — Vol. 161, no. 5. — Pp. 61–64. — URL: <https://ufn.ru/ru/articles/1991/5/h/> (дата обращения: 30.01.2026).
43. *Michel L.* Interaction between four half spin particles and the decay of the μ meson. — Текст: электронный // *Proc. Phys. Soc. A*. — 1950. — Vol. 63.

- Pp. 514–531. — URL: <https://doi.org/10.1088/0370-1298/63/5/311> (дата обращения: 30.01.2026).
44. *Bouchiat C., Michel L.* Theory of μ -meson decay with the hypothesis of non-conservation of parity. — Текст: электронный // *Phys. Rev.* — 1957. — Vol. 106. — Pp. 170–172. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.106.170> (дата обращения: 30.01.2026).
 45. Development of compact TPC for future Super Charm-Tau Factory detector / A. V. Sokolov, T. V. Maltsev, L. I. Shekhtman, V.K. Vadakeppattu. — Текст: электронный // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 2022. — Vol. 1040. — P. 167225. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.167225> (дата обращения: 30.01.2026).
 46. Aerogel for FARICH detector / A. Yu. Barnyakov, M. Yu. Barnyakov, V. S. Bobrovnikov [et al.]. — Текст: электронный // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 2014. — Vol. 766. — Pp. 235–236. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.05.023> (дата обращения: 30.01.2026).
 47. *Prokhorova E. S.* Study of the fast calorimeter prototype for the Super Charm-Tau Factory. — Текст: электронный // *EPJ Web Conf.* — 2019. — Vol. 212. — P. 01007. — URL: <https://doi.org/10.1051/epjconf/201921201007> (дата обращения: 30.01.2026).
 48. *Uglov T. V.* Proposal of the muon system for the Super Tau-Charm Factory. — Текст: электронный // *EPJ Web Conf.* — 2019. — Vol. 212. — P. 01010. — URL: <https://doi.org/10.1051/epjconf/201921201010> (дата обращения: 30.01.2026).

49. *Кыштымов Д. А.* Измерение пространственного разрешения на малом прототипе дрейфовой камеры Супер Чарм-Тау Фабрики : специальность 03.04.02 «Физика» : научно-квалификационная работа магистра / *Кыштымов Дмитрий Андреевич*; Новосибирский государственный университет. — Новосибирск, 2022. — 61 с. — Текст : непосредственный.
50. *Полужтов А. О.* Реконструкция событий в вершинной камере детектора КЕДР: специальность 03.04.02 «Физика»: научно-квалификационная работа магистра / *Полужтов Антон Олегович*; Новосибирский государственный университет. — Новосибирск. — 2000. — 40 с. — Текст : непосредственный.
51. Calibration and alignment of the Belle-II central drift chamber / T. V. Dong, S. Uno, M. Uchida [et al.]. — Текст: электронный // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2019. — Vol. 930. — Pp. 132–141. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.03.072> (дата обращения: 30.01.2026).
52. *Malter L.* Thin Film Field Emission. — Текст: электронный // *Phys. Rev.* — 1936. — 7. — Vol. 50. — Pp. 48–58. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.50.48> (дата обращения: 30.01.2026).
53. Система возбуждения когерентных колебаний частиц на коллайдере ВЭПП-4М / О. В. Анчугов, А. Н. Журавлев, С. Е. Карнаев [и др.]. — Текст: электронный // *Приборы и техника эксперимента*. — 2019. — № 5. — С. 9–18. — URL: <https://doi.org/10.1134/S0032816219050021> (дата обращения: 30.01.2026).
54. *Тодышев К. Ю.* Аннигиляция электронов и позитронов в адроны в диапазоне энергий от 1.84 до 3.72 ГэВ: специальность 01.04.16 «Физика атомного ядра и элементарных частиц»: диссертация на соискание

- учёной степени доктора физико-математических наук / *Тодышев Корнелий Юрьевич*; Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН. — Новосибирск, 2019. — 167 с. — Текст : непосредственный.
55. Absolute calibration of particle energy at VEPP-4M / V. E. Blinov, A. V. Bogomyagkov, S. E. Karnaev [et al.]. — Текст: электронный // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2002. — Vol. 494, no. 1-3. — Pp. 81–85. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01449-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01449-3) (дата обращения: 30.01.2026).
 56. Absolute calibration of beam energy in the storage ring Φ -meson mass measurement: отчёт IYAF-75-64 / A. D. Bukin, Ya. S. Derbenev, A. M. Kondratenko [et al.]; Budker Institute of Nuclear Physics. — Novosibirsk, 1975. — Текст: электронный. URL: <https://cds.cern.ch/record/697895> (дата обращения: 30.01.2026).
 57. Accurate calibration of the beam energy in a storage ring based on measurement of spin precession frequency of polarized particles / Y. S. Derbenev, A. M. Kondratenko, S. I. Serednyakov [et al.]. — Текст: электронный // *Part. Accel.* — 1980. — Vol. 10. — Pp. 177–180. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1107974> (дата обращения: 30.01.2026).
 58. Measurement of the BESSY-II electron beam energy by Compton-backscattering of laser photons / R. Klein, P. Kuske, R. Thornagel [et al.]. — Текст: электронный // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2002. — Vol. 486, no. 3. — Pp. 545–551. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)02162-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)02162-3) (дата обращения: 30.01.2026).
 59. Fast and precise beam energy monitor based on the Compton backscattering at the VEPP-4M collider / N. Muchnoi, S. Nikitin, V. Zhilich [et al.]. — Текст:

- электронный // Proc. of EPAC. — 2006. — Текст: электронный. URL: <https://inspirehep.net/literature/737911> (дата обращения: 30.01.2026).
60. New precision measurement of the J/ψ -and ψ' -meson masses / V. M. Aulchenko, S. A. Balashov, E. M. Baldin [et al.]. — Текст: электронный // *Physics Letters B*. — 2003. — Vol. 573. — Pp. 63–79. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2003.08.028> (дата обращения: 30.01.2026).
61. Final analysis of KEDR data on J/ψ and $\psi(2S)$ masses / V. V. Anashin, V. M. Aulchenko, E. M. Baldin [et al.]. — Текст: электронный // *Physics Letters B*. — 2015. — Vol. 749. — Pp. 50–56. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.07.057> (дата обращения: 30.01.2026).
62. Measurement of main parameters of the $\psi(2S)$ resonance / V. V. Anashin, V. M. Aulchenko, E. M. Baldin [et al.]. — Текст: электронный // *Physics Letters B*. — 2012. — Vol. 711, no. 3-4. — Pp. 280–291. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.04.009> (дата обращения: 30.01.2026).
63. Measurement of $\psi(3770)$ parameters / V. V. Anashin, V. M. Aulchenko, E. M. Baldin [et al.]. — Текст: электронный // *Physics Letters B*. — 2012. — Vol. 711, no. 3-4. — Pp. 292–300. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.04.019> (дата обращения: 30.01.2026).
64. Experiments with the KEDR detector at the collider VEPP-4M in the energy range = 1.84–3.88 GeV / V. V. Anashin, O. V. Anchugov, V. M. Aulchenko [et al.]. — Текст: электронный // *Physics of Particles and Nuclei*. — 2023. — Vol. 54, no. 1. — Pp. 185–226. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063779623010033> (дата обращения: 30.01.2026).
65. Measurement of the τ lepton mass at the KEDR detector / V. V. Anashin, V. M. Aulchenko, E. M. Baldin [et al.]. — Текст: электронный // *JETP*

- Letters*. — 2007. — Vol. 85. — Pp. 347–352. — URL: <https://doi.org/10.1134/S0021364007080012> (дата обращения: 30.01.2026).
66. Харламова Т. А. Измерение полной и парциальных ширин J/ψ -мезона с детектором КЕДР: специальность 01.04.16 «Физика атомного ядра и элементарных частиц» : диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук / Харламова Татьяна Александровна; Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН. — Новосибирск, 2019. — 125 с. — Текст : непосредственный.
67. Vertex chamber for the KEDR detector / V. M. Aulchenko, A. G. Chilingarov, G. M. Kolachev [et al.]. — Текст: электронный // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 1989. — Vol. 283, no. 3. — Pp. 528–531. — URL: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(89\)91411-3](https://doi.org/10.1016/0168-9002(89)91411-3) (дата обращения: 30.01.2026).
68. Нагаслаев В. П. Вершинная камера детектора КЕДР : специальность 01.04.16 «Физика атомного ядра и элементарных частиц» : диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук / Нагаслаев Владимир Петрович; Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН. — Новосибирск, 1997. — 99 с. — Текст : непосредственный.
69. Status of the KEDR drift chamber / S. E. Baru, A. E. Blinov, V. E. Blinov [et al.]. — Текст: электронный // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2002. — Vol. 494, no. 1-3. — Pp. 251–254. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01476-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01476-6) (дата обращения: 30.01.2026).
70. The status of the KEDR ASHIPH system / A. Yu. Barnyakov, M. Yu. Barnyakov, V. S. Bobrovnikov [et al.]. — Текст: электронный //

- Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 2004. — Vol. 518, no. 1-2. — Pp. 597–601. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2003.11.095> (дата обращения: 30.01.2026).
71. Operation and performance of the ASHIPH counters at the KEDR detector / A. Yu. Barnyakov, M. Yu. Barnyakov, V. S. Boborovnikov [et al.]. — Текст: электронный // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 2016. — Vol. 824. — Pp. 79–82. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.10.105> (дата обращения: 30.01.2026).
 72. Бедный И. В., Воробьёв А. И. Статус работ по сцинтилляционным счетчикам: Меморандум КЕДР ВП-2 / И. В. Бедный, А. И. Воробьёв; Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН. — 2000. — Текст: непосредственный.
 73. Investigation of an electromagnetic calorimeter based on liquid krypton / V. M. Aulchenko, S. G. Klimenko, G. M. Kolachev [et al.]. — Текст: электронный // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 1990. — Vol. 289, no. 3. — Pp. 468–474. — URL: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(90\)91518-G](https://doi.org/10.1016/0168-9002(90)91518-G) (дата обращения: 30.01.2026).
 74. Liquid krypton electromagnetic calorimeter / V. M. Aulchenko, A. D. Bukin, S. G. Klimenko [et al.]. — Текст: электронный // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 1993. — Vol. 327, no. 1. — Pp. 193–198. — URL: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(93\)91440-X](https://doi.org/10.1016/0168-9002(93)91440-X) (дата обращения: 30.01.2026).
 75. Experience with CsI (Na) crystals for calorimetry / V. M. Aulchenko, B. O. Baibusinov, E. M. Baldin [et al.]. — Текст: электронный // *Nuclear*

- Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 1996. — Vol. 379, no. 3. — Pp. 502–504. — URL: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(96\)00562-1](https://doi.org/10.1016/0168-9002(96)00562-1) (дата обращения: 30.01.2026).
76. Muon system based on streamer tubes with time-difference readout / V. M. Aulchenko, B. O. Baibusinov, A. G. Chilingarov [et al.]. — Текст: электронный // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 1988. — Vol. 265, no. 1-2. — Pp. 137–140. — URL: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(88\)91064-9](https://doi.org/10.1016/0168-9002(88)91064-9) (дата обращения: 30.01.2026).
77. Large impact parameter cut-off in the process $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ / A. E. Blinov, A. E. Bondar, Yu. I. Eidelman [et al.]. — Текст: электронный // *Physics Letters B*. — 1982. — Vol. 113, no. 5. — Pp. 423–426. — URL: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(82\)90777-8](https://doi.org/10.1016/0370-2693(82)90777-8) (дата обращения: 30.01.2026).
78. Служебные блоки системы сбора данных КЛЮКВа / С. Е. Бару, В. С. Кириченко, Г. А. Савинов [и др.]. — Текст : непосредственный // *Препринт ИЯФ*. — 1988. — С. 88–26.
79. Achasov N. N., Kozhevnikov A. A. ρ' 's in analyzing e^+e^- annihilation: Mark III, LASS, and ARGUS data // *Physical Review D*. — 1997. — Vol. 55, no. 5. — P. 2663. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.55.2663> (дата обращения: 30.01.2026).
80. Achasov N. N., Kozhevnikov A. A. Isoscalar resonances with $J^{PC} = 1^{--}$ in e^+e^- annihilation // *Physical Review D*. — 1998. — Vol. 57, no. 7. — P. 4334. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.57.4334> (дата обращения: 30.01.2026).
81. Study of dynamics of the process $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ in the energy range 1.15–2.00 GeV / M. N. Achasov, A. Yu. Barnyakov, A. A. Baykov [et al.]. — Текст:

- электронный // *Eur. Phys. J. C.* — 2020. — Vol. 80. — P. 993. — URL: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-08524-4> (дата обращения: 30.01.2026).
82. Measurement of J/ψ decays into final states $2(\pi^+\pi^-)\pi^0$, $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$, $2(\pi^+\pi^-)$ and $K^+K^-\pi^+\pi^-$ / V. V. Anashin, O. V. Anchugov, V. M. Aulchenko [et al.]. — Текст: электронный // *The European Physical Journal C.* — 2022. — Vol. 82, no. 10. — P. 938. — URL: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10879-9> (дата обращения: 30.01.2026).
83. *Richman J. D.* An experimenter's guide to the helicity formalism: отчёт CALT-68-1148 / J. D. Richman; CERN. — Geneva, 1984. — Текст: электронный. URL: <https://cds.cern.ch/record/153636> (дата обращения: 30.01.2026).
84. *Jacob M., Wick Gr. C.* On the general theory of collisions for particles with spin. — Текст: электронный // *Annals of Physics.* — 1959. — Vol. 7, no. 4. — Pp. 404–428. — URL: [https://doi.org/10.1016/0003-4916\(59\)90051-X](https://doi.org/10.1016/0003-4916(59)90051-X) (дата обращения: 30.01.2026).
85. Measurement of the branching fraction of $J/\psi \rightarrow \rho\pi$ at KEDR / V. V. Anashin, O. V. Anchugov, A. V. Andrianov [et al.]. — Текст: электронный // *Journal of High Energy Physics.* — 2023. — Vol. 2023, no. 6. — Pp. 1–19. — URL: [https://doi.org/10.1007/JHEP06\(2023\)196](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2023)196) (дата обращения: 30.01.2026).
86. Review of particle physics / S. Navas, C. Amsler, T. Gutsche [et al.]. — Текст: электронный // *Phys. Rev. D.* — 2024. — 8. — Vol. 110. — P. 030001. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.110.030001> (дата обращения: 30.01.2026).
87. Event generator for J/ψ and $\psi(2S)$ decay / J. C. Chen, G. S. Huang, X. R. Qi [et al.]. — Текст: электронный // *Physical Review D.* — 2000. — Vol. 62,

- no. 3. — P. 034003. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.62.034003> (дата обращения: 30.01.2026).
88. *Sjöstrand T.* High-energy-physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4. — Текст: электронный // *Computer Physics Communications*. — 1994. — Vol. 82, no. 1. — Pp. 74–89. — URL: [https://doi.org/10.1016/0010-4655\(94\)90132-5](https://doi.org/10.1016/0010-4655(94)90132-5) (дата обращения: 30.01.2026).
89. Measurement of $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ with KEDR detector / V. V. Anashin, V. M. Aulchenko, E. M. Baldin [et al.]. — Текст: электронный // *Journal of High Energy Physics*. — 2018. — Vol. 2018, no. 5. — Pp. 1–23. — URL: [https://doi.org/10.1007/JHEP05\(2018\)119](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2018)119) (дата обращения: 30.01.2026).
90. *Baker S., Cousins R. D.* Clarification of the use of CHI-square and likelihood functions in fits to histograms. — Текст: электронный // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. — 1984. — Vol. 221, no. 2. — Pp. 437–442. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0167508784900164> (дата обращения: 30.01.2026).
91. Measurements of J/ψ decays into $\omega\pi^0$, $\omega\eta$, and $\omega\eta'$ / M. N. Ablikim, J. Z. Bai, Y. Ban [et al.]. — Текст: электронный // *Physical Review D—Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology*. — 2006. — Vol. 73, no. 5. — P. 052007. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.73.052007> (дата обращения: 30.01.2026).
92. Experimental evidence for the box anomaly in η/η' decays and the electric charge of quarks / M. Benayoun, M. Feindt, M. Girone [et al.]. — Текст: электронный // *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*. — 1993. — Vol. 58. — Pp. 31–53. — URL: <https://doi.org/10.1007/BF01554078> (дата обращения: 30.01.2026).
93. *Coon S. A., Scadron M. D., McNamee P. C.* On the sign of the $\rho - \omega$ mixing charge asymmetric nn potential. — Текст: электронный // *Nuclear*

- Physics A.* — 1977. — Vol. 287, no. 3. — Pp. 381–389. — URL: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(77\)90052-5](https://doi.org/10.1016/0375-9474(77)90052-5) (дата обращения: 30.01.2026).
94. $\pi^+\pi^-$ production by e^+e^- annihilation in the ρ energy range with the Orsay storage ring / D. Benaksas, G. Cosme, B. Jean-Marie [et al.]. — Текст: электронный // *Physics Letters B.* — 1972. — Vol. 39, no. 2. — Pp. 289–293. — URL: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(72\)90799-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(72)90799-X) (дата обращения: 30.01.2026).
95. Measurement of the $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ process cross section with the SND detector at the VEPP-2000 collider in the energy region $0.525 < \sqrt{s} < 0.883$ GeV / M. N. Achasov, A. A. Baykov, A. Yu. Barnyakov [et al.]. — Текст: электронный // *Journal of High Energy Physics.* — 2021. — Vol. 2021, no. 1. — Pp. 1–24. — URL: [https://doi.org/10.1007/JHEP01\(2021\)113](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2021)113) (дата обращения: 30.01.2026).
96. The FLUKA code: present applications and future developments / A. Fasso, A. Ferrari, S. Roesler [et al.]. — Текст: электронный // *arXiv preprint.* — 2003. — URL: <https://arxiv.org/abs/physics/0306162> (дата обращения: 30.01.2026).
97. *Fesefeldt H. S.* The simulation of hadronic showers: отчёт PITHA-85-02 / H. S. Fesefeldt; Aachen TU 3. Inst. Phys. — Aachen, 1985. — Текст: электронный. URL: <https://cds.cern.ch/record/162911> (дата обращения: 30.01.2026).
98. Measurement of the $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ cross section with the CMD-3 detector at the VEPP-2000 collider / S. S. Gribov, A. S. Popov, R. R. Akhmetshin [et al.]. — Текст: электронный // *Journal of High Energy Physics.* — 2020. — Vol. 2020, no. 1. — Pp. 1–24. — URL: [https://doi.org/10.1007/JHEP01\(2020\)112](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2020)112) (дата обращения: 30.01.2026).

99. *Dover C. B., Walker G. E.* The interaction of kaons with nucleons and nuclei.
— Текст: электронный // *Physics Reports*. — 1982. — Vol. 89, no. 1.
— Рр. 1–177. — URL: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(82\)90043-6](https://doi.org/10.1016/0370-1573(82)90043-6) (дата обращения: 30.01.2026).
100. *Köpke L., Wormes N.* J/ψ decays. — Текст: электронный // *Physics Reports*.
— 1989. — Vol. 174, no. 2-3. — Рр. 67–227. — URL: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(89\)90074-4](https://doi.org/10.1016/0370-1573(89)90074-4) (дата обращения: 30.01.2026).
101. *Gell-Mann M.* The Eightfold Way: A theory of strong interaction symmetry. —
Текст: электронный. — 1961. — 3. — URL: <https://doi.org/10.2172/4008239>
(дата обращения: 30.01.2026).
102. *Gell-Mann M.* Symmetries of baryons and mesons. — Текст: электронный //
Phys. Rev. — 1962. — Feb. — Vol. 125. — Рр. 1067–1084. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.125.1067> (дата обращения: 30.01.2026).
103. *Okubo S.* Note on unitary symmetry in strong interactions. — Текст:
электронный // *Progress of Theoretical Physics*. — 1962. — Vol. 27, no. 5. —
Рр. 949–966. — URL: <https://doi.org/10.1143/PTP.27.949> (дата обращения: 30.01.2026).
104. *Degrande C., Gérard J.-M.* A theoretical determination of the $\eta-\eta'$ mixing. —
Текст: электронный // *Journal of High Energy Physics*. — 2009. — Vol. 2009,
no. 05. — Р. 043. — URL: <https://doi.org/10.1088/1126-6708/2009/05/043>
(дата обращения: 30.01.2026).
105. *Donoghue J. F., Holstein B. R., Lin Y.-C.* Chiral loops in $\pi^0, \eta^0 \rightarrow \gamma\gamma$ and
 $\eta - \eta'$ mixing. — Текст: электронный // *Physical Review Letters*. — 1985.
— Vol. 55, no. 25. — Р. 2766. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.55.2766> (дата обращения: 30.01.2026).
106. $\rho - \omega$ mixing, vector meson dominance and the pion form-factor /
Н. В. О'Connell, В. С. Pearce, А. W. Thomas, А. G. Williams. — Текст:

электронный // *Progress in Particle and Nuclear Physics*. — 1997. — Vol. 39.
— Рр. 201–252. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0146-6410\(97\)00044-6](https://doi.org/10.1016/S0146-6410(97)00044-6)
(дата обращения: 30.01.2026).

107. Фейнман Р., Взаимодействие фотонов с адронами / *Фейнман Ричард*; пер.
с англ. Д. И. Дьяконова, М. И. Стрикмана; под ред. В. М. Шехтера. —
Москва: Мир, 1975. — 388 с. — Текст : непосредственный.

Список рисунков

1.1	Схема проекта Супер Чарм-Тау Фабрики. Рисунок взят из источника [15]	15
1.2	Схема уровней D -мезонов. Рисунок взят из источника [15]	17
1.3	Схема универсального магнитного детектора СЧТФ. Цифрами обозначены: 1 — вершинный детектор, 2 — дрейфовая камера, 3 — система идентификации ФАРИЧ, 4 — калориметр, 5 — сверхпроводящая катушка, 6 — ярмо магнита и мюонная система. Рисунок адаптирован из источника [15]	19
1.4	а) Пролёт частиц в «плохих» областях в двухчастичном событии при чётном числе ячеек в слое и б) пролёт частицы в «плохой» области в одной из пар слоёв; применение сдвига слоёв друг относительно друга способствует «хорошей» реконструкции как минимум в одной из пар. Рисунки взяты из работы [49]	24
1.5	а) Деформация ячейки в цилиндрической геометрии ДК и б) зависимость функции f от характерного радиуса R для первого суперслоя. Рисунки взяты из работы [17]	25
1.6	Иллюстрация проволочной структуры дрейфовой камеры для Супер Чарм-Тау Фабрики после применения оптимизации. Рисунок адаптирован из работы [17]	26
1.7	Импульсное разрешение как функция от а) импульса частицы и б) угла вылета. Рисунки взяты из работы [17]	27
2.1	Схема поперечного сечения прототипа. Рисунок взят из работы [34]	29
2.2	а) Фотография прототипа и б) схема расположения ячеек в прототипе. На рисунке а) цифрами обозначены: 1 — высокочастотные фильтры, 2 — малый прототип ДК, 3 — сцинтилляционные счётчики, 4 — предусилители. Рисунки взяты из работы [34]	29

2.3	Амплитудные спектры от ^{55}Fe в центральной ячейке при разных газовых усилениях. При усилении более $5 \cdot 10^4$ использовался аттенюатор для регистрации сигнала в рабочей области. Аппроксимация функцией Гаусса для определения усиления представлена красным цветом	30
2.4	Электронная схема эксперимента. Рисунок взят из работы [34] . . .	31
2.5	Параметризация треков заряженных частиц с четырьмя вариантами реконструкции трека с использованием круговых изохрон. Рисунок взят из работы [34]	32
2.6	Изохрона $R(t, \alpha)$ на краю ячейки в зависимости от азимутального угла для центральной проволочки. Рисунок взят из работы [34] . .	34
2.7	а) Деление ячейки на угловые секторы и б) схема объединения угловых секторов; одинаковое штриховое заполнение соответствует объединённым секторам. Рисунки взяты из работы [34]	36
2.8	Иллюстрация реконструкции треков в моделировании. Красная линия соответствует реальному треку частицы, зелёная — реконструированному, синие окружности иллюстрируют круговые изохроны от проволочек	38
3.1	Разность между сгенерированными и реконструированными параметрами трека для а) параметра a (с учётом искусственного сдвига) и б) угла ϕ для гексагональной геометрии. Рисунки взяты из работы [34]	39
3.2	Реконструированная зависимость $R(t, \alpha)$ в моделировании. Сплошные линии соответствуют аппроксимации функцией из уравнений (2.7) и (2.8). Рисунок взят из работы [34]	40
3.3	Типичный спектр распределения времён дрейфа электронов в смеси $\text{He}/\text{C}_3\text{H}_8$ (60/40). Штрих-пунктирная линия иллюстрирует алгоритм определения T_0 . Рисунок адаптирован из работы [34] . .	42

3.4	Реконструированная зависимость $R(t, \alpha)$ в эксперименте. Сплошные линии соответствуют аппроксимации функцией из уравнений (2.7) и (2.8). Рисунок взят из работы [34]	42
3.5	Зависимость $R(t)$ — расстояния дрейфа электронного облака от времени. Рисунок взят из работы [34]	43
3.6	Невязка $R(t)$ на различных итерациях. Рисунок взят из работы [34]	43
3.7	Типичное распределение величины $(r_i - R(t_i))$ в точке t_i , объединённое по всем угловым секторам. Рисунок адаптирован из работы [34]	44
3.8	Сравнение пространственных разрешений в эксперименте и в моделировании. Рисунок взят из работы [34]	45
3.9	Вклад каждой компоненты в пространственное разрешение. Рисунок взят из работы [34]	45
3.10	Сравнение пространственных разрешений для двух смесей $\text{He}/\text{C}_3\text{H}_8$ (60/40) и $\text{He}/\text{C}_2\text{H}_6$ (50/50) в ячейке. Рисунок взят из работы [34]	46
3.11	Сравнение средних значений пространственных разрешений для смесей $\text{He}/\text{C}_3\text{H}_8$ (60/40) и $\text{He}/\text{C}_2\text{H}_6$ (50/50) в зависимости от газового усиления. Рисунок взят из работы [34]	46
4.1	Схема ускорительного комплекса ВЭПП-4М. Рисунок взят из работы [53]	48
4.2	Схема универсального магнитного детектора КЕДР. Цифрами обозначены: 1 — вакуумная камера, 2 — вершинный детектор, 3 — дрейфовая камера, 4 — аэрогелевские сцинтиляционные счётчики, 5 — время-пролётная система, 6 — LKr калориметр, 7 — сверхпроводящая катушка, 8 — ярмо, 9 — мюонная система, 10 — CsI калориметр, 11 — компенсирующая катушка, 12 — квадруполь. Рисунок взят из работы [66]	50

- 6.1 Диаграммы Фейнмана для а) электромагнитного распада и б) сильного распада. Символ V обозначает векторный мезон 59
- 6.2 Распределение $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ при реконструкции событий от $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma$. Чёрными точками обозначены экспериментальные результаты, красной гистограммой — моделирование с учётом уже подобранных амплитуд ($P = 0.50$) . . 62
- 6.3 Двумерные распределения в осях $M_{\pi^+\eta}$ и $M_{\pi^-\eta}$ а) в эксперименте и б) в моделировании после подгонки. Отношение функции правдоподобия к числу степеней свободы $L_{\pi^+\pi^-\eta}/n.d.o.f. = 207/219$. Цвет обозначает плотность событий . . 69
- 6.4 Двумерные распределения в осях $M_{\pi^+\pi^-}$ и $M_{\pi^+\eta}$ а) в эксперименте и б) в моделировании. Отношение функции правдоподобия к числу степеней свободы $L_{\pi^+\pi^-\eta}/n.d.o.f. = 514/636$. Цвет обозначает плотность событий 70
- 6.5 Распределения а) $M_{\pi^+\pi^-}$ ($P = 0.43$) и б) $M_{\pi^+\eta}$ ($P \sim 1$). На данных графиках чёрными точками обозначены наблюдаемые события в эксперименте, коричневая линия — итоговое распределение с учётом интерференций. Индивидуальные вклады от промежуточных состояний обозначены цветом: красный цвет отождествляется с процессом $\rho\eta$, синий — $\omega\eta$, зелёный — $\rho(1450)\eta$, розовый — $\pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma$. Чёрные треугольники сопоставляются с распределением от $a_2(1320)\pi$. Рисунки взяты из работы [36] 71

- 6.6 Применение условий отбора для событий $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ на а) $\chi^2_{\pi^+\pi^-\eta}$ кинематической реконструкции и б) $\cos(\theta_{\gamma\gamma})$ (серая гистограмма соответствует процессу $J/\psi \rightarrow \rho\pi$). Применяемые условия отбора показаны сплошной синей линией, вариация проиллюстрирована штрих-пунктирной красной. Для отобранных событий а) $P = 0.74$ и б) $P \sim 1$. Описание гистограмм приведено на рисунке 6.5. Рисунок а) взят из работы [36] 74
- 6.7 Распределение инвариантной массы двух пионов для процесса $J/\psi \rightarrow a_2(1320)\pi$ а) без условия на $\cos(\theta_{\gamma\gamma})$ и б) с применением условия на $\cos(\theta_{\gamma\gamma})$ 74
- 6.8 Распределение $\cos(\theta_{\gamma\gamma})$ для событий процесса $J/\psi \rightarrow a_2(1320)\pi$ с $M_{\pi^+\pi^-} > 2000$ МэВ 75
- 6.9 а) Применение условий отбора для событий $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ на $M_{\gamma\gamma}$ и б) распределение $\cos(\theta_{\pi^+\pi^-})$. Для отобранных событий а) $P = 0.50$ и б) $P = 0.67$. Описание гистограмм приведено на рисунке 6.5. Рисунок а) взят из работы [36] 75
- 6.10 Распределение энергии а) π^+ -мезона ($P \sim 1$) и б) π^- -мезона ($P = 0.97$). Описание гистограмм приведено на рисунке 6.5 76
- 6.11 Распределение энергии а) более энергичного фотона ($P \sim 1$) и б) менее энергичного фотона в процессе $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ ($P \sim 1$). Описание гистограмм приведено на рисунке 6.5 77
- 6.12 Распределение разности поперечного импульса после кинематической реконструкции и до а) для π^+ ($P \sim 1$) и б) для π^- ($P = 0.65$). Символ (*) соответствует данным до реконструкции, а t — поперечному импульсу. Описание гистограмм приведено на рисунке 6.5 78

- 6.13 Распределение разности полного импульса после кинематической реконструкции и до а) для π^+ ($P \sim 1$) и б) для π^- ($P = 0.84$). Символ (*) соответствует данным до реконструкции. Описание гистограмм приведено на рисунке 6.5 78
- 6.14 Распределение разности энергии после кинематической реконструкции и до а) для более энергичного фотона ($P = 0.20$) и б) для менее энергичного фотона в процессе $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ ($P = 0.36$). Символ (*) соответствует данным до реконструкции. Описание гистограмм приведено на рисунке 6.5 79
- 6.15 Сравнение с мировыми результатами измерения вероятности распада а) для процесса $J/\psi \rightarrow \rho\eta$ и б) $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$. Красным цветом обозначены систематические неопределённости; в случае $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ приведены только для текущего измерения, так как BES-III и BaBar опубликовали результат только с полной ошибкой. Рисунки взяты из работы [36] 82
- 7.1 Спектр инвариантных масс двух каонов в процессе $J/\psi \rightarrow K^+K^-\eta$. Точки соответствуют экспериментальным значениям 88
- 7.2 Результат подгонки инвариантной массы двух каонов $M_{K^+K^-}$ моделированным распределением. Значение отношения функции правдоподобия к числу степеней свободы $L_{K^+K^-\eta}/n.d.o.f.$ составляет 46/47 ($P \sim 1$). На графике чёрными точками изображены экспериментальные результаты, коричневой линией — итоговое распределение, чёрной гистограммой обозначен вклад от $J/\psi \rightarrow \phi\eta$, в то время как синей — вклад от нерезонансного распада $J/\psi \rightarrow K^+K^-\eta$. Рисунок взят из работы [36] 89

7.3	Применение условий отбора для событий $J/\psi \rightarrow K^+K^-\eta$ а) $\chi^2_{K^+K^-\eta}$ кинематической реконструкции и б) $M_{\gamma\gamma}$. Применяемые условия отбора показаны сплошной синей линией, вариация проиллюстрирована штрих-пунктирной красной. Для отобранных событий а) $P = 0.21$ и б) $P = 0.87$. Описание гистограмм приведено на рисунке 7.2. Рисунки взяты из работы [36]	91
7.4	Распределения а) $\cos(\theta_{\gamma\gamma})$ ($P = 0.61$) и б) $\cos(\theta_{K^+K^-})$ ($P \sim 1$). Описание гистограмм приведено на рисунке 7.2	91
7.5	Распределение энергии а) K^+ -мезона ($P \sim 1$) и б) K^- -мезона ($P \sim 1$). Описание гистограмм приведено на рисунке 7.2	92
7.6	Распределение энергии а) более энергичного фотона ($P = 0.65$) и б) менее энергичного фотона в процессе $K^+K^-\eta$ ($P = 0.58$). Описание гистограмм приведено на рисунке 7.2	92
7.7	Распределение разности поперечного импульса после кинематической реконструкции и до а) для K^+ ($P = 0.55$) и б) K^- ($P = 0.07$). Символ (*) соответствует данным до реконструкции, а t — поперечному импульсу. Описание гистограмм приведено на рисунке 7.2	93
7.8	Распределение разности полного импульса после кинематической реконструкции и до а) для K^+ ($P = 0.62$) и б) K^- ($P = 0.10$). Символ (*) соответствует данным до реконструкции. Описание гистограмм приведено на рисунке 7.2	93
7.9	Распределение разности энергии после кинематической реконструкции и до а) для более энергичного фотона ($P \sim 1$) и б) для менее энергичного фотона в процессе $J/\psi \rightarrow K^+K^-\eta$ ($P \sim 1$). Символ (*) соответствует данным до реконструкции. Описание гистограмм приведено на рисунке 7.2	94

7.10	Сравнение полного числа «кластеров» в калориметре в эксперименте и в моделировании в пакетах а) FLUKA ($P = 0.02$) и б) GHEISHA ($P = 0.39$). Описание гистограмм приведено на рисунке 7.2	95
7.11	Сравнение с мировыми результатами измерения вероятности распада для процесса $J/\psi \rightarrow \phi\eta$. Красным цветом обозначены систематические неопределённости. Рисунок взят из работы [36] .	96
A.1	Результат анализа экспериментальных данных MARK-III и DM2 параметров X и Y для η и η' мезонов. Рисунок взят из работы [100]	132

Список таблиц

1	Сравнение характеристик дрейфовых камер со схожими установками. В таблице применены следующие обозначения: B — амплитуда магнитного поля, d — диаметр проволочки, $V_{\text{анод}}$ — напряжение на анодной проволочке, T/D — отношение времени дрейфа в ячейке к расстоянию дрейфа, σ_p/p — импульсное разрешение для 1 ГэВ, $\sigma_{dE/dx}$ — разрешение по измерению ионизационных потерь, σ — пространственное разрешение. Таблица адаптирована из работы [17]	21
2	Характеристики газовых смесей в различных экспериментах, смоделированных при $B = 0$ Т и $E = 1$ кВ/см. X_0 — радиационная длина, N_p — число электронно-ионных пар на единицу длины, V_{dr} — скорость дрейфа электронного облака, D_l — продольный коэффициент диффузии. Таблица адаптирована из работы [17] . .	23
3	Параметры эксперимента. N — число событий, использованных в анализе, T — продолжительность набора данных. Данные взяты из работы [34]	41
4	Результаты измерений пространственного разрешения при различных газовых усилениях для смесей He/C ₃ H ₈ (60/40) и He/C ₂ H ₆ (50/50). Таблица адаптирована из работы [34]	47
5	Основные характеристики ВЭПП-4М. Таблица адаптирована из работы [54]	49
6	Сводная таблица всех систематических неопределённостей в измерении $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \rho\eta)$. Таблица адаптирована из работы [36] . .	68
7	Значение функции правдоподобия в зависимости от используемой модели в подгонке	70
8	Измеренные интерференционные фазы между ρ - ω , ρ - $\rho(1450)$ и ρ -«континуум». Показаны только статистические неопределённости	70

9	Условия отбора для процесса $J/\psi \rightarrow \rho\eta$ и их вариации для оценки систематических неопределённостей. Таблица адаптирована из работы [36]	73
10	Систематические неопределённости, исходящие от отклика детектора. Таблица адаптирована из работы [36]	80
11	Сводная таблица всех систематических неопределённостей в измерении $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \phi\eta)$. Таблица адаптирована из работы [36] . .	87
12	Условия отбора для процесса $J/\psi \rightarrow \phi\eta$ и их вариации для оценки систематических неопределённостей. Таблица адаптирована из работы [36]	90
13	Параметры векторных мезонов. Данные взяты из Particle Data Group (PDG) [86]	133

Приложение А

Смешивание η и η' мезонов

Псевдоскалярные мезоны η и η' представляют собой смесь состояний $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ и $s\bar{s}$ кварков. Их кварковый состав определяется углом смешивания θ_P , который играет ключевую роль в понимании динамики сильных взаимодействий в низкоэнергетическом пределе КХД и на эксперименте вычисляется разными способами: из радиационных распадов лёгких мезонов, из распадов J/ψ , $B_{(s)}^0 \rightarrow J/\psi\eta'$ и т.д.

Исторически сложились два основных подхода к определению θ_P с использованием массовой формулы Гелл-Манна–Окубо [11; 101–105] в двух вариантах: квадратичной и линейной.

Квадратичная массовая формула в базисе октетного состояния η_8 и изосинглетного η_0 выглядит следующим образом:

$$m_{\eta_8}^2 = \frac{4m_K^2 - m_\pi^2}{3} \approx (0.56 \text{ ГэВ})^2. \quad (\text{A.1})$$

При требовании, чтобы физические состояния η и η' были собственными векторами массовой матрицы, из которой получено это соотношение, можно вычислить угол смешивания двух мезонов, который равен $\theta_P \approx -10^\circ$.

Альтернативный подход использует линейное массовое соотношение:

$$m_{\eta_8} = \frac{4m_K - m_\pi}{3}. \quad (\text{A.2})$$

Продолывая те же самые действия, получаем $\theta_P \approx -20^\circ$.

В $SU(3)$ -симметричном подходе волновые функции η и η' выражаются через октетное (η_8) и изосинглетное (η_0) состояния:

$$\begin{aligned} |\eta_8\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}}(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle - 2|s\bar{s}\rangle), \\ |\eta_0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}}(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle + |s\bar{s}\rangle). \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Физические состояния связаны преобразованием:

$$\begin{aligned} |\eta\rangle &= \cos \theta_P |\eta_8\rangle - \sin \theta_P |\eta_0\rangle, \\ |\eta'\rangle &= \sin \theta_P |\eta_8\rangle + \cos \theta_P |\eta_0\rangle. \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Выражение через кварковую структуру (без учёта возможного вклада глюония):

$$\begin{aligned} |\eta\rangle &= X_\eta \frac{|u\bar{u} + d\bar{d}\rangle}{\sqrt{2}} + Y_\eta |s\bar{s}\rangle, \\ |\eta'\rangle &= X_{\eta'} \frac{|u\bar{u} + d\bar{d}\rangle}{\sqrt{2}} + Y_{\eta'} |s\bar{s}\rangle. \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

При этом параметры X и Y связаны друг с другом соотношением $X^2 + Y^2 = 1$ (без учёта глюонной части).

Связь между параметрами:

$$\begin{aligned} X_\eta &= \frac{\cos \theta_P}{\sqrt{3}} - \sqrt{\frac{2}{3}} \sin \theta_P, \\ Y_\eta &= -\sqrt{\frac{2}{3}} \cos \theta_P - \frac{\sin \theta_P}{\sqrt{3}}. \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Используя экспериментальные данные, при параметризации вероятностей распадов можно не только вычислить угол смешивания двух мезонов, но и определить кварковый состав псевдоскалярных мезонов, где, помимо кварковых состояний, предполагается примесь глюонного связанного состояния [10; 12].

Так, для процесса $J/\psi \rightarrow V + P$ ширина распада может быть параметризована как $\Gamma = |A|^2 p^3$, где A — амплитуда распада, p — импульс векторного мезона в системе отсчёта J/ψ . В зависимости от характера распада амплитуда может быть записана по-разному. Далее приведены амплитуды для некоторых распадов [18; 19] согласно вышеописанной модели:

- $A_{\rho\eta} = 3eX_\eta$;
- $A_{\phi\eta} = [g(1 - 2s) - 2e]Y_\eta + rg(\sqrt{2}X_\eta + Y_\eta)$;
- $A_{\omega\eta} = (g + e)X_\eta + \sqrt{2}rg(\sqrt{2}X_\eta + Y_\eta)$;
- $A_{\rho\pi} = g + e$;

где g — амплитуда сильного взаимодействия, rg — DOZI-подавленного процесса, sg — амплитуда с нарушением $SU(3)$ симметрии для s -кварка, e — электромагнитного взаимодействия.

На рисунке A.1 показан результат анализа [100] данных MARK-III и DM2 для различных процессов. Экспериментальные данные, включая измерения распадов $J/\psi \rightarrow \gamma\eta(\eta')$, $\eta(\eta') \rightarrow \gamma\gamma$, $J/\psi \rightarrow V + P$ и распады $a_2 \rightarrow \pi\eta$, склоняются к разным углам смешивания в зависимости от используемой модели и от самого процесса. Так, большинство распадов, за исключением распада a_2 , в применении вышеописанной модели дают результат близкий к углу $\theta_P \approx -20^\circ$ [11]. Современные модели, включающие эффекты аксиальной аномалии, возможную глюонную составляющую и поправки на смешивание $\omega - \phi$, приводят к значению угла смешивания θ_P в диапазоне от -14° до -17° [8–10], в отличие от оценок -10° или -20° по квадратичной или линейной массовым формулам.

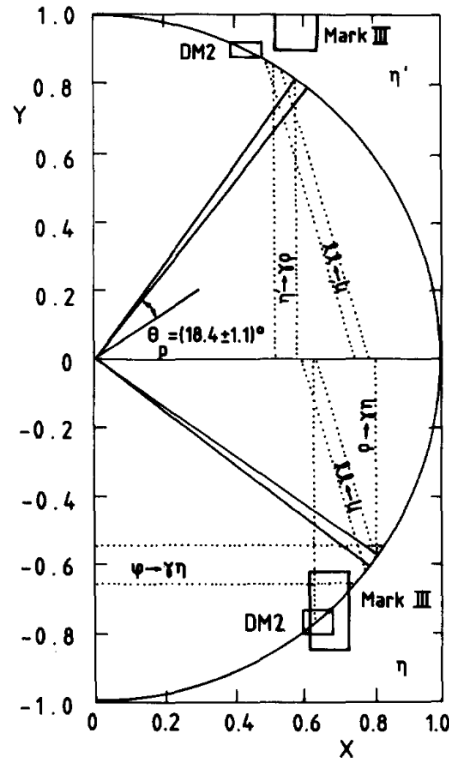


Рисунок A.1 — Результат анализа экспериментальных данных MARK-III и DM2 параметров X и Y для η и η' мезонов. Рисунок взят из работы [100]

Приложение Б

Смешивание ρ и ω мезонов

Смешивание ρ и ω мезонов представляет собой важное явление в физике сильных взаимодействий, возникающее вследствие близости масс и квантовых чисел частиц (за исключением изоспина и G -чётности). В пределе точной изоспиновой симметрии распад $\omega \rightarrow 2\pi$ запрещен правилами G -чётности ($G_\omega = -1$, $G_{2\pi} = +1$). Однако экспериментально наблюдается ненулевая вероятность этого распада: $(1.5 \pm 0.1)\%$ (см. таблицу 13). Это прямое указание на нарушение изоспиновой инвариантности, вызванное разницей масс u и d кварков и электромагнитными взаимодействиями, что и приводит к смешиванию ρ и ω .

Таблица 13 — Параметры векторных мезонов. Данные взяты из Particle Data Group (PDG) [86]

Мезон	Масса, МэВ	Ширина, МэВ	Основные каналы распада
ω	782.66 ± 0.13	8.68 ± 0.13	3π (89.2%), $\pi^0\gamma$ (8.3%), 2π ($1.5 \pm 0.1\%$)
ρ	775.26 ± 0.23	147.4 ± 0.8	$\pi^+\pi^-$ (100%)

В реальности физические состояния ρ и ω не являются чистыми изотопическими состояниями [106; 107], а представляют собой их суперпозиции. Введём базис чистых состояний:

$$\begin{aligned} |\omega_0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d}), \\ |\rho_I\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}). \end{aligned} \tag{Б.1}$$

Для учёта смешивания вводится элемент $\Pi_{\rho\omega}$. Эволюция системы описывается уравнением Шрёдингера:

$$i\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} C_{\omega_0} \\ C_{\rho_I} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_\omega - \frac{i\Gamma_\omega}{2} & \Pi_{\rho\omega} \\ \Pi_{\rho\omega} & m_\rho - \frac{i\Gamma_\rho}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{\omega_0} \\ C_{\rho_I} \end{pmatrix},$$

где C_{ω_0} и C_{ρ_I} — амплитуды вероятностей нахождения системы в состояниях $|\omega_0\rangle$ и $|\rho_I\rangle$.

Тогда физические состояния можно выразить через:

$$\begin{aligned} |\rho\rangle &= |\rho_I\rangle - \varepsilon|\omega_0\rangle, \\ |\omega\rangle &= |\omega_0\rangle + \varepsilon|\rho_I\rangle, \end{aligned} \quad (\text{Б.2})$$

где ε — малый параметр смешивания.

При этом истинное состояние ω -мезона:

$$|\omega\rangle = |\omega_0\rangle + \frac{\Pi_{\rho\omega}}{m_\omega - m_\rho - i(\Gamma_\omega - \Gamma_\rho)/2} |\rho_I\rangle. \quad (\text{Б.3})$$

Вероятность распада $\omega \rightarrow 2\pi$ можно вычислить через параметр $\Pi_{\rho\omega}$:

$$\mathcal{B}(\omega \rightarrow 2\pi) = \left| \frac{\Pi_{\rho\omega}}{7.4 + i69.4} \right|^2 \mathcal{B}(\rho \rightarrow 2\pi) \frac{\Gamma_\rho}{\Gamma_\omega} \approx 3.5 \times 10^{-3} |\Pi_{\rho\omega}|^2 \text{МэВ}^{-2}. \quad (\text{Б.4})$$

Из экспериментальных данных в PDG [86] следует:

$$|\Pi_{\rho\omega}| \approx 2.1 \text{ МэВ}, \quad (\text{Б.5})$$

при этом фаза величины $\frac{\Pi_{\rho\omega}}{7.4 + i69.4}$ составляет около 96° при отрицательном $\Pi_{\rho\omega}$. Данная фаза интерференции согласуется с измерением в $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ экспериментах в работе [94], где была получена фаза $(85.7 \pm 15.3)^\circ$, и в более современной работе коллаборации СНД $(110 \pm 1.5 \pm 1.0)^\circ$ [95], что близко к предсказаниям фазы в районе $(90 - 100)^\circ$ [92; 93].