

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

На правах рукописи

Овтин Иван Валерьевич

**ИЗМЕРЕНИЕ МАСС НЕЙТРАЛЬНОГО И
ЗАРЯЖЕННОГО D -МЕЗОНОВ НА ДЕТЕКТОРЕ КЕДР**

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

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Барняков Александр Юрьевич

Новосибирск — 2026

Оглавление

| | Стр. |
|--|------|
| Введение | 4 |
| Глава 1. D-мезоны | 13 |
| 1.1 Открытие D^0 и D^+ мезонов | 13 |
| 1.2 Спектроскопия D -мезонов | 15 |
| 1.3 Эксперименты по измерению массы D^0 -мезона | 18 |
| 1.4 Эксперименты по измерению массы D^+ -мезона | 23 |
| 1.5 Эксперименты по измерению разницы масс D^0 и D^+ мезонов | 25 |
| Глава 2. Ускорительный комплекс ВЭПП-4М и детектор КЕДР | 27 |
| 2.1 Ускорительный комплекс ВЭПП-4М | 27 |
| 2.2 Детектор КЕДР | 28 |
| 2.2.1 Вершинный детектор | 31 |
| 2.2.2 Дрейфовая камера | 32 |
| 2.2.3 Время-пролётная система | 35 |
| 2.2.4 Цилиндрический электромагнитный калориметр | 36 |
| 2.2.5 Торцевой электромагнитный калориметр | 39 |
| 2.2.6 Магнитная система | 39 |
| 2.2.7 Мюонная система | 42 |
| 2.2.8 Монитор светимости | 43 |
| 2.2.9 Триггер | 44 |
| 2.2.10 Система сбора данных | 45 |
| Глава 3. Система аэрогелевых черенковских счетчиков АШИФ детектора КЕДР | 47 |
| 3.1 Описание системы | 47 |
| 3.1.1 Конструкция | 48 |
| 3.1.2 Регистрирующая электроника | 51 |
| 3.1.3 Высоковольтное питание и контроль собственных шумов | 52 |
| 3.2 Калибровки системы | 58 |
| 3.3 Реконструкция событий и выставка системы | 60 |

| | Стр. |
|--------------------------|---|
| 3.4 | Геометрическая эффективность 65 |
| 3.5 | Мониторирование параметров системы 66 |
| 3.5.1 | Амплитуда сигнала и эффективность регистрации релятивистских частиц 66 |
| 3.5.2 | Качество π/K -разделения 70 |
| 3.5.3 | Долговременная стабильность в эксперименте КЕДР . . . 72 |
| 3.6 | Моделирование системы 75 |
| | |
| Глава 4. | Эксперимент по измерению масс нейтрального и |
| | заряженного D-мезонов на детекторе КЕДР 82 |
| 4.1 | Метод измерения 82 |
| 4.2 | Измерение массы D^0 88 |
| 4.3 | Измерение массы D^+ 95 |
| 4.4 | Систематические погрешности измерения 98 |
| 4.5 | Полученные результаты и сравнение с другими измерениями . . . 101 |
| | |
| Заключение | 104 |
| | |
| Список литературы | 107 |

Введение

Актуальность темы исследования

В настоящее время в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН продолжается эксперимент КЕДР [1–3] на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-4М [4; 5] в области энергий от 2 до 11 ГэВ в системе центра масс. Энергия пучка коллайдера ВЭПП-4М измеряется двумя взаимодополняющими методами: методом резонансной деполяризации (РД) [6–8] с относительной точностью 10^{-6} и мониторингом энергии по положению края энергетического спектра γ -квантов, образующихся при обратном комптоновском рассеянии (ОКР) [8] монохроматического лазерного излучения на электронном пучке (относительная точность $3 \cdot 10^{-5}$). Эта особенность установки позволила сформировать физическую программу экспериментов на детекторе КЕДР. Программа включает прецизионные измерения масс τ -лептона и D -мезонов, а также измерения масс и парциальных ширин резонансов J/ψ , $\psi(2S)$, $\psi(3770)$ и узких резонансов Y -семейства, требующие максимальной точности определения суммарной энергии сталкивающихся частиц. Масса и время жизни частицы являются ее наиболее фундаментальными характеристиками, которые желательно знать с предельно возможной точностью.

Измерению масс нейтрального и заряженного D -мезонов, на экспериментальной статистике набранной с детектором КЕДР, посвящена основная часть диссертационного исследования. Нейтральные и заряженные D -мезоны являются основными состояниями в семействе очарованных мезонов. Измерение их масс задает шкалу для более тяжёлых возбуждённых состояний. Кроме того, увеличение точности измерения массы D^0 -мезона необходимо для объяснения природы узкого состояния $X(3872)$, которое, в некоторых теоретических моделях, представляется как $D^0 D^{*0}$ молекула с массой близкой к сумме масс D^0 и D^{*0} -мезонов [9; 10]. D -мезоны являются легчайшими адронами с открытым очарованием. Поскольку их распад в частицы, не содержащие c -кварк, происходит за счет слабого взаимодействия, они служат уникальной лабораторией для изучения структуры этого взаимодействия в рамках Стандартной модели. Уточнение масс D -мезонов необходимо для снижения систематических неопределенностей при извлечении параметров матрицы Кабиббо–Кобаяси–Маскавы (СКМ) из данных по лептонным и полулептонным распадам [11]. В частности,

прецизионные значения масс являются критическими входными параметрами для расчетов в квантовой хромодинамике на решетке [12], результаты которых используются для проверки унитарности матрицы СКМ и поиска эффектов новой физики в секторе очарования.

Методическая часть данного диссертационного исследования посвящена настройке, калибровкам, получению параметров и моделированию системы идентификации на основе пороговых аэрогелевых черенковских счетчиков, собранных по методу АШИФ (Аэрогель, ШИфтер, Фотоумножитель), детектора КЕДР. Система АШИФ в полном объеме (160 счетчиков, содержащая тысячу литров аэрогеля) с 2014 года успешно работает в эксперименте КЕДР. Наличие такой системы, с высоким качеством идентификации пионов и каонов, позволяет улучшить точность измерения массы D -мезонов, а так же позволяет измерять вероятности распадов J/ψ - и Υ -мезонов. Например, помимо использования системы для получения представленного в данной диссертации результата по измерению масс D -мезонов, система использовалась для π/K идентификации в измерении вероятности распада J/ψ в конечные состояния $2(\pi^+\pi^-)\pi^0$, $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$, $2(\pi^+\pi^-)$ и $K^+K^- - \pi^+\pi^-$ [13].

Степень разработанности темы исследования

Первые измерения масс D -мезонов были выполнены в экспериментах LGW (Lead-Glass Wall) [14], Mark II [15] и NA32 [16]. В этих экспериментах точность измерения была невысокой. Более точные измерения массы D^0 -мезона были выполнены коллаборациями CLEO [17], КЕДР [18], ЛНСб [19], BABAR [20] и в работе основанной на данных с детектора CLEO-c [21]. А для D^+ -мезона более точное измерение массы было выполнено коллаборацией КЕДР [18].

Относительно степени разработанности темы связанной с методической частью диссертации заметим, что пороговые черенковские счетчики использовались для идентификации частиц ранее во многих экспериментах. Первыми пороговыми черенковскими счетчиками, использованными в экспериментах на электрон-позитронном коллайдере, были водяные черенковские счетчики ВЭПП-2 [22]. В детекторе МД-1 на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-4 применялись пороговые газовые черенковские счетчики [23]. На электрон-позитронном коллайдере PETRA в DESY (Германия) в эксперименте TASSO использовались газовые и аэрогелевые пороговые черенковские счетчики [24]. Аэрогелевые пороговые счетчики применялись для идентификации частиц в детекторе Belle на электрон-позитронном коллайдере КЕК-В (Япония) [25]. В детекторе

СНД на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-2000 для идентификации частиц используются аэрогелевые черенковские счетчики, созданные по методике АШИФ [26; 27].

Цели и задачи

Целью данной диссертационной работы являлось измерение масс нейтрального и заряженного D -мезонов на экспериментальной статистике с интегральной светимостью $4,9 \text{ пб}^{-1}$, набранной детектором КЕДР в пике резонанса $\psi(3770)$, с учетом всех возможных систематических неопределенностей. Были решены следующие **задачи**: формулировка и оптимизация критериев отбора сигнальных событий; моделирование сигнальных и фоновых данных методом Монте-Карло с учетом излучений в начальном и конечном состояниях; введение поправок на импульсы частиц; введение поправок в моделирование для наилучшего соответствия условиям эксперимента; построение моделей для выделения сигнального вклада путем параметризации распределений инвариантных масс комбинаций треков-кандидатов, составляющих реконструированный D мезон; обеспечение надежного π/K -разделения в эксперименте при помощи черенковских счетчиков АШИФ.

Научная новизна

1. Масса заряженного D -мезона измерена с наилучшей в мире точностью. Точность измерения массы нейтрального D -мезона улучшена в два раза по сравнению с предыдущим результатом эксперимента КЕДР [18]. Результаты измерений включены в таблицу свойств частиц PDG [28].
2. Измерена разность масс нейтрального и заряженного D -мезонов, при прямом измерении масс каждого из них в одном эксперименте.
3. Впервые система идентификации на основе 160 аэрогелевых черенковских счетчиков, собранных по методу АШИФ, длительное время (более 10 лет) успешно работает в эксперименте на e^+e^- -коллайдере.

Теоретическая и практическая значимость работы

Измеренные значения D^0 и D^+ мезонов улучшат точность среднемирового значения представленного в PDG [28]. Сравнение экспериментально измеренных масс D^0 и D^+ с высокоточными предсказаниями квантовой хромодинамики (КХД) является строгим тестом самой теории [12]. Точные значения масс важны для тестирования пределов Стандартной Модели и поиска Новой Физики. Например, как отмечалось выше, точное измерение массы D^0 -мезона может помочь понять природу узкого состояния $X(3872)$ [9; 10]. Хорошо из-

вестные массы используются как эталоны для калибровки детекторов частиц. Точное измерение разницы в массах D^0 и D^+ позволяет проверить теоретические модели, которые разделяют вклады от разницы масс кварков (d и u) и от электромагнитного взаимодействия [29; 30].

Успешная работа системы идентификации АШИФ имеет большое значение для подавления физического фона при измерении масс D -мезонов и анализе ряда адронных процессов в эксперименте КЕДР. Система идентификации АШИФ позволила улучшить точность измерения масс D -мезонов. Методические наработки по АШИФ могут быть востребованы и в других экспериментах, например, СНД [31] или STCF [32].

Методология и методы исследования

Методологической основой диссертационной работы являются экспериментальные методы исследования, включая методы статистической обработки данных и моделирования методом Монте-Карло. Исследование выполнялось методом компьютерной обработки при помощи программного пакета ROOT [33] и пакета для моделирования GEANT3.21 [34].

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Масса нейтрального D -мезона, измеренная в эксперименте КЕДР, составляет $M_{D^0} = 1865,100 \pm 0,210_{\text{стат}} \pm 0,046_{\text{сист}}$ МэВ.
2. Масса заряженного D -мезона, измеренная в эксперименте КЕДР, составляет $M_{D^+} = 1869,560 \pm 0,288_{\text{стат}} \pm 0,109_{\text{сист}}$ МэВ.
3. Система питания и контроля параметров (напряжение, ток, частота собственных шумов ФЭУ МКП) для системы АШИФ из 160 счетчиков детектора КЕДР, проработавшая с 2013 по 2024 гг. Эта система позволила успешно использовать счетчики АШИФ в эксперименте КЕДР с 2014 г.
4. Программное обеспечение для реконструкции и моделирования событий в системе идентификации из 160 счетчиков АШИФ. Это позволяет использовать систему АШИФ для анализа физических процессов.
5. Измерения параметров счетчиков АШИФ в эксперименте КЕДР:
 - геометрическая эффективность регистрации частиц в системе АШИФ на $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ событиях в детекторе КЕДР составляет $95,7 \pm 0,6\%$;
 - неоднородность светосбора в среднем по счетчикам составляет порядка $\pm 30\%$;

- амплитуда сигнала после запуска системы в эксперименте КЕДР в 2014 г. составляла $9,3 \pm 0,1$ и $12,5 \pm 0,1$ фотоэлектрона для цилиндрической и торцевой частей, соответственно, это соответствует эффективности регистрации частиц $99,991 \pm 0,001\%$ и $99,999 \pm 0,001\%$;
 - качество π/K -разделения пересчитанное из космических мюонов (3σ в 2014 г. и $2,5\sigma$ в 2023 г.) в рабочем импульсном диапазоне от 600 до 1500 МэВ/с.
6. Измерение временной стабильности амплитуды сигнала в счетчиках АШИФ в ходе эксперимента КЕДР. Амплитуда в счетчиках для частиц пересекающих аэрогель плавно уменьшилась на 38% от начальной величины за первые три года и в течении последних шести лет изменилась относительно слабо еще на 7%. Уменьшение амплитуды сигнала, в течение девяти лет эксплуатации в среднем для всех счетчиков системы, связанное с фотоумножителем и аэрогелем составляет 35% и 10%, соответственно.

Степень достоверности и апробация результатов

Достоверность результатов обеспечивается использованием методов контроля набора данных и работы детектора КЕДР, выполнением калибровочных измерений и использованием стандартных программных пакетов. Работа сопровождалась процедурой внутреннего рецензирования внутри коллаборации КЕДР. Основные результаты работы докладывались и обсуждались на семинарах ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, а также представлялись на 4 международных и 3 всероссийских конференциях:

1. Сессия-конференция секции ядерной физики ОФН РАН (МИФИ, Москва, Россия), Тема доклада: «Статус системы АШИФ детектора КЕДР», 17-21 ноября 2014;
2. CERN-BINP Workshop for Young Scientists in e^+e^- Colliders (ЦЕРН, Женева, Швейцария), Тема доклада: «Aerogel Cherenkov counters of the KEDR detector», 22-25 августа 2016;
3. INSTR17 – Instrumentation for Colliding Beam Physics (Новосибирск, Россия), Тема доклада: «Simulation of the ASHIPH Cherenkov counters of the KEDR detector», 27 февраля – 3 марта 2017;

4. RICH2018 – The 10th International Workshop on Ring Imaging Cerenkov Detectors (Москва, Россия), Тема доклада: «Particle detection efficiency of the KEDR detector ASHIPH system», 29 июля – 4 августа 2018;
5. TIPP2023 – 6th International conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics (Кейптаун, ЮАР), Тема доклада: «ASHIPH Cherenkov counters in the KEDR experiment», 4-8 сентября 2023;
6. Научная сессия секции ядерной физики ОФН РАН (Дубна, ОИЯИ, Россия), Тема доклада: «Измерение масс нейтрального и заряженного D-мезонов с детектором КЕДР», 1-5 апреля 2024;
7. Молодежная конференция «Физика элементарных частиц и космология» (Москва, НИУ ВШЭ, Россия), Тема доклада: «Измерение масс нейтрального и заряженного D-мезонов с детектором КЕДР», 3-4 декабря 2024.

Результаты, вошедшие в состав диссертации, включены в отчёты о научно-исследовательской работе в проектах Российского фонда фундаментальных исследований:

1. 14-02-01011 «Измерение масс D -мезонов с детектором КЕДР на коллайдере ВЭПП-4М»;
2. 14-02-31401 «Идентификация частиц системой АШИФ детектора КЕДР»;
3. 15-02-03114 «Измерение вероятности распадов J/ψ -мезона на $\gamma\pi^+\pi^-$, γK^+K^- , $\gamma\rho\rho$ ».

Публикации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 6 [35–40] печатных и электронных изданиях, из них 5 [36–40] изданы в рецензируемых научных журналах, рекомендованных ВАК.

В рецензируемых научных изданиях, включённых в перечень ВАК при Министерстве науки и высшего образования Российской Федерации:

1. Particle detection efficiency of the KEDR detector ASHIPH system / A. Yu. Barnyakov, M. Yu. Barnyakov, ... I. V. Ovtin [et al.]. – Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2020. – Vol. 952. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.06.019>. – Дата публикации: 01.02.2020.

2. ASHIPH Cherenkov counters in the KEDR experiment / A. Yu. Barnyakov, M. Yu Barnyakov, ... I. V. Ovtin [et al.]. – Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2025. – Vol. 1080. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2025.170739>. – Дата публикации: 25.06.2025.
3. Simulation of the ASHIPH Cherenkov counters of the KEDR detector / A. Yu. Barnyakov, M. Yu. Barnyakov, ... I. V. Ovtin [et al.]. – Текст: электронный // Journal of Instrumentation. – 2017. – Vol. 12 C07041. – URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/12/07/C07041>. – Дата публикации: 28.07.2017.
4. Measurement of the Masses of Neutral and Charged D Mesons with the KEDR Detector / V. V. Anashin, O. V. Anchugov, ... I. V. Ovtin [et al.]. – Текст: электронный // Physics of Particles and Nuclei. – 2025. – Vol. 56, nr. 3. – P. 802-808. – URL: <https://doi.org/10.1134/S1063779624702320>. – Дата публикации: 27.06.2025.
5. New measurement of D^0 and D^+ meson masses with the KEDR detector / V. V. Anashin, O. V. Anchugov, ... I. V. Ovtin [et al.]. – Текст: электронный // Journal of High Energy Physics. – 2025. – Vol. 2025, nr. 1. – URL: [https://doi.org/10.1007/JHEP11\(2025\)001](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2025)001). – Дата публикации: 04.11.2025.

По теме диссертации получены 3 [41–43] свидетельства о государственной регистрации программы для ЭВМ:

1. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2025610059 Российская Федерация. Программное обеспечение для исследования неоднородности светосбора, долговременной стабильности и качества π/K -разделения на космических мюонах в системе АЧС детектора КЕДР : № 2024692072 : заявл. 16.12.2024 : опубл. 09.01.2025 / Овтин И. В. ; заявитель ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН. – Текст: непосредственный.
2. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2025610186 Российская Федерация. Программное обеспечение для моделирования событий в системе АШИФ детектора КЕДР: № 2025610186 : заявл. 16.12.2024 : опубл. 09.01.2025 / Овтин И. В. ; заявитель ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН. – Текст: непосредственный.

3. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2024686851 Российская Федерация. Программное обеспечение для анализа масс заряженного и нейтрального D -мезонов с детектором КЕДР: № 2024685794 : заявл. 31.10.2024 : опубл. 12.11.2024 / Овтин И. В. ; заявитель ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН. – Текст: непосредственный.

Диссертант является соавтором 249 опубликованных работ индексируемых Scopus.

Личный вклад автора

Вклад автора в получение научных результатов, лежащих в основе диссертации, является определяющим. Диссертант участвовал в наборе данных на детекторе КЕДР в 2016–2017 годах, используемых в физическом анализе по измерению масс D -мезонов. Автором осуществлены все этапы физического анализа по измерению масс D -мезонов, включая выделение сигнальных событий, введение поправок к измеряемым импульсам треков, моделирование данных для параметризации сигнальных и фоновых событий, а также выполнил оценки систематических погрешностей. Автор участвовал в 2013 году в запуске с проектными параметрами полномасштабной системы АШИФ детектора КЕДР в работу, и долгое время являлся ответственным за ее работу в эксперименте. Диссертант выполнил работу по разработке и запуску в эксплуатацию систем питания и измерения частоты собственных шумов ФЭУ с МКП, а также программ мониторинга и контроля параметров (напряжение, ток, частота собственных шумов) двухслойной системы АШИФ. Автором регулярно проводились калибровки системы АШИФ. Диссертант разработал программное обеспечение для реконструкции событий в системе АШИФ из 160 счетчиков, распределенных в два слоя, и произвел выставку черенковских счетчиков относительно трековой системы. Автором проведено измерение геометрической эффективности, неоднородности светосбора, эффективности регистрации и качества идентификации частиц в системе АШИФ. Диссертантом проведено измерение временной стабильности амплитуды сигнала в счетчиках АШИФ в ходе эксперимента КЕДР. Автором разработано программное обеспечение для Монте-Карло моделирования системы АШИФ в составе детектора КЕДР.

Вклад соискателя в опубликованные работы по теме диссертации является определяющим. Список публикаций, рекомендованных ВАК, приведенный выше, содержит 5 работ. Авторский вклад соискателя в статьях 1 и 2 заклю-

чается оценке амплитуды счетчиков АШИФ, эффективности регистрации релятивистских частиц на космических мюонах, качества разделения пионов и каонов полученное на космических мюонах, и изучении временной стабильности системы АШИФ в эксперименте КЕДР. Авторский вклад соискателя в статье 3 заключается в создании моделирования двухслойной системы АШИФ в составе детектора КЕДР. Авторский вклад соискателя в статьях 4 и 5 заключается в проведении физического анализа по измерению масс нейтрального и заряженного D -мезонов по данным набранным в эксперименте КЕДР на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-4М.

Объем и структура работы

Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения и списка литературы. Полный объём диссертации составляет 122 страницы, включая 62 рисунка и 14 таблиц. Список литературы содержит 104 наименования.

Глава 1. D -мезоны

1.1 Открытие D^0 и D^+ мезонов

В 1976 году на детекторе Mark I в Стэнфордском центре линейных ускорителей (SLAC, США) исследовались многоадронные конечные состояния, произведенные в e^+e^- аннигиляции на коллайдере SPEAR (Stanford Positron Electron Asymmetric Rings) при энергиях в системе центра масс от 3,90 до 4,60 ГэВ. Спектры инвариантных масс для различных каналов показаны на рисунке 1.1а. В итоге, были обнаружены пики в спектрах инвариантных масс распадов $K^\pm\pi^\mp$ и $K^\pm\pi^\mp\pi^\pm\pi^\mp$, которые связали с распадом нейтрального состояния с массой 1865 ± 15 МэВ/ c^2 и шириной менее 40 МэВ/ c^2 [44]. Спектры массы отдачи (рисунок 1.1б) указывали на то, что это состояние возникает в системах с сопоставимой или большей массой. Пороговая энергия для образования пары в этом состоянии лежит в небольшом интервале между очень узким ψ' и более широкими структурами, присутствующими в e^+e^- аннигиляции вблизи 4 ГэВ. Кроме того, узкая ширина этого состояния, его образование в системах ещё большей массы и тот факт, что наблюдаемые распады включают каоны, формировали картину наблюдения, которую можно было бы ожидать от состояния, обладающего новым квантовым числом «очарование». Это было первое экспериментальное обнаружение D^0 -мезонов.

Для изучения свойств найденного нейтрального состояния и поиска других новых состояний был проведен дополнительный набор при фиксированной энергии в системе центра масс 4,03 ГэВ. Такое значение энергии было выбрано, поскольку предполагалось, что полное адронное сечение достигает пика при этой энергии, после очень резкого роста, что указывало на возможное существование резонанса или порога для новых каналов. В новых данных было обнаружено чёткое свидетельство существования нового узкого заряженного состояния с массой 1876 ± 15 МэВ/ c^2 , которое распадается в канал $K^\mp\pi^\pm\pi^\pm$, но не в канал $K^\mp\pi^+\pi^-$ [45]. Такое поведение в точности соответствовало ожидаемому для слабого распада заряженного очарованного мезона. Спектры инвариантных масс для $K\pi\pi$ комбинаций и спектр масс отдачи от пика $K^\mp\pi^\pm\pi^\pm$ показаны на рисунке 1.2. Это было первое обнаружение D^+ -мезонов в эксперименте.

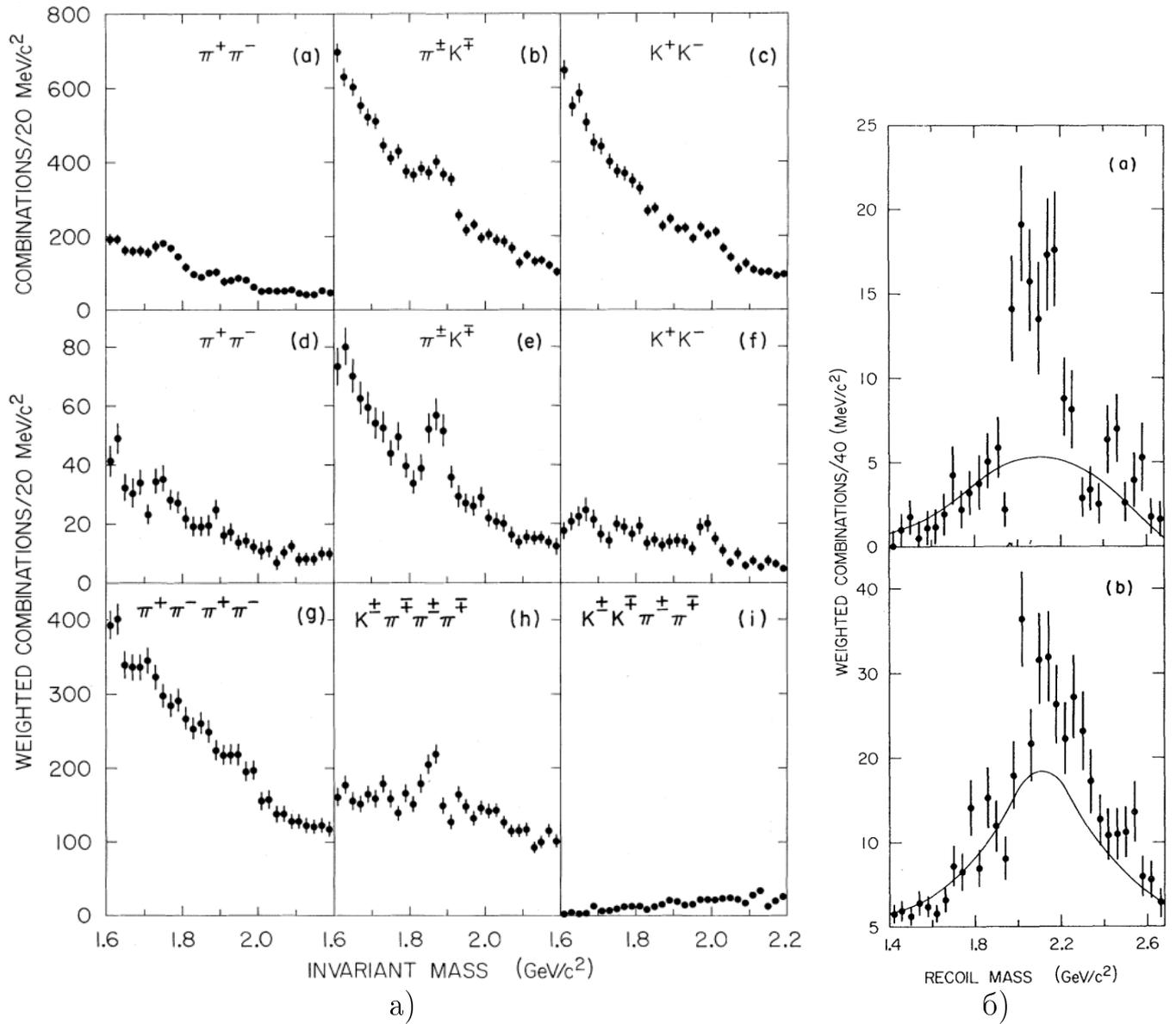


Рисунок 1.1 — а) Спектры инвариантных масс для нейтральных комбинаций заряженных частиц; б) Спектры масс отдачи для комбинаций в пиках $K\pi$ и $K3\pi$ [44]

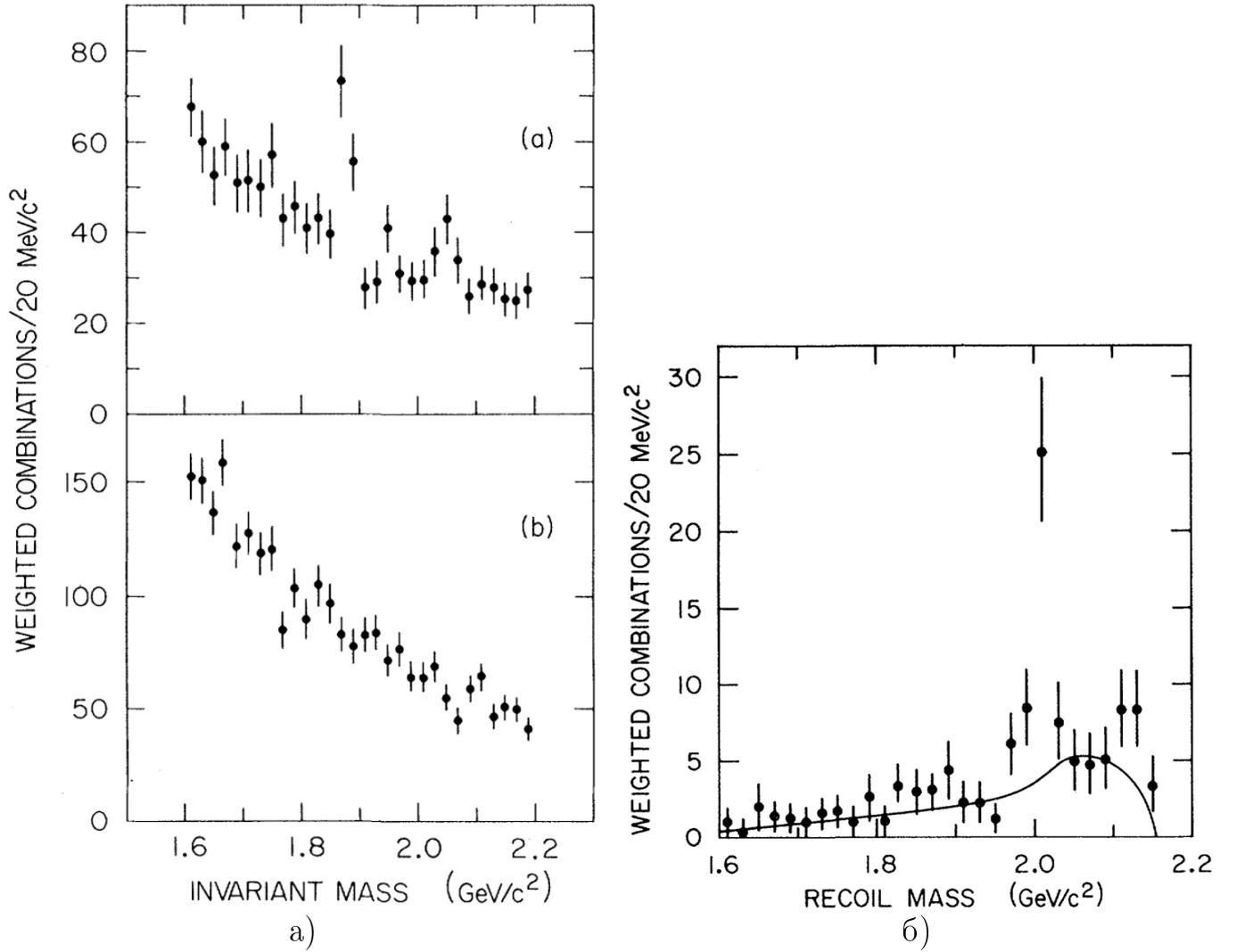


Рисунок 1.2 — а) Спектры инвариантных масс для $K\pi\pi$ комбинаций при энергии в системе центра масс 4,03 ГэВ: сверху — $K^{\mp}\pi^{\pm}\pi^{\pm}$, снизу — $K^{\mp}\pi^{\pm}\pi^{\mp}$; б) Спектры масс отдачи от $K^{\mp}\pi^{\pm}\pi^{\pm}$ пика в области массы от 1,86 до 1,90 ГэВ/ c^2 [45]

1.2 Спектроскопия D -мезонов

Существует три типа очарованных мезонов: нейтральные D^0 и \bar{D}^0 -мезоны со структурой (cu) , заряженные D^{\pm} -мезоны с кварковой структурой (cd) и D_s^{\pm} -мезоны со структурой (cs) . D_s^{\pm} -мезон был обнаружен в 1983 году [46], и имеет массу $M_{D_s} = 1969,0 \pm 1,4$ МэВ [28]. Ветвь D -мезонов начинается с массы D^0 -мезона. Известно более двадцати D -мезонов, из них примерно половина D_s -мезонов.

D -мезон имеет орбитально-возбужденные состояния [47]. Поскольку этот мезон состоит из тяжелого c -кварка и легкого антикварка, к нему применимо описание в рамках эффективной теории тяжелого кварка (Heavy Quark Effective

Theory, HQET) [48–51]. В пределе точной симметрии по аромату и спину тяжелого кварка \vec{s}_Q полный момент легкого кварка $\vec{j}_q = \vec{L} + \vec{s}_q$, где \vec{L} – орбитальный момент и \vec{s}_q – спин, коммутирует с гамильтонианом мезона и сохраняется. Таким образом, состояния можно классифицировать в зависимости от значений полного момента легкого кварка \vec{j}_q и спина мезона $\vec{J} = \vec{j}_q + \vec{s}_Q$. Схема классификации низколежащих уровней D -мезонов показана на рисунке 1.3. Из шести показанных состояний два нижних имеют $L = 0$, а четыре оставшихся – $L = 1$. Момент \vec{j}_q совпадает со спином легкого кварка \vec{s}_q в случае нулевого относительного углового момента L между легким и тяжелым кварками. Полный спин J при этом может равняться 0 или 1. В первом случае мы имеем основное состояние D -мезона с $J_{j_q}^P = 0_{1/2}^-$, а во втором – векторное состояние с $J_{j_q}^P = 1_{1/2}^-$, которое называется D^* -мезоном.

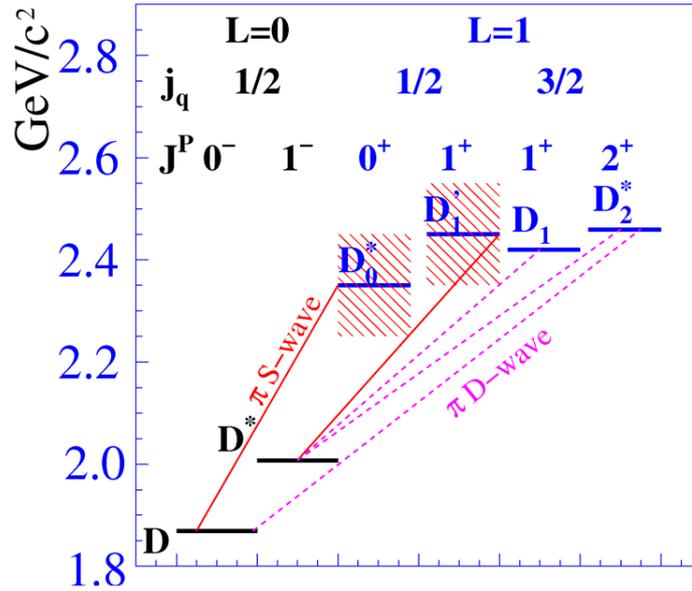


Рисунок 1.3 – Схема уровней D -мезонов [47]

Состояния, в которых относительный угловой момент L равен 1, носят общее название D^{**} -состояний. D^{**} -состояния образуют два дублета с $\vec{j}_q = 1/2 (J_{j_q}^P = 0_{1/2}^+, 1_{1/2}^+)$ и $\vec{j}_q = 3/2 (J_{j_q}^P = 1_{3/2}^+, 2_{3/2}^+)$. Такая классификация применима для всех трех типов D -мезонов.

Сохранение четности и углового момента накладывает ограничения на сильные распады D^{**} -состояний в $D^{(*)}\pi$. Два состояния с $\vec{j}_q = 1/2$ распадаются в $D^{(*)}\pi$ в S -волне (орбитальный угловой момент системы равен нулю), а два других состояния с $\vec{j}_q = 3/2$ распадаются в D -волне. Так как ширина распада пропорциональна нерелятивистскому импульсу конечных частиц в системе покоя D^{**} в степени $2l + 1$, где l – относительный орбитальный момент $D^{(*)}$ и π ,

который определяет волну распада (S, P, D и т.д.), то состояния с $\vec{j}_q = 3/2$ имеют маленькие ширины порядка десятка МэВ и являются узкими, а состояния с $\vec{j}_q = 1/2$ будут широкими с ширинами порядка сотни МэВ. Поскольку симметрия по спину и аромату тяжелого кварка не является точной, то при учете поправок $1/m_Q$ полный угловой момент легкого кварка перестает быть «хорошим» квантовым числом. Это приводит к тому, что наблюдаемые состояния $D'_1(2430)^0$ и $D_1(2420)^0$ являются линейными комбинациями чистых состояний с $\vec{j}_q = 1/2$ и $\vec{j}_q = 3/2$. Используется следующая номенклатура D^{**} -состояний: $D_1^*(2400)$ с $J_{j_q}^P = 0_{1/2}^+$, $D'_1(2430)$ с $J_{j_q}^P = 1_{1/2}^+$, $D_1(2420)$ с $J_{j_q}^P = 1_{3/2}^+$ и $D_2^*(2460)$ с $J_{j_q}^P = 2_{3/2}^+$ (см. рисунок 1.3).

Спектр нейтральных D -мезонов, полученный в релятивистской кварковой модели, показан на рисунке 1.4. Массовый спектр системы $c\bar{u}$ представлен для основных состояний с $nL = 1S$, где n есть радиальное квантовое число, для орбитальных возбуждений с угловыми моментами $L = 1, 2, 3$ ($1P, 1D$ и $1F$) и для первого радиального возбуждения ($2S$). Предсказания для состояний $1S$ и состояний $1P$ с $J^P = 1^+$ и $J^P = 2^+$ находятся в хорошем согласии с наблюдениями (в пределах 20–30 МэВ). Для состояния $1P$ с $J^P = 0^+$ согласие достигается в пределах 100 МэВ.

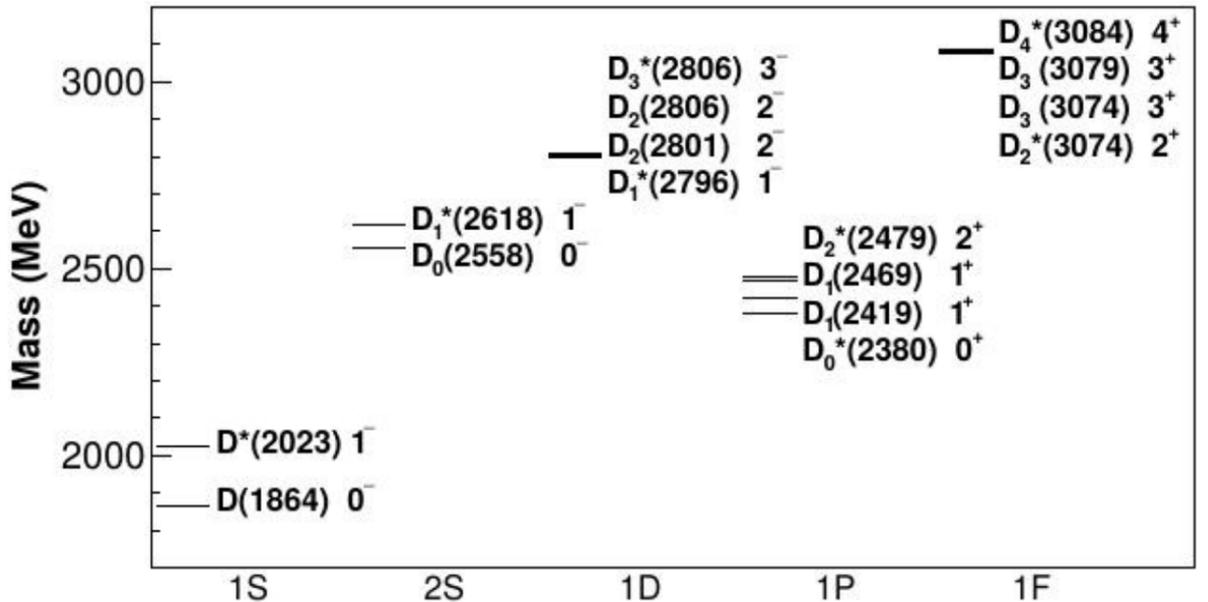


Рисунок 1.4 — Массовый спектр для нейтральных D -мезонов в релятивистской кварковой модели. Массы масштабированы таким образом, чтобы масса основного состояния совпадала с массой D^0 -мезона [47]

Известные на сегодняшний день низколежащие состояния D - и D_s -мезонов приведены в таблице 1.1. Изучение свойств возбужденных со-

стояний D_J и D_{sJ} требует дальнейшей теоретической и экспериментальной работы, и соответственно важно точное значение масс D -мезонов в основном состоянии.

Таблица 1.1 — Параметры D - и D_s -мезонов [47]. Массы (М) и ширины (Г) состояний приведены в МэВ. Для основных D -состояний вместо ширин приведены значения времени жизни

| заряд | | D | D^* | D_0^* | D_1' | D_1 | D_2^* |
|-------|---|--------------------|--------------------|------------------|------------------|--------------------|------------------|
| \pm | М | $1869,58 \pm 0,09$ | $2010,26 \pm 0,05$ | 2351 ± 7 | | $2423,2 \pm 2,4$ | $2465,4 \pm 1,3$ |
| | Г | 1040 ± 7 фс | $0,083 \pm 0,002$ | 230 ± 17 | | 25 ± 6 | $46,7 \pm 1,2$ |
| 0 | М | $1864,83 \pm 0,05$ | $2006,85 \pm 0,05$ | 2318 ± 29 | 2427 ± 36 | $2420,8 \pm 0,5$ | $2460,6 \pm 0,2$ |
| | Г | $410,1 \pm 1,5$ фс | $< 2,1$ | 267 ± 40 | 384 ± 120 | $31,7 \pm 2,5$ | $47,7 \pm 1,3$ |
| заряд | | D_s | D_s^* | D_{s0}^* | D_{s1}' | D_{s1} | D_{s2}^* |
| \pm | М | $1968,27 \pm 0,10$ | $2112,1 \pm 0,4$ | $2317,7 \pm 0,6$ | $2459,5 \pm 0,6$ | $2535,10 \pm 0,06$ | $2569,1 \pm 0,8$ |
| | Г | 500 ± 7 фс | $< 1,9$ | $< 3,8$ | $< 3,5$ | $< 0,92 \pm 0,05$ | $16,9 \pm 0,8$ |

1.3 Эксперименты по измерению массы D^0 -мезона

В настоящее время, согласно данным журнала Review of Particle Physics (PDG) [28], средняя мировая масса D^0 составляет $M_{D^0} = 1864,84 \pm 0,05$ МэВ. Сравнение значений измеренных масс D^0 -мезонов в различных экспериментах показано на рисунке 1.5.

Первыми измерениями были измерения на ускорителе SPEAR в экспериментах LGW (Lead-Glass Wall) [14] и Mark II [15] (SLAC) в процессе $e^+e^- \rightarrow \psi(3770) \rightarrow D^0\bar{D}^0$, а также измерение коллаборации ACCMOR в эксперименте NA32 (CERN) с 230 ГэВ π^- -мезонами, налетающими на медную мишень [16]. Во всех трех измерениях масса D^0 измерялась с использованием каналов распада $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ и $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ (и зарядово-сопряженные). В измерениях LGW и Mark II использовался подход, в котором инвариантная масса определяется как $M(D^0) = \sqrt{E_{beam}^2 - p_D^2}$ и E_{beam} — энергия пучка, а p_D — импульс D -мезона. Поскольку разброс значений E_{beam} значительно меньше, чем измеренная энергия комбинации частиц, масса определяется более точно. Результаты были следующими: $M_{D^0} = 1863,3 \pm 0,9$ МэВ (LGW), $M_{D^0} = 1863,8 \pm 0,5$ МэВ (Mark II) и $M_{D^0} = 1864,6 \pm 0,3_{stat} \pm 1,0_{syst}$ МэВ (ACCMOR). В настоящий мо-

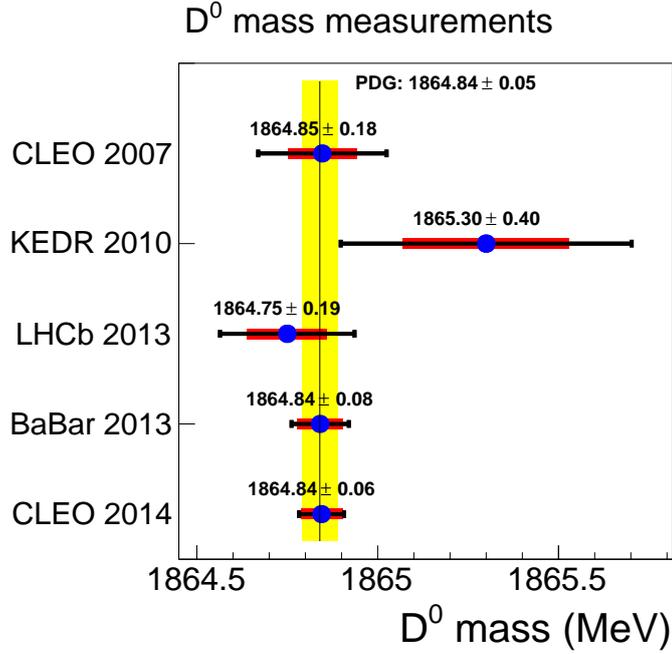


Рисунок 1.5 — Результаты измерений масс D^0 -мезонов в различных экспериментах из таблицы PDG [28]. Толстые и тонкие горизонтальные линии ошибок показывают систематическую и суммарную ошибки соответственно. Вертикальная линия показывает среднемировое значение, вертикальные полосы — их ошибки

мент точность этих измерений является невысокой, поэтому приведенные значения масс не используются для получения среднемирового значения в PDG [28].

В 2007 году коллаборация CLEO выполнила измерение массы D^0 -мезона, получив значение $M_{D^0} = 1864,847 \pm 0,150_{\text{stat}} \pm 0,095_{\text{syst}}$ МэВ [17]. Анализ основан на данных с интегралом светимости 281 пб^{-1} , которые были набраны в e^+e^- аннигиляции на резонансе $\psi(3770)$ детектором CLEO-с, работавшем на ускорителе CESR (Cornell Electron Storage Ring, США). Для измерения использовался канал распада $D^0 \rightarrow K_S \phi$, где $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и $\phi \rightarrow K^+ K^-$. На рисунке 1.6 показан спектр инвариантной массы D^0 кандидатов, с аппроксимацией методом правдоподобия гауссовым пиком и постоянным фоном. Число D^0 событий составило 319 ± 18 . Систематическая неопределенность связанная с калибровкой импульса является доминирующей в этом анализе.

В 2010 году коллаборация КЕДР выполнила измерение массы D^0 -мезона, получив значение $M_{D^0} = 1865,30 \pm 0,33_{\text{stat}} \pm 0,23_{\text{syst}}$ МэВ [18]. В эксперименте была использована статистика с интегральной светимостью $0,9 \text{ пб}^{-1}$ набранная на коллайдере ВЭПП-4М в процессе $e^+e^- \rightarrow \psi(3770) \rightarrow D\bar{D}$. D^0 -мезон реконструировался в конечном состоянии $K^-\pi^+$. Для вычисления инвариант-

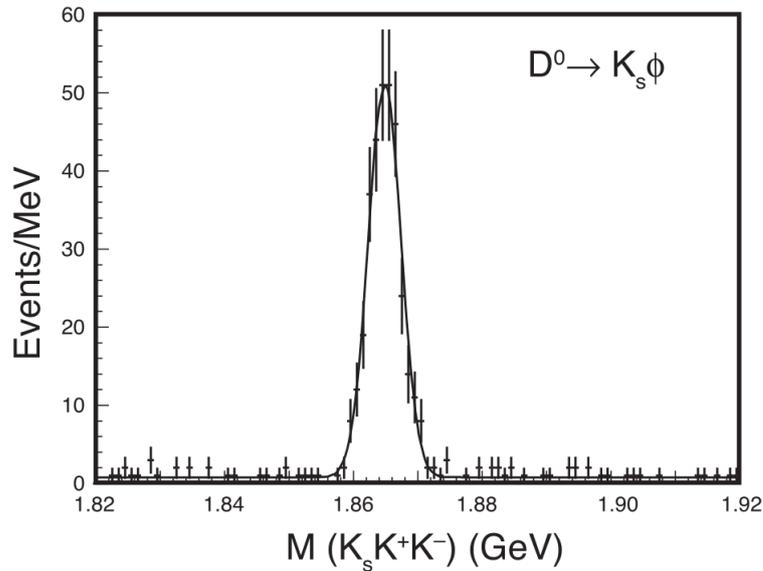


Рисунок 1.6 — Результат измерения массы D^0 -мезона в эксперименте CLEO 2007 года [17]. Инвариантная масса $K_S K^+ K^-$ для кандидатов в распад $D^0 \rightarrow K_S \phi$. Кривая показывает результат аппроксимации с гауссовой формой пика и постоянным фоном

ной массы D^0 -мезона используется энергия пучка. Калибровка энергии ускорителя ВЭПП-4М выполнялась с высокой точностью методом резонансной деполяризации (РД). Второй переменной, которая использовалась для выделения событий распада D^0 , является разность энергий D^0 -мезона и пучка: $\Delta E = \sum_i \sqrt{(m_i^2 + p_i^2)} - E_{beam}$. Экспериментальные данные и результаты аппроксимации представлены на рисунке 1.7. Количество сигнальных событий составило $98,4 \pm 13,1$. В этом результате неопределенность связанная с поправкой на излучение в начальном состоянии (ISR, Initial State Corrections) преобладает в общей систематической ошибке и определяется точностью зависимости сечения $\sigma(e^+e^- \rightarrow D\bar{D})$ от энергии. Также существенна систематическая неопределенность, связанная с настройкой импульсного разрешения в моделировании.

В 2013 году коллаборация LHCb выполнила измерение массы D^0 -мезона, реконструируя D -мезоны, произведенные в полулептонных b -адронных распадах, и получила значение $M_{D^0} = 1864,75 \pm 0,15_{\text{stat}} \pm 0,11_{\text{syst}}$ МэВ [19]. Измерения основаны на наборе данных с интегральным светимости $1,0 \text{ фб}^{-1}$, набранном в pp столкновениях на LHC при энергии 7 ТэВ детектором LHCb. Для измерения массы использовалась мода распада $D^0 \rightarrow K^+ K^- K^- \pi^+$. Эта мода характеризуется относительно низким энерговыделением, Q -значением, определяемым как разница между массой D -мезона и суммой масс дочерних частиц. В результате снижаются систематические неопределенности, связанные с ка-

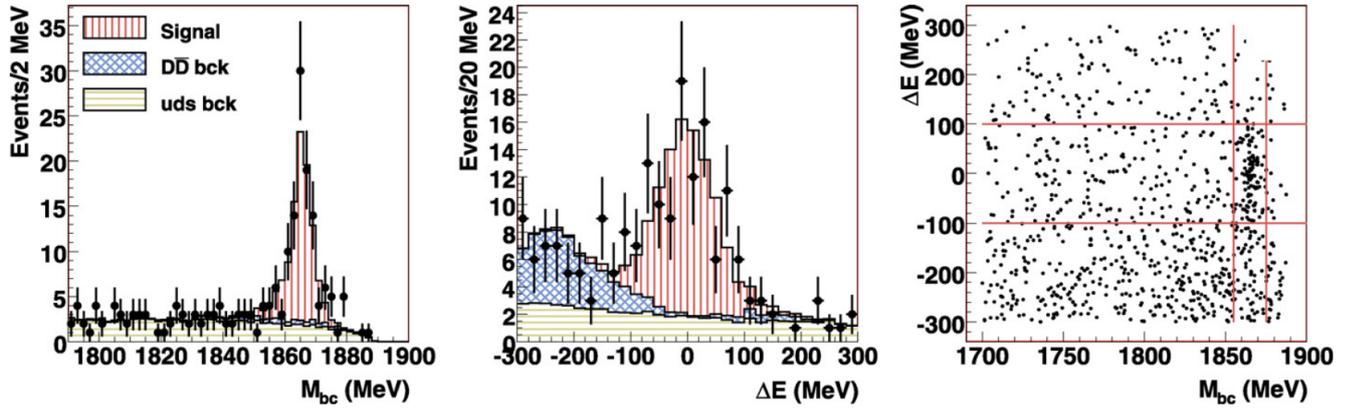


Рисунок 1.7 — Результат измерения массы D^0 -мезона в эксперименте КЕДР 2010 года [18]. Экспериментальные данные (точки с ошибками) и результаты аппроксимации (гистограмма) для процесса $\psi(3770) \rightarrow D^0 \bar{D}^0$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$

либровкой шкалы импульса детектора. Масса D^0 -мезона определялась путем выполнения расширенной небинированной аппроксимации методом максимального правдоподобия к распределению инвариантной массы, представленной на рисунке 1.8. Число сигнальных событий составило 849 ± 36 . Основным источником систематической неопределенности в этом измерении является поправка к шкале импульсов. Также существенны неопределенности, связанные с точностью массы каона и энергетическими потерями в материале трековой системы.

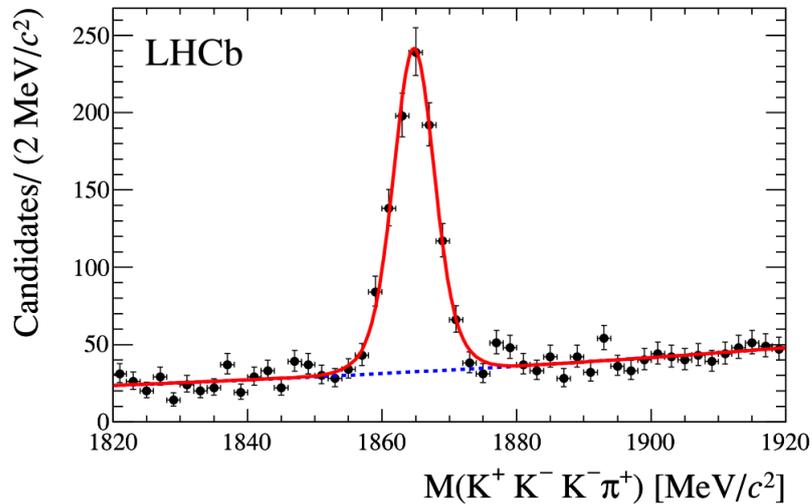


Рисунок 1.8 — Результат измерения массы D^0 -мезона в эксперименте ЛНСб 2013 года [19]. Распределение инвариантной массы для конечного состояния $K^+ K^- K^- \pi^+$. Результат аппроксимации — сплошная красная линия, фоновая компонента — штриховая синяя линия

В 2013 году коллаборация BABAR выполнила измерение массы D^0 -мезона, получив значение $M_{D^0} = 1864,841 \pm 0,048_{\text{stat}} \pm 0,063_{\text{syst}}$ МэВ [20].

Данные набраны в SLAC с помощью детектора BABAR на e^+e^- коллайдере PEP-II при энергии взаимодействия на 40 МэВ ниже резонанса $\Upsilon(4S)$, и соответствуют интегральной светимости 477 фб^{-1} . Измерение проводилось в распаде $D^*(2010)^+ \rightarrow D^0\pi^+$, где $D^0 \rightarrow K^-K^-K^+\pi^+$ (и зарядово-сопряженный распад). Для реконструкции распада использовался кинематический фит. Выполнялась небинированная аппроксимация методом максимального правдоподобия инвариантной массы $K^-K^-K^+\pi^+$ в диапазоне масс 1,75–1,98 ГэВ (рисунок 1.9), с использованием распределение Фойгта для описания сигнала, где масса D^0 -мезона являлась параметром. Фон описывается экспоненциальной функцией. Число отобранных сигнальных событий составляет 4345 ± 70 . Наибольшим источником систематической неопределенности в этом измерении является неопределенность массы заряженного каона. Также достаточно большая неопределенность связана с поправками к шкале импульсов (магнитному полю) и ионизационным потерям в материале детектора.

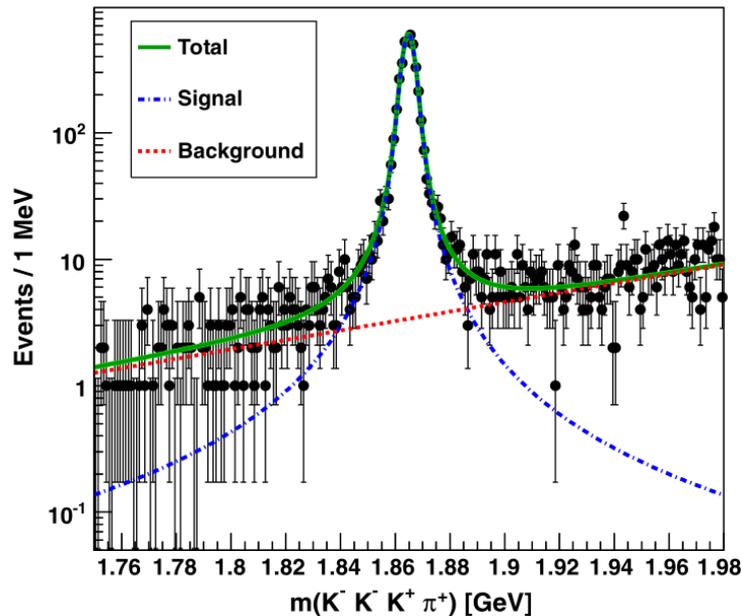


Рисунок 1.9 — Результат измерения массы D^0 -мезона в эксперименте BABAR 2013 года [20]. Аппроксимация распределения реконструированной массы D^0 -мезона

Наиболее точное измерение было выполнено в 2014 году на данных набранных детектором CLEO-c с интегральной светимостью 580 пб^{-1} в e^+e^- аннигиляции на энергии $\psi(3770)$, на которых получено значение $M_{D^0} = 1864,845 \pm 0,025_{\text{stat}} \pm 0,057_{\text{syst}} \text{ МэВ}$ [21]. Для минимизации статистических ошибок, изучался наиболее распространенный распад на заряженные частицы $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ (и зарядово-сопряженный распад), который имеет ве-

роятность распада $\mathcal{B} = 8,1 \times 10^{-2}$. Полученные коллаборацией КЕДР прецизионные значения масс J/ψ [52] и $\psi(2S)$ [53] мезонов использовались для прецизионной калибровки импульсов заряженных пионов в распадах $\psi(2S) \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi$. Поправка к импульсам контролировалась и корректировалась в различных заходах для реконструкции D^0 мезонов по стабильности массы K_S мезона ($D \rightarrow K_S + X, K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$). Спектр инвариантной массы для распада $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ (и зарядово-сопряженного распада) показан на рисунке 1.10. Число отобранных сигнальных событий составляет 62557 ± 361 . Систематические ошибки в измеренной массе D^0 обусловлены, главным образом, неопределенностями масс каонов (K^\pm и K_S).

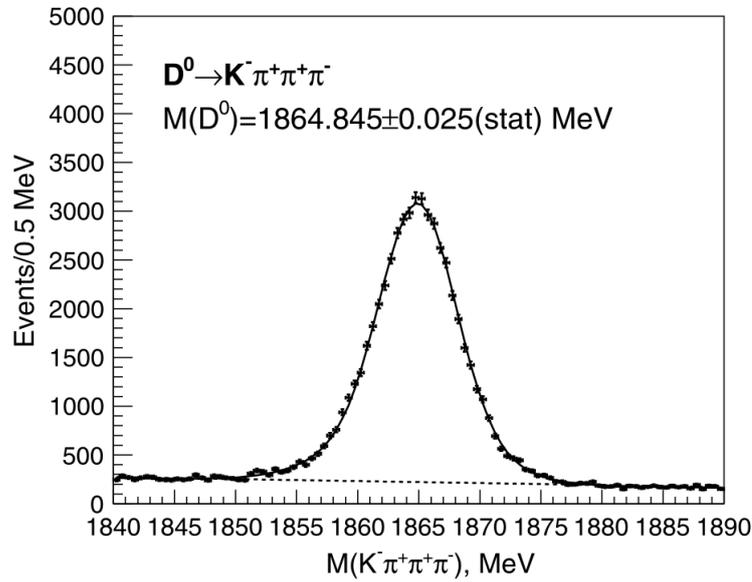


Рисунок 1.10 — Результат измерения массы D^0 -мезона на данных набранных детектором CLEO-c 2014 года [21]. Спектр инвариантной массы для распада $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ (и зарядово-сопряженного распада)

1.4 Эксперименты по измерению массы D^+ -мезона

В настоящее время, согласно данным PDG [28], средняя мировая масса D^+ составляет $M_{D^+} = 1869,50 \pm 0,40$ МэВ. Сравнение значений измеренных масс D^+ -мезонов в различных экспериментах показано на рисунке 1.11.

Первыми измерениями, в которых точность была невысокой, также как и в случае для D^0 , были измерения на ускорителе SPEAR в экспериментах LGW

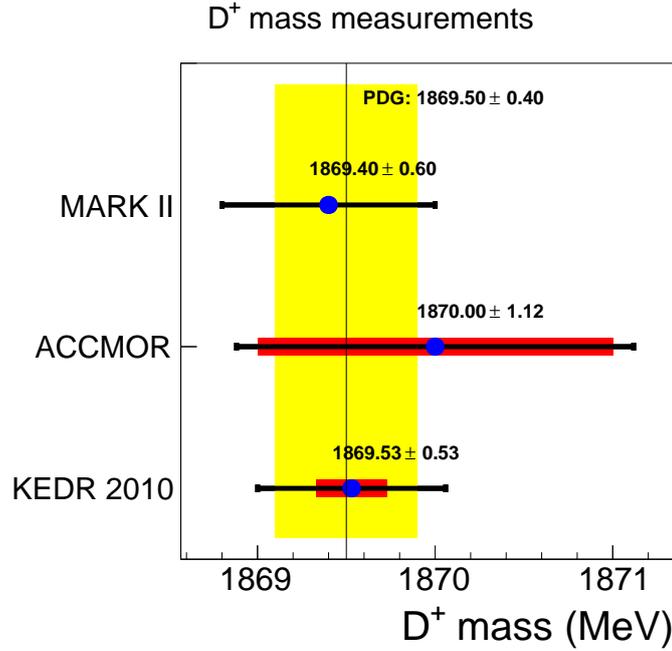


Рисунок 1.11 — Результаты измерений масс D^+ -мезонов в различных экспериментах из таблицы PDG [28]. Толстые и тонкие горизонтальные линии ошибок показывают систематическую и суммарную ошибки соответственно. Вертикальная линия показывает среднемировое значение, вертикальные полосы — их ошибки

(Lead-Glass Wall) [14] и Mark II [15] (SLAC) в процессе $e^+e^- \rightarrow \psi(3770) \rightarrow D^+\bar{D}^-$, а также измерение коллаборацией ACCMOR в эксперименте NA32 (CERN) с 230 ГэВ π^- -мезонами, налетающими на медную мишень [16]. Во всех трех измерениях масса D^+ измерялась с использованием каналов распада $D^+ \rightarrow K_S\pi^+$ и $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ (и зарядово-сопряженные). Результаты были следующими: $M_{D^+} = 1868,3 \pm 0,9$ МэВ (LGW), $M_{D^+} = 1868,4 \pm 0,5$ МэВ (Mark II) и $M_{D^+} = 1870,0 \pm 0,5_{\text{stat}} \pm 1,0_{\text{syst}}$ МэВ (ACCMOR). Результаты LGW [14] и Mark II [15] не включают неопределенность 0,13% в абсолютной калибровке энергии SPEAR. Используя прецизионные измерения масс $J/\psi(1S)$ и $\psi(2S)$ из работы [54] для вычисления этой неопределенности, и объединив результаты LGW [14] и Mark II [15], было получено значение массы $M_{D^+} = 1869,4 \pm 0,6$ МэВ [55], которое в настоящее время используется при получении среднемирового значения в PDG [28].

Наиболее точное измерение массы D^+ было выполнено коллаборацией КЕДР в 2010 году: $M_{D^+} = 1869,53 \pm 0,49_{\text{stat}} \pm 0,20_{\text{syst}}$ МэВ [18]. В эксперименте была использована статистика с интегральной светимостью $0,9 \text{ пб}^{-1}$,

набранная на коллайдере ВЭПП-4М в процессе $e^+e^- \rightarrow \psi(3770) \rightarrow D\bar{D}$. D^+ -мезон реконструировался в конечном состоянии $K^-\pi^+\pi^+$. Для вычисления инвариантной массы D^+ -мезона используется энергия пучка. Калибровка энергии ускорителя ВЭПП-4М выполнялась с высокой точностью методом резонансной деполяризации (РД). Второй переменной, которая использовалась для выделения событий распада D^+ , является разность энергий D^+ -мезона и пучка: $\Delta E = \sum_i \sqrt{(m_i^2 + p_i^2)} - E_{beam}$. Экспериментальные данные и результаты аппроксимации представлены на рисунке 1.12. Количество сигнальных событий составило $109,8 \pm 15,3$. В этом результате неопределенность, связанная с поправкой на излучение в начальном состоянии (ISR, Initial State Corrections), преобладает в общей систематической ошибке и определяется точностью зависимости сечения $\sigma(e^+e^- \rightarrow D\bar{D})$ от энергии. Также существенна систематическая неопределенность связанная с настройкой импульсного разрешения в моделировании.

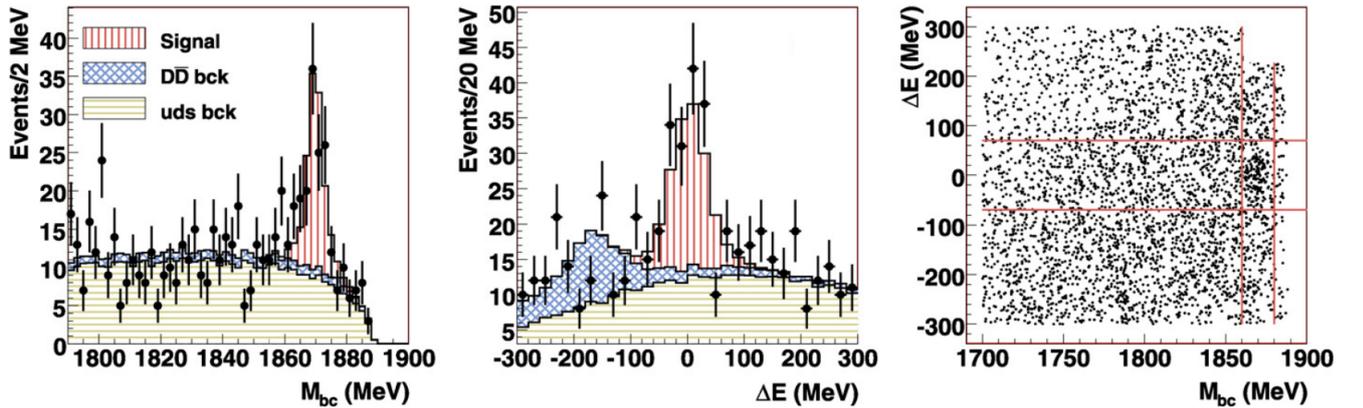


Рисунок 1.12 — Результат измерения массы D^+ -мезона в эксперименте КЕДР 2010 года [18]. Экспериментальные данные (точки с ошибками) и результаты аппроксимации (гистограмма) для процесса $\psi(3770) \rightarrow D^+D^-$, $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$

1.5 Эксперименты по измерению разницы масс D^0 и D^+ мезонов

Первыми измерениями разницы масс D^0 и D^+ мезонов были измерения коллабораций LGW [14] и Mark II [15] в процессе $e^+e^- \rightarrow \psi(3770) \rightarrow D\bar{D}$. В первом случае значение разницы масс составляет $M(D^\pm) - M(D^0) = 5,0 \pm 0,8$ МэВ, а во втором $M(D^\pm) - M(D^0) = 4,7 \pm 0,3$ МэВ.

Наиболее точное измерение выполнила в 2013 году коллаборация LHCb, используя распады D -мезонов произведенных в полупертоновых b -адронных распадах, и получила значение $M(D^\pm) - M(D^0) = 4,76 \pm 0,12_{\text{stat}} \pm 0,07_{\text{syst}}$ МэВ [19]. Для измерения разности масс использовались моды $D^0 \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ и $D^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$.

Глава 2. Ускорительный комплекс ВЭПП-4М и детектор КЕДР

2.1 Ускорительный комплекс ВЭПП-4М

Ускорительный комплекс ВЭПП-4М в ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН представляет собой уникальную установку для проведения экспериментов со встречными электрон-позитронными пучками высоких энергий, экспериментов по ядерной физике и исследований с использованием синхротронного излучения [4; 5]. Комплекс ВЭПП-4М (рисунок 2.1) включает в себя линейный ускоритель (энергия пучка — до 50 МэВ), бустерный синхротрон Б-4 (350 МэВ), промежуточный накопитель ВЭПП-3 (до 2 ГэВ) и коллайдер ВЭПП-4М, позволяющий работать в режиме 2×2 сгустка, а также детектор КЕДР. Однокольцевой e^+e^- -коллайдер ВЭПП-4М с энергией в пучке от 1 до 5,5 ГэВ является модернизацией коллайдера ВЭПП-4, работавшего в ИЯФ в 1980-х гг. В 2016 г. синхротрон Б-4 и линак, представленные на рисунке 2.1, были заменены на канал от высокопроизводительного инжекционного комплекса ВЭПП-5 [56–58], и сейчас электроны и позитроны поступают в бустерное кольцо ВЭПП-3 от ВЭПП-5, снабжающего пучками также накопитель ВЭПП-2000 [59].

Основные параметры ВЭПП-4М приведены в таблице 2.1. Из-за невысокой светимости коллайдера ВЭПП-4М, в сравнении с другими коллайдерами работающими в этой области энергий, важным его преимуществом становится широкий диапазон рабочих энергий и возможность измерения энергии сталкивающихся частиц с высокой точностью двумя методами:

- методом резонансной деполяризации [6–8], с относительной точностью однократного измерения энергии 10^{-6} в калибровочных заходах. Точность интерполяции энергии между калибровками составляет ~ 60 кэВ в области $\psi(3770)$ -мезона;
- методом определения максимальной энергии γ -квантов, полученных в процессе обратного комптоновского рассеяния (ОКР) [8] лазерных фотонов на электронах пучка, позволяющим проводить непрерывное измерение энергии пучков с точностью ~ 100 кэВ.

Благодаря высокой точности определения энергии пучка коллайдера ВЭПП-4М на детекторе КЕДР измерены массы элементарных частиц семейства чармониев

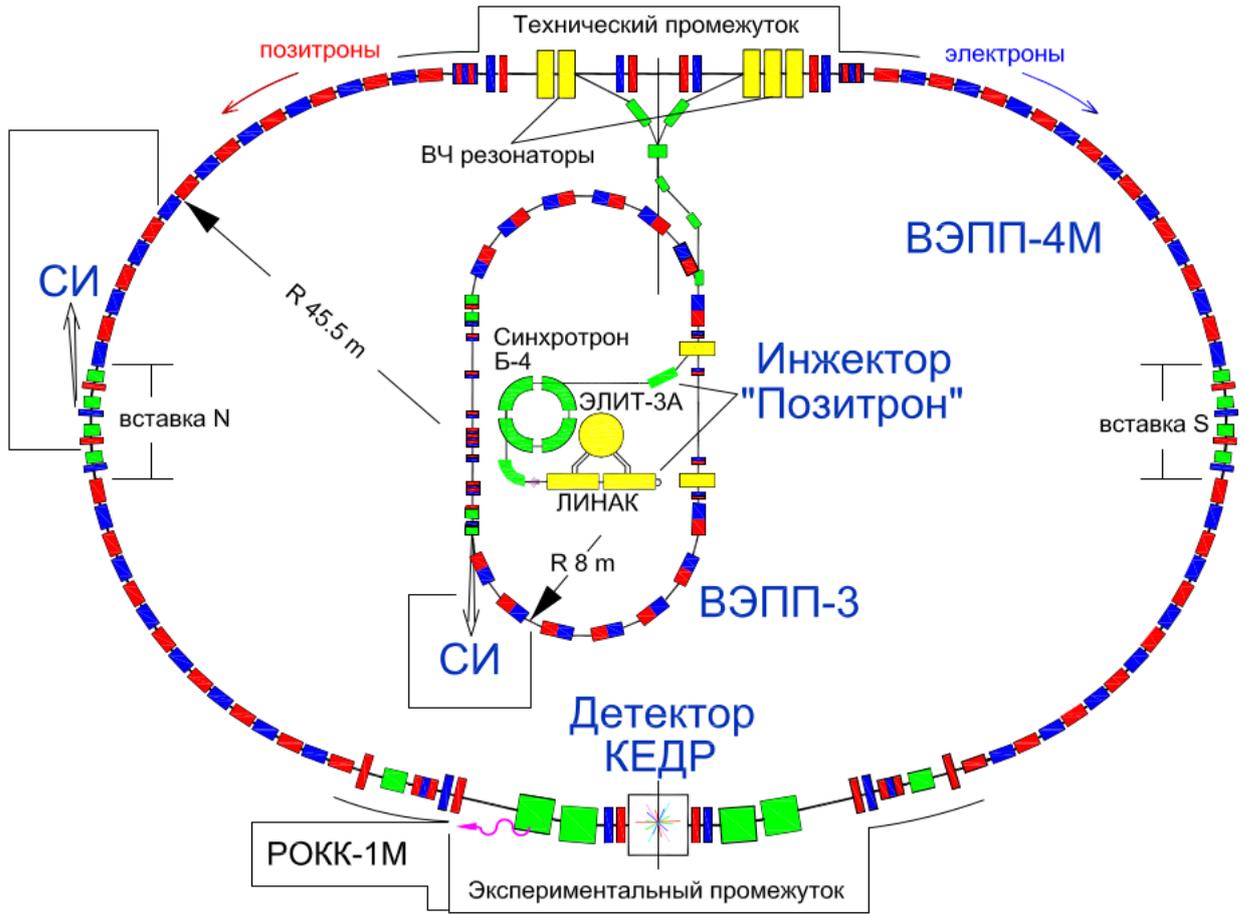


Рисунок 2.1 — Схема комплекса ВЭПП-4М с детектором КЕДР по состоянию до 2016 года [4]

и D -мезонов с высокой точностью. Точность измерения масс некоторых из них наиболее точная в мире, например, J/ψ и $\psi(2S)$ [60].

2.2 Детектор КЕДР

Детектор КЕДР [1–3] с продольным магнитным полем 0,6 Тл работает в области энергий от 2 до 11 ГэВ в системе центра масс на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-4М в ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН с 2002 г. Физическая программа детектора КЕДР включает прецизионное измерение масс элементарных частиц. В области низкой энергии это массы J/ψ^- , ψ'^- , $\psi(3770)^-$, D^{0-} , D^+ -мезонов и τ -лептона. Другой частью программы является также измерение сечения аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны, которое выражается в форме отношения $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})/\sigma_{\text{Born}}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$, во всей области энергий кол-

Таблица 2.1 — Параметры ВЭПП-4М [4]

| Параметр | Значение |
|--|---|
| Периметр | 366 м |
| Частота обращения | 818,9 кГц |
| Максимальная энергия | 5,5 ГэВ |
| Коэффициент уплотнения орбиты | 0,017 |
| Число сгустков | 2×2 |
| Максимальный ток в одном сгустке при $E = 1,5-1,85$ ГэВ | 1,6–3,0 мА |
| Максимальная светимость (2×2 сгустка) при $E = 1,5-1,85$ ГэВ | $(0,9-2,0) \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ |
| Бегатронные частоты, горизонтальная/вертикальная | 8,54/7,58 |
| Частота ВЧ | 181,8 МГц |
| Гармоника ВЧ | 222 |
| Максимальное напряжение ВЧ | 5 МВ |
| Структурные функции в месте встречи: | |
| вертикальная бета-функция | 0,05 м |
| горизонтальная бета-функция | 0,75 м |
| горизонтальная дисперсия в месте встречи | 0,80 м |

лайдера ВЭПП-4М. К настоящему времени эта программа в основном выполнена. В области высокой энергии будут уточнены значения масс Υ -мезонов. При энергии выше 3,5–5 ГэВ в пучке основной задачей КЕДР становится измерение полного сечения двухфотонного рождения адронов $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{адроны}$. Наличие системы регистрации рассеянных электронов (СРРЭ) повышает эффективность регистрации таких процессов. Также с помощью детектора КЕДР выполняется изучение вероятностей распадов редких состояний, образующихся в процессе e^+e^- взаимодействия.

Схематическое изображение детектора КЕДР показано на рисунке 2.2. Детектор КЕДР включает следующие системы: вершинный детектор, дрейфовую камеру, пороговые азрогелевые черенковские счетчики, времяпролетные сцинтилляционные счетчики, цилиндрический электромагнитный калориметр на основе жидкого криптона, торцевой электромагнитный калориметр на основе кристаллов CsI, сверхпроводящую катушку, мюонную систему, а также систему регистрации рассеянных электронов и позитронов (СРРЭ) и монитор светимости (последние две системы не показаны на рисунке 2.2). Основные физические параметры систем детектора КЕДР представлены в таблице 2.2. Устройство

систем детектора, участвовавших в эксперименте по измерению масс нейтрального и заряженного D -мезонов, описано более подробно в подразделах 2.2.1 — 2.2.10. Системе аэрогелевых черенковских счетчиков посвящена отдельная глава 3. Набор статистики в эксперименте по измерению масс D -мезонов проводился в 2004 году и в 2016–2017 гг. (после ремонта и частичной модернизации детектора КЕДР).

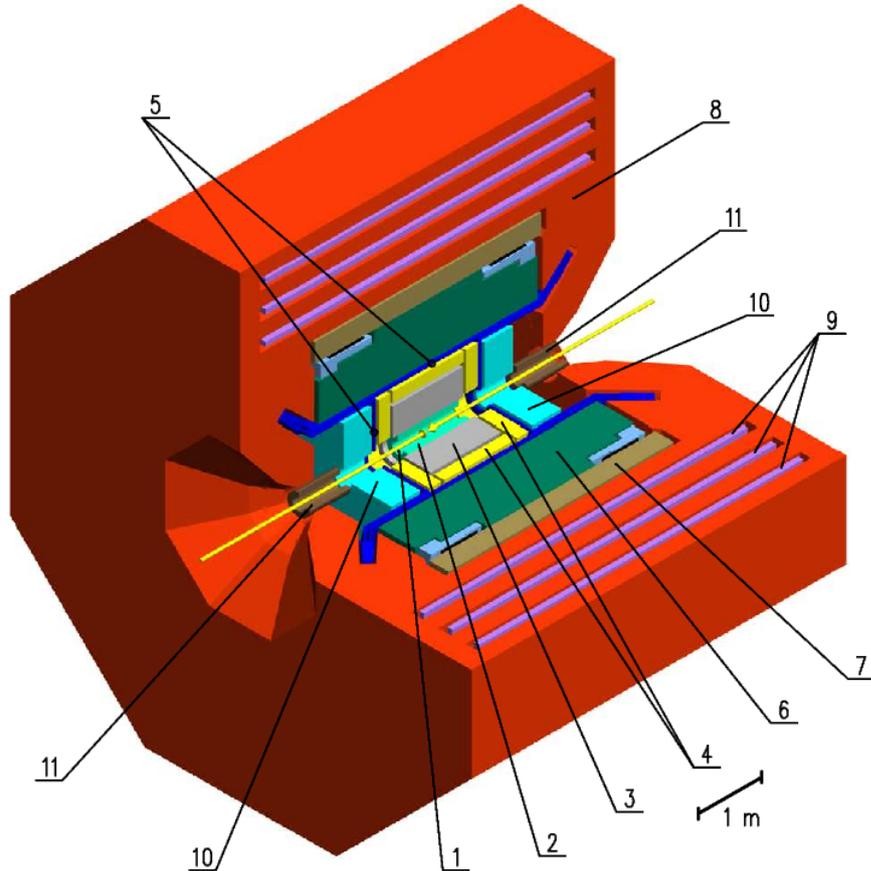


Рисунок 2.2 — Схема детектора КЕДР [2]: 1 — вакуумная камера ускорителя, 2 — вершинный детектор, 3 — дрейфовая камера, 4 — аэрогелевые пороговые черенковские счетчики, 5 — времяпролетные счетчики, 6 — цилиндрический жидкокриптоновый калориметр, 7 — сверхпроводящая катушка, 8 — ярмо, 9 — мюонные камеры, 10 — торцевой CsI калориметр, 11 — компенсирующие катушки

Таблица 2.2 — Основные параметры детектора КЕДР [3]

| Система | $\Omega/4\pi$ | Параметры |
|--|---------------|--|
| Магнит | | 0.6 Тл |
| Вершинный детектор | 0.98 | Простр. разрешение: $\sigma = 220$ мкм |
| Дрейфовая камера | 0.72 | Разр. ДК+ВД: 5.3% на 1 ГэВ/с (2004 г.) π/K разделение на 2σ до 0.67 ГэВ/с K/p разделение на 2σ до 1.2 ГэВ/с |
| Аэрогелевые ЧС | 0.96 | π/K разделение при 0.6–1.5 ГэВ/с |
| Счетчики ТоF, прод. | 0.71 | $\sigma_{ToF} = 360$ пс |
| Счетчики ТоF, торц. | 0.26 | $\sigma_{ToF} = 300$ пс |
| Цилиндрический LKr калориметр | 0.79 | π/K разделение на 2σ : до 0.6 ГэВ/с Энерг. разрешение на 1.8 ГэВ: 3% |
| Торцевой CsI калориметр | 0.21 | Простр. разрешение: $\sigma = 1$ мм Энерг. разрешение на 1.5 ГэВ: 3.5% |
| Мюонные камеры СРРЭ для изучения $\gamma\gamma$ -процессов | 0.67 | Простр. разреш. вдоль трубки: 4 см Рег. расс. e^\pm с углами 0–0.01 рад и энергией $(0.45–0.98) \cdot E_B$ Масса $\gamma\gamma$ -системы: $M_{\gamma\gamma} = 0.14–4$ ГэВ Разрешение по $M_{\gamma\gamma}$: 5–23 МэВ |

2.2.1 Вершинный детектор

Вершинный детектор (ВД) расположен между дрейфовой камерой и вакуумной трубой накопителя и перекрывает телесный угол до $98\% \times 4\pi$ [61–63]. ВД состоит из 312 цилиндрических дрейфовых трубок длиной 670 мм и диаметром 10 мм, которые образуют шесть концентрических слоев, окружающих вакуумную камеру. Для увеличения эффективности регистрации треков соседние слои ВД уложены со сдвигом на полшага.

Дрейфовая трубка состоит из цилиндрического катода и центральной анодной проволоочки, закреплённой в торцевых пробках посредством обжима в пинах. Внутренний объём каждой трубки независимо продувается рабочей газовой смесью. В качестве газовой смеси в ВД используется Ar/CO₂ (в пропорции 70/30) под избыточным давлением около 0,1 атм. Трубки работают в режиме пропорционального усиления и позволяют измерять расстояние от трека заряженной частицы до центра трубки по времени дрейфа ионизации. Катод трубки изготовлен из однослойного алюминизированного лавсана толщиной 20 мкм с

толщиной алюминия 0,1 мкм. Суммарная толщина вещества в ВД составляет около $0,2\%X_0$, что значительно меньше толщины вещества вакуумной камеры. В качестве анода используется позолоченная проволока из вольфрам-рениевого сплава диаметром 28 мкм. Конструктивно ВД выполнен в виде двух разъёмных полуцилиндров. Трубки крепятся во фланцах в форме полуколец, которые базируются на вакуумной камере накопителя (рисунок 2.3). Подача высокого напряжения, съём сигнала с анодной проволоочки и заземление выполнены индивидуально для каждой трубки.

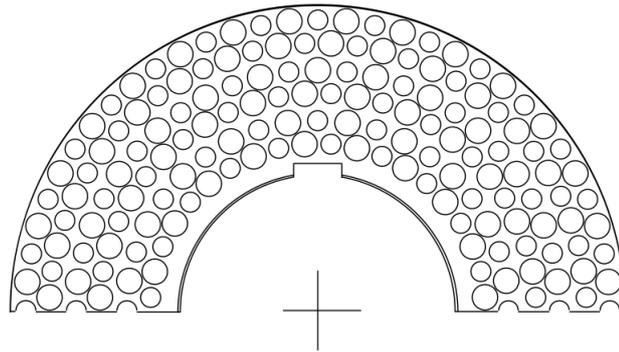


Рисунок 2.3 — Фланец вершинного детектора [63]

Среднее по трубке пространственное разрешение ВД составляет 220 мкм. При работе в детекторе информация с ВД обрабатывается совместно с данными дрейфовой камеры для восстановления треков заряженных частиц. При обработке физического анализа, представленного в данной работе, ВД не использовался для измерения отлета D -мезонов. Срабатывание трубочек ВД используется для формирования решения вторичного триггера, что помогает существенно подавлять фон.

2.2.2 Дрейфовая камера

Дрейфовая камера (ДК) детектора КЕДР имеет цилиндрическую форму и занимает пространство, ограниченное двумя цилиндрическими обечайками длиной 1100 мм и двумя торцевыми пластинами (рисунок 2.4) [64–67]. Внутренняя обечайка диаметром 250 мм выполнена из углепластика толщиной 1,5 мм для уменьшения многократного рассеяния при совместном измерении импульса по ВД и ДК. Внешняя обечайка диаметром 1070 мм изготовлена из стеклотекстолита толщиной 5 мм. На внутренние поверхности обечаек наклеен фольги-

рованный стеклотекстолит толщиной 0,1 мм, на который подаётся высокое напряжение для выравнивания полей в крайних слоях ДК и уменьшения расстояния между последним слоем ячеек и обечайкой. Проволочки натянуты между двумя торцевыми пластинами из стеклотекстолита толщиной 20 мм. Толщина вещества в ДК составляет $5,1\%X_0$.

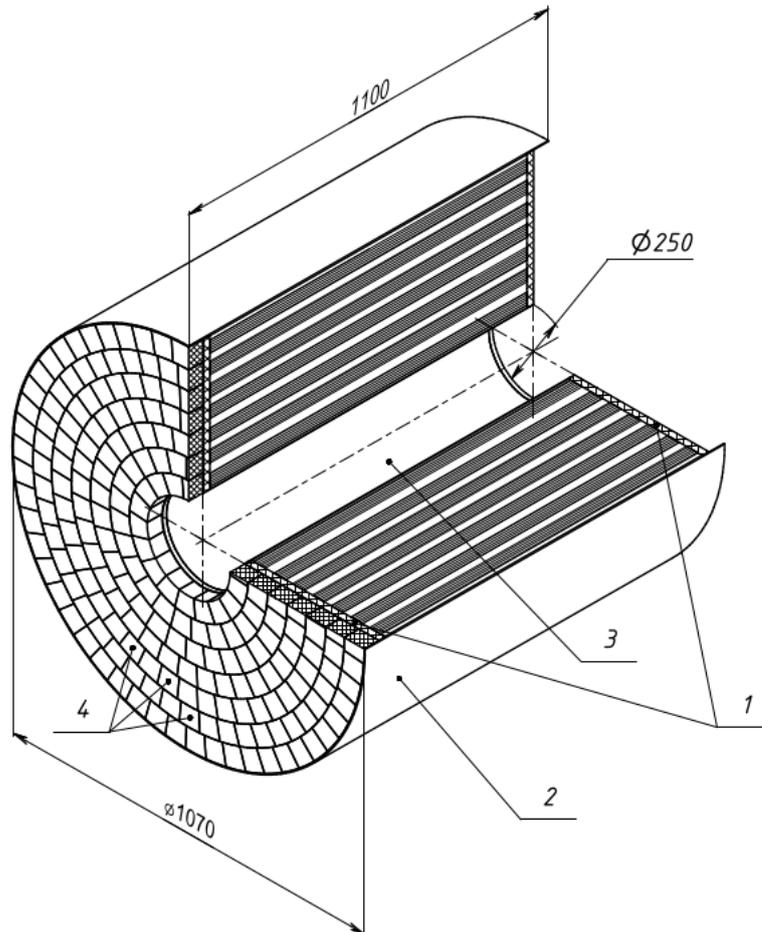


Рисунок 2.4 — Схема дрейфовой камеры [1]: 1 — торцевые пластины; 2 — внешняя обечайка; 3 — внутренняя обечайка; 4 — предусилители

Дрейфовая камера состоит из 7 концентрических цилиндрических супер-слоев ячеек, из которых 3 четных — стереослои. В четырёх аксиальных слоях проволочки параллельны оси пучков, а в трёх стереослоях имеют угол наклона к оси пучков $0,1$ рад. Наличие стереослоёв позволяет определять продольную z -координату, вдоль оси пучков. Камера содержит 1512 анодных проволочек и дает 42 измерения координаты и ионизационных потерь для частицы, пересекающей всю камеру. Ячейка содержит восемь анодных проволочек, шесть из которых — чувствительные, то есть с них снимается сигнал (рисунок 2.5). Радиальное расстояние между анодными проволочками равно 4,5 мм. Анодные проволочки диаметром 28 мкм изготовлены из позолоченного вольфрама. Справа

и слева от плоскости с анодными проволочками на расстоянии $\pm 3,5$ мм расположены два ряда фокусирующих проволочек. Распределение потенциалов на полевых проволочках создает однородное поле в дрейфовом промежутке равное $1,5$ кВ/см. Полевые проволочки расположены с шагом около $4,5$ мм. Плоскости с анодными, фокусирующими и замыкающими ячейку полевыми проволочками повернуты на угол 3° (угол Лоренца для электронов, дрейфующих в ячейке при индукции магнитного поля $1,8$ Тл) по отношению к радиусу, проведенному из центра камеры. Радиальный размер ячейки равен 36 мм, максимальное расстояние дрейфа около 30 мм. В качестве рабочего газа был выбран чистый диметиловый эфир (ДМЭ, C_2H_6O) под давлением $1,06$ атм. В ДК детектора КЕДР достигнуто пространственное разрешение 115 мкм в аксиальных и 220 мкм в стереослоях.

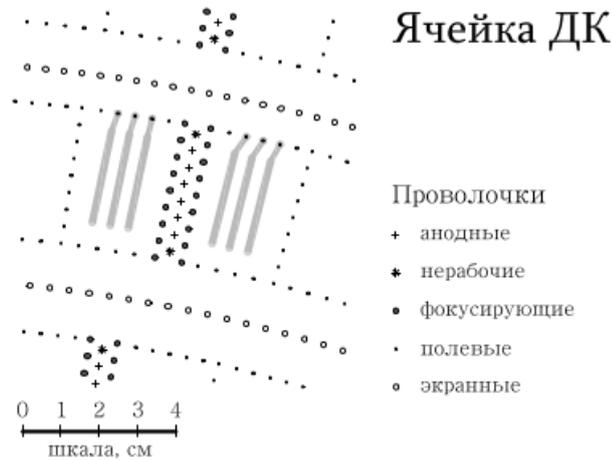


Рисунок 2.5 — Ячейка дрейфовой камеры [1]

Для восстановления треков в ДК используется информация о сработавших каналах электроники – «хитах». Под «хитом» понимается набор параметров: номер сработавшей проволочки, измеренные амплитуда и время дрейфа. Каждому времени прихода сигнала на анодную проволочку соответствует изохрона, которая представляет собой дугу окружности и параметризуется тремя зависимостями: $x(t)$, $y(t)$, $r(t)$, где $t = t_0 - t_{ТАМ}$, t_0 – время соответствующее привязке канала к времени запуска первичного триггера, $t_{ТАМ}$ – время измеренное платой ТАМ (Time, Amplitude, Multiplexor), выполненной в стандарте КЛЮКВА, $x(t), y(t)$ – координаты точки пересечения изохроны и центральной линии дрейфа (линия дрейфа, максимально удаленная от линий дрейфа, приходящих на другие проволочки), приходящей на изохроны в системе отсчета ячейки. Центр окружности соответствует точке $(x(t) - r(t), y(t))$, а ее радиус

$r(t)$. В процедуре калибровки y и r рассматриваются как функции переменной x . Калибровка ДК проводится на треках космических частиц, методом последовательных приближений. Начальное приближение зависимости $x(t)$ находится интегрированием временного спектра или берется по предыдущей калибровке, а для зависимостей $y(x)$ и $r(x)$ используются данные моделирования, полученные программой GARFIELD [68].

Импульсное разрешение трековой системы, полученное по заходам с космическими мюонами, в 2004 году составляло $\sigma_p^2/p^2 = 2,9\%^2 + (4,5\% \times p[GeV])^2$, а в 2016-2017 годах $\sigma_p^2/p^2 = 3,5\%^2 + (5,5\% \times p[GeV])^2$.

2.2.3 Время-пролётная система

Время-пролётная система (ВПС) детектора КЕДР состоит из продольной и торцевой частей (рисунок 2.6) [1].

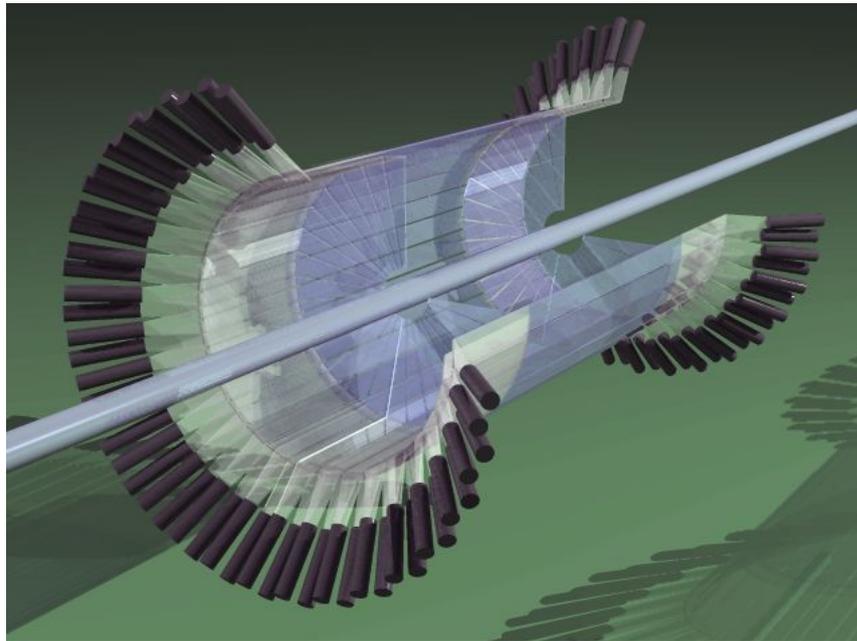


Рисунок 2.6 — Время-пролётная система [1]

Продольная часть содержит 32 сцинтилляционных счетчика толщиной 10 мм и длиной чувствительной части 1640 мм. Счетчик просматривается двумя фотоумножителями с противоположных сторон. Счетчики уложены вплотную друг к другу параллельно оси пучков на расстоянии 715 мм от центра

вакуумной камеры. Перекрываемый телесный угол для продольных счетчиков составляет $0,71 \times 4\pi$.

Торцевая часть системы состоит из 64-х сцинтилляционных счетчиков (по 32 на каждом торце), толщиной 20 мм в форме равнобедренной трапеции с высотой 517 мм и основаниями 143 мм и 29 мм. Расстояние от места встречи до плоскости счетчиков 735 мм, от оси пучков до края счетчика 150 мм. Счетчики уложены вплотную друг к другу перпендикулярно оси пучков, каждый из них просматривается одним фотоумножителем. Телесный угол для торцевой части равен $0,26 \times 4\pi$, а для всей системы $0,97 \times 4\pi$.

В качестве материала для время-пролётных счётчиков используется пластический сцинтиллятор Bicron-408. Для регистрации сцинтилляционного света в системе применяются ФЭУ XR2262. Установленные на световодах ФЭУ помещены внутрь магнитных экранов.

Каждый ФЭУ имеет два канала оцифровывающей электроники: амплитудный и временной, кроме того сигналы с фотоумножителей поступают на первичный триггер и служат аргументами для формирования запуска для считывания данных детектора. Полное количество каналов равно 256: 128 временных и 128 амплитудных каналов.

Для калибровки системы используются экспериментальные события упругого e^+e^- -рассеяния. Для них разрешение по времени пролёта составляет 300 пс для торцевых счётчиков и 360 пс для продольных счётчиков. Такое разрешение позволяет разделять каоны и пионы на уровне 2σ вплоть до импульсов 600 МэВ/с, а также достаточно эффективно подавлять фон от частиц космического излучения.

В данной работе время-пролетная система использовалась в физическом анализе по измерению массы D^+ мезона в канале распада $K^-\pi^+\pi^+$ для подавление фона от пионов.

2.2.4 Цилиндрический электромагнитный калориметр

В качестве цилиндрической части электромагнитного калориметра детектора КЕДР используется ионизационный калориметр на основе жидкого криптона [69–72]. На рисунке 2.7 изображена конструкция жидко-криптоново-

го (LKr) калориметра детектора КЕДР. LKr-калориметр представляет собой набор цилиндрических ионизационных камер. Внутренний радиус калориметра равен 75 см, толщина – 68 см или $14,8X_0$. Калориметр покрывает телесный угол $0,79 \times 4\pi$ (интервал полярных углов $38^\circ \div 142^\circ$). Полное количество жидкого криптона равно 27 тонн. Electroды камер изготовлены из листов стеклотекстолита (G10) толщиной 0,5 мм, покрытого с двух сторон медной фольгой толщиной 18 мкм. Всего в калориметре 35 слоёв электродов. Зазор анод-катод составляет 19,5 мм, рабочее напряжение – 1 кВ. Система электродов собирается в криостате с экранно-вакуумной термоизоляцией, внутренний объём которого изготовлен из алюминия, а внешний – из нержавеющей стали. Внутри криостата, на внешнем радиусе фланцев, для экономии криптона монтируются алюминиевые кольца-вытеснители. В холодном и тёплом фланцах сварены стеклянные разъёмы для вывода сигналов из калориметра. С внешней стороны алюминиевого объёма приварены трубки, через которые продувается жидкий азот, для охлаждения калориметра.

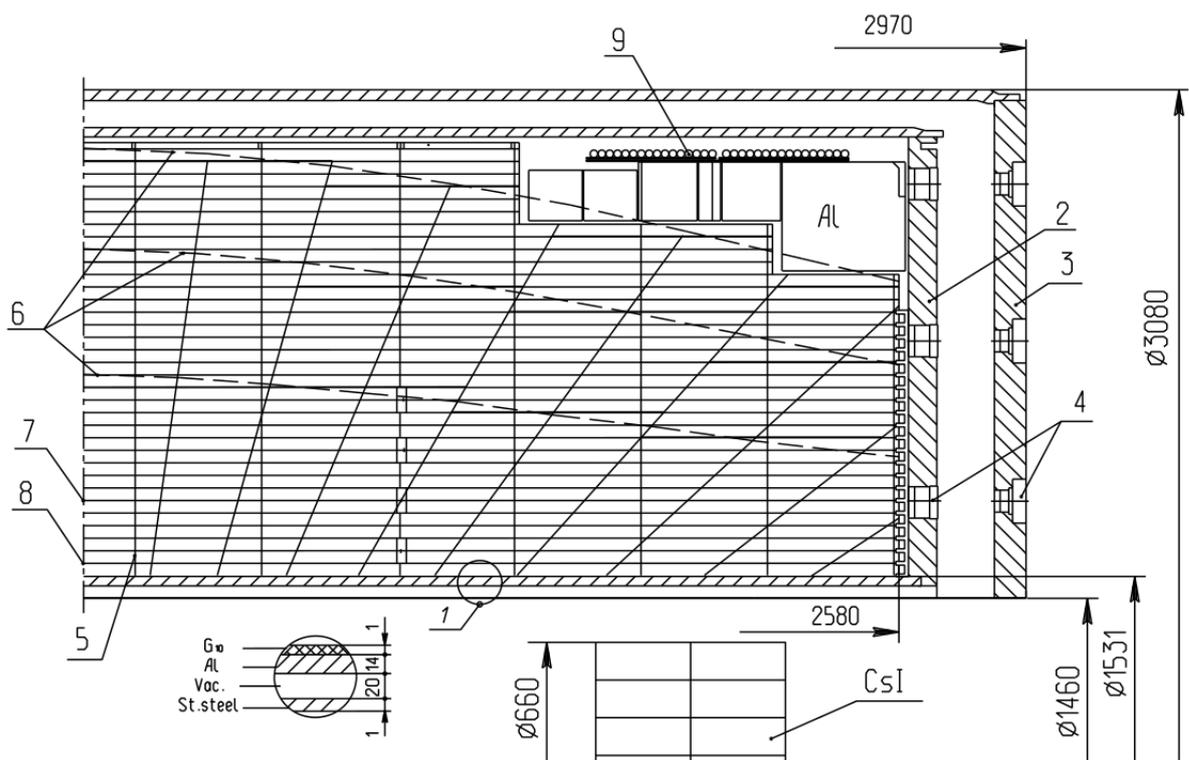


Рисунок 2.7 — Схема LKr-калориметра [1]: 1 — входная стенка, 2 — холодный фланец, 3 — тёплый фланец, 4 — разъёмы, 5 — проставки, 6 — линии равной толщины, 7 — координатные электроды, 8 — высоковольтные электроды, 9 — платы разводки высокого напряжения и разделительных ёмкостей

На рисунке 2.8 схематично изображена система электродов калориметра. Съём сигнала для измерения энергии осуществляется с высоковольтных электродов, которые разбиты на прямоугольники, соединённые между собой по радиусу так, что образуют ячейки (“башни”) калориметра, ориентированные на место встречи. На ближнем к пучку радиусе ячейки имеют поперечный размер $10 \times 10 \text{ см}^2$, который по мере удаления от пучка увеличивается. По радиусу калориметр имеет три слоя таких ячеек. Заземлённые электроды первого слоя разбиты на полосы для измерения координат. Всего имеется 4 плоскости для измерения z координаты и 4 плоскости для измерения угла φ , которые чередуются друг с другом. Ширина ячеек и полосок увеличивается вдоль z по мере удаления от центра калориметра, чтобы обеспечить одинаковое разрешение по полярному углу. Общее число каналов регистрирующей электроники калориметра равно 9600, из них 4608 каналов предназначены для измерения энергии и 4992 – для измерения координат.

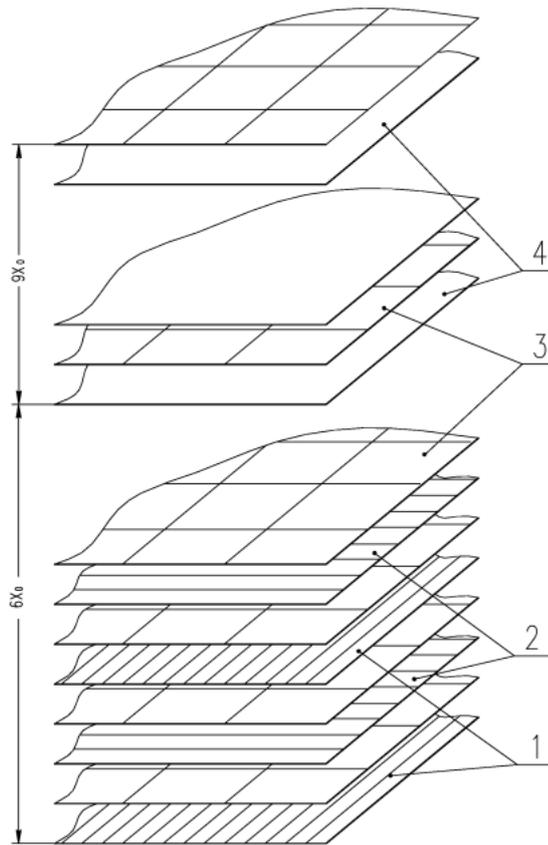


Рисунок 2.8 — Схема электродной структуры калориметра [1]: 1 — φ -полоски, 2 — z -полоски, 3 — высоковольтные электроды, 4 — заземлённые электроды

Энергетическое разрешение калориметра при энергии 1,8 ГэВ было измерено на событиях упругого e^+e^- -рассеяния и составило 3,0%. Пространственное разрешение LKr для минимально ионизирующих частиц составляет около 1 мм.

2.2.5 Торцевой электромагнитный калориметр

Торцевой калориметр детектора КЕДР создан на основе сцинтилляционных кристаллов CsI(Na) с регистрацией света вакуумными фототриодами (ФТ) [73; 74]. Основные свойства кристаллов йодистого цезия: плотность $\rho=4,51$ г/см³, $dE/dx= 5,6$ МэВ/см, $X_0=1,86$ см, мольеровский радиус равен 3,57 см, слабая гигроскопичность, максимум люминесценции при $\lambda_{max}=420$ нм, показатель преломления для λ_{max} равен 1,84, время высвечивания 630 нс, световой выход равен 40×10^3 фотонов/МэВ.

Торцевой калориметр состоит из двух частей, расположенных вокруг вакуумной камеры симметрично относительно области взаимодействия e^+e^- пучков. Он охватывает область полярных углов $6^\circ \div 38^\circ$ и $142^\circ \div 174^\circ$, что соответствует $0,21 \times 4\pi$ телесного угла. Каждая часть включает в себя четыре модуля и внутреннюю систему, состоящую из отдельных счётчиков (рисунок 2.9а). Модуль собран из 74 блоков. Блок модуля торцевого калориметра состоит из двух кристаллов CsI(Na) с размерами $60 \times 60 \times 150$ мм (рисунок 2.9б), его полная длина составляет 300 мм или $16,1 X_0$. Система внутренних счётчиков, находящаяся вблизи вакуумной камеры накопителя, содержит 24 кристалла длиной 300 мм. Всего в калориметре 1232 кристалла.

Энергетическое разрешение калориметра, полученное по событиям упругого e^+e^- рассеяния, составляет 3,5% при энергии частиц 1,5 ГэВ. Пространственное разрешение калориметра при этой энергии составляет 8 мм.

2.2.6 Магнитная система

Магнитная система состоит из основного соленоида, двух одинаковых компенсирующих соленоидов, и железного ярма (рисунок 2.10) [75]. В эксперимен-

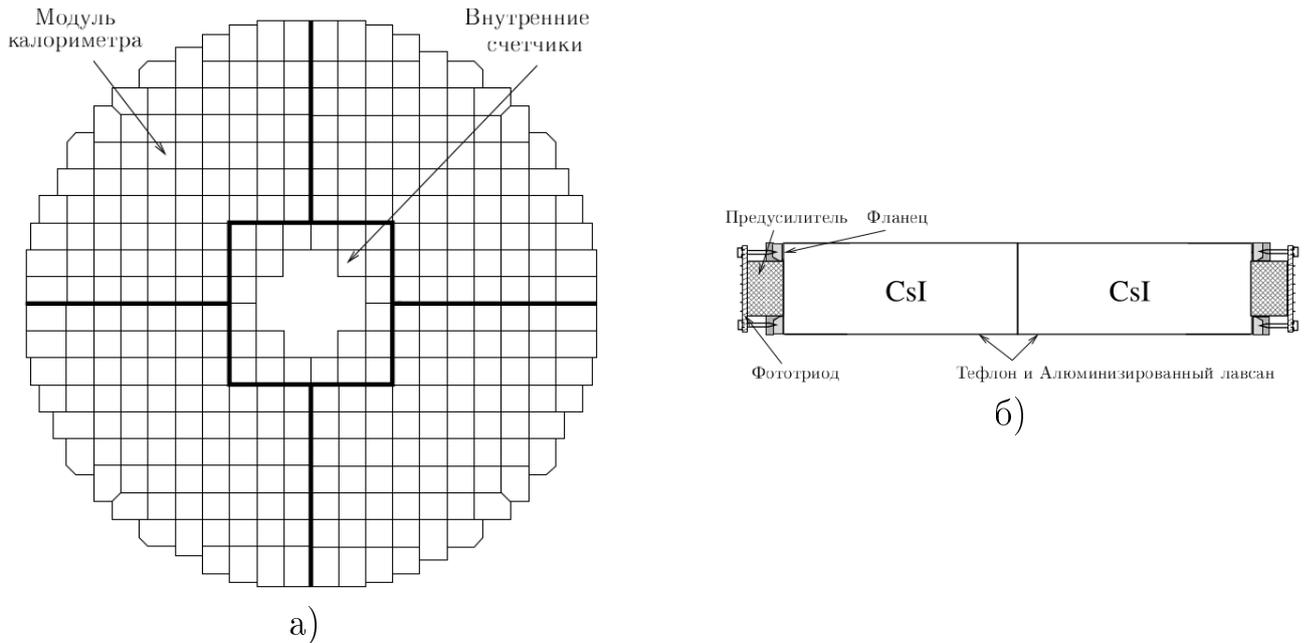


Рисунок 2.9 — а) Схема торцевого калориметра детектора КЕДР; б) Блок торцевого калориметра детектора КЕДР [1]

те, обсуждаемом в настоящей работе, величина магнитного поля составляла 0,6 Тл.

Постоянное однородное магнитное поле величиной 0,6 Тл вдоль траектории пучков в детекторе создаёт основной сверхпроводящий (СП) соленоид длиной 2,84 м, внутренним диаметром 3,24 м и толщиной 4,5 мм (14 мм — с учётом бандажа). СП обмотка основного соленоида состоит из 568 витков СП кабеля NbTi/Cu (с соотношением 2:3) прямоугольного сечения (1,6 мм×3,8 мм). Витки попарно уложены в спиральную канавку размером 3,5 мм×4,5 мм, проточенную с шагом 5 мм снаружи внутренней стенки кольцеобразного гелиевого сосуда из нержавеющей стали, и пропаяны припоем ПОС-61. Металлический корпус гелиевого сосуда является бандажом для обмотки и, в то же время, обеспечивает распределённое электрическое шунтирование каждого её витка, защищая при нарушении сверхпроводимости от разрушения запасённой энергией магнитного поля, которая выделяется в виде тепла. Обратные витки основного СП соленоида впаяны в массивную медную шину, закреплённую на изоляторах внутри гелиевого сосуда. Эти витки охлаждаются непосредственно жидким гелием, тогда как витки основной обмотки — через 10-мм стенку гелиевого сосуда из нержавеющей стали. Гелиевый сосуд имеет экранно-вакуумную теплоизоляцию и теплозащитный экран из алюминиевой фольги с припаянной к ней медной трубкой для циркуляции жидкого азота.

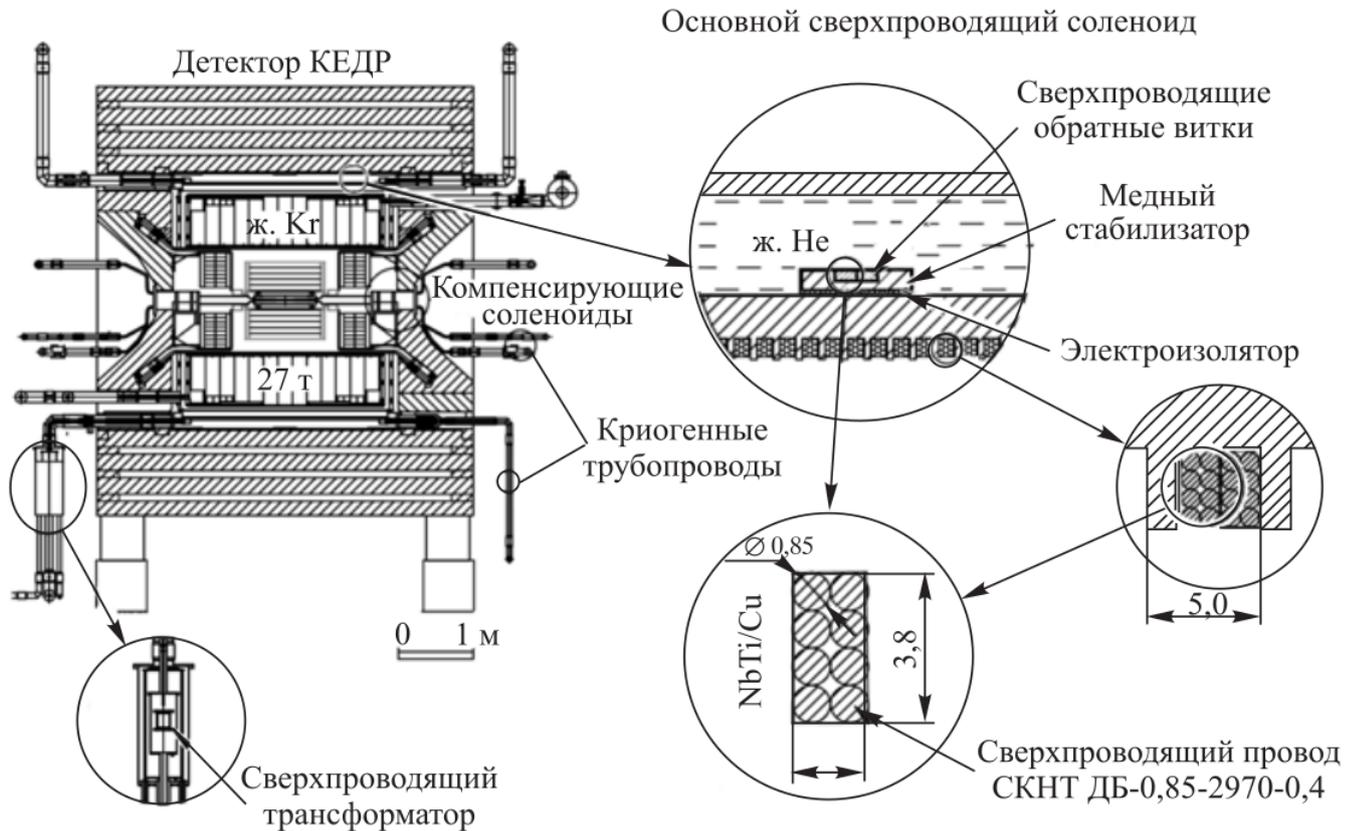


Рисунок 2.10 — Конструкция сверхпроводящего соленоида [2]

Назначение компенсирующих соленоидов — зануление интеграла продольного магнитного поля вдоль траектории движения пучков в детекторе. Магниты расположены в центрах полюсов ярма. Вакуумные теплоизолирующие полости их криостатов сообщаются с вакуумной камерой ВЭПП-4М, обеспечивая её дополнительную криосорбционную откачку на части поверхности гелиевых сосудов. Обмотка компенсирующего соленоида состоит из двух одинаковых многослойных катушек, соединённых последовательно. Для намотки катушек использованы NbTi/Cu провода диаметром 1,0 мм (внутренние слои) и 0,7 мм (внешние слои).

Железное ярмо весом 740 тонн замыкает магнитный поток основного соленоида, обеспечивая однородность магнитного поля внутри детектора. Ярмо состоит из восьми секций, окружающих детектор в форме правильной восьмигранной призмы, а также двух цилиндрических полюсов. Секция представляет собою набор параллельных железных плит с воздушными промежутками между ними, предназначенными для размещения мюонных камер.

Измерение магнитного поля в детекторе с точностью 10^{-5} осуществляется двумя датчиками ЯМР, расположенными справа и слева от места встречи, вблизи вакуумной камеры ВЭПП-4М. Показания этих датчиков используются для

стабилизации магнитного поля в детекторе при проведении эксперимента. Для измерения магнитного поля в области дрейфовой камеры детектора, вблизи неё расположены 12 датчиков Холла, которые измеряют радиальную и продольную компоненты поля с точностью $5 \cdot 10^{-4}$.

2.2.7 Мюонная система

Мюонная (пробежная) система предназначена для разделения мюонов и адронов по отличию длины пробега в веществе детектора и для подавления событий с космическими мюонами [76; 77]. Система построена на основе цилиндрических газовых проволочных камер, работающих в самогасящемся стримерном (СГС) режиме — так называемых стримерных трубок.

Блоки мюонной системы расположены в три слоя внутри ярма магнита детектора, и в соответствии с восьмигранной формой ярма блоки сгруппированы в октанты. Таким образом, железо ярма служит поглотителем. Толщина железа перед каждым слоем мюонной системы — 23 см ($1,4 X_0$). Система состоит из 2208 стримерных трубок. Каждая трубка изготовлена из нержавеющей стали толщиной 300 мкм и имеет длину 4,5 м и диаметр 4 см. По оси трубки натянут анод — проволочка диаметром 100 мкм из позолоченного молибдена. Торцы трубки закрыты изолирующими пробками из капронита, герметично фиксирующими анод и имеющими отверстия для продувки рабочей газовой смеси. В мюонной системе используется смесь аргон + углекислый газ + н-пентан. В различные периоды работы соотношение компонент несколько менялось: (63 : 30 : 7), (68 : 25 : 7), (60 : 32 : 8).

Трубки объединяются в блоки (рисунок 2.11). В каждом блоке трубки фиксируются с помощью четырёх дюралюминиевых матриц, две из которых расположены у концов трубок, а две других — на расстоянии $1/3$ длины трубок от концов. На торцевых матрицах установлены платы камерной электроники и разводки высокого напряжения, закрытые защитными кожухами. Блок имеет разъёмы для подачи питания, высокого напряжения, калибровочных сигналов, управления порогом дискриминаторов, выходной сигнальный разъём и трубки для подвода и отвода рабочей газовой смеси. Чтобы уменьшить вред от выхода отдельного канала из строя, трубки в блоке размещены в два слоя со сдвигом

на радиус трубки. Для уменьшения числа каналов электроники анодные проволочки трубок соединены последовательно по четыре (в некоторых каналах – по шесть). Трубки соединяются, как правило, через одну, чтобы уменьшить вероятность срабатывания нескольких трубок одного канала от одной частицы.



Рисунок 2.11 — Блок мюонной системы на стенде [77]. Защитный кожух снят, видна камерная электроника

Среднее пространственное разрешение по продольной координате мюонной системы в детекторе составляет около 4 см. Средняя эффективность регистрации частиц первого слоя составляет 97,6%, второго — 98,3%, третьего — 90,5%.

2.2.8 Монитор светимости

Для оперативного измерения светимости в эксперименте КЕДР используется монитор светимости [1; 2], регистрирующий события однократного тормозного излучения (ОТИ). Монитор светимости представляет собой два электромагнитных калориметра, расположенных на оси сталкивающихся пучков с обеих сторон от места встречи на расстоянии около 18 м. В качестве калориметра используется сэндвич, состоящий из чередующихся пластин сцинтилляционной пластмассы (время высвечивания ≈ 3 нс) и свинца (рисунок 2.12). Каждый сэндвич состоит из четырёх одинаковых блоков. Блок содержит 25 слоёв свинца

толщиной 1 мм, которые перемежаются пластинами сцинтилляционной пластмассы толщиной 5 мм. К пластинам сцинтиллятора с обеих сторон приклеены световоды в виде прямоугольных пластин оргстекла. Каждый блок сэндвича просматривается четырьмя ФЭУ, всего используется 16 ФЭУ на сэндвич. В световоды вклеены светодиоды, которые служат для проверки работоспособности ФЭУ. Полная толщина сэндвича равна $18X_0$. Для измерения светимости суммируются сигналы с четырёх блоков и этот сигнал, пропорциональный энергии фотона, подаётся на дискриминатор с фиксированным порогом. По частоте срабатывания дискриминатора вычисляется светимость. Измерения в электронном и позитронном направлении дают статистически независимые результаты. Систематическая ошибка измерения светимости составляет $5\% \div 20\%$ в случае длительного (несколько месяцев) эксперимента.

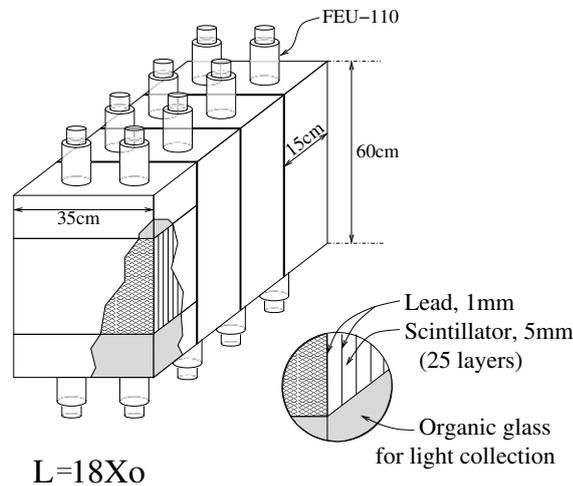


Рисунок 2.12 — Устройство сцинтилляционных сэндвичей монитора светимости e^+e^- -коллайдера ВЭПП-4М [1]

2.2.9 Триггер

Аппаратный триггер детектора КЕДР имеет двухуровневую структуру [78]. Он включает в себя первичный (ПТ) и вторичный (ВТ) триггеры. В первичном триггере используются сигналы время-пролетной системы, барельного и торцевого калориметров и системы регистрации рассеянных электронов. Во вторичном триггере в дополнение к перечисленным системам используются дрейфовая камера, вершинный детектор и мюонная система.

По сигналам ПТ или данным ВТ детектора формируются так называемые «аргументы» триггера. На событии каждый аргумент принимает значение «истина» или «ложь» в зависимости от того, выполнено или нет соответствующее ему условие. Примерами аргументов являются: CsI1 и CsI2 — срабатывания торцов одного или другого CsI-калориметра, соответственно; LKr — срабатывание супербашен (объединение $2 \times 2 \times 2$ смежных башен первых двух слоёв калориметра) цилиндрического калориметра; SC1, SC2, SC3 — срабатывание 1, 2, или 3 счётчиков время-пролетной системы; DCxx — срабатывания несмежных ячеек дрейфовой камеры (первая цифра в названии аргумента — номер слоя, вторая — минимальное число сработавших ячеек); STxx, SExx, SBxx — наличие кластеров в калориметре (Т — весь калориметр, Е — только торцевой, В — только цилиндрический. Первая цифра — низкий или высокий порог, вторая — количество кластеров.).

Решение триггера формируется набором блоков, называемых масками. В маску загружается позиционный код требуемых в событии аргументов. При наличии всех заданных аргументов маска выдаёт сигнал положительного решения. Условие срабатывания триггера представляет собой логическое ИЛИ всех масок.

2.2.10 Система сбора данных

Система сбора данных (ССД) детектора КЕДР основана на спецкрейтах стандарта КЛЮКВА, разработанных в ИЯФ СО РАН [79; 80]. Число каналов электроники составляет около 15 тысяч. В каждом спецкрейте КЛЮКВА могут быть размещены 16 информационных плат (ИП), предназначенных для оцифровки поступающей информации с детектора, и служебные платы — интерфейс вторичного триггера (ИВТ), размножитель служебных сигналов (РСС) и процессор вывода (ПВ), имеющий два буфера данных объёмом 2 кБ. Контроль за набором статистики выполняется триггером, встроенным в систему сбора данных, и программой считывания событий, связанных с ЭВМ блоками обмена (БО) в стандарте КАМАК [81]. Синхронизация и управление системой, состоящей из 84 спецкрейтов, осуществляется центральным синхронизирующим

устройством (ЦСУ) в стандарте КАМАК, сигналы от которого поступают во все платы крейтов КЛЮКВА через РСС.

Пропускная способность ССД составляет ~ 200 Гц. Средний размер записи события составляет 2–4 килобайта. Поток данных делится на отдельные файлы («заходы»), содержащие примерно по 300 тысяч событий (около одного гигабайта). Характерные загрузки ПТ и ВТ в течение описываемого в работе эксперимента по измерению масс D -мезонов на фоновых событиях составляли 3 кГц и 50 Гц, соответственно.

Глава 3. Система аэрогелевых черенковских счетчиков АШИФ детектора КЕДР

3.1 Описание системы

Для выполнения физической программы детектора КЕДР необходимо иметь систему выполняющую π/K -разделение с хорошей степенью достоверности в диапазоне импульсов от 0,6 до 1,5 ГэВ/с. Например, наличие такой системы позволяет выполнить измерение масс D -мезонов с лучшей точностью. В 1986 г. была начата работа по созданию пороговых аэрогелевых черенковских счетчиков (АЧС). Основное их назначение заключается в регистрации заряженных частиц, импульс которых превышает величину порогового значения

$$P_{\text{пор}} = \frac{mc}{\sqrt{n^2 - 1}}, \quad (3.1)$$

где m — масса частицы, c — скорость света, n — показатель преломления черенковского радиатора. Пороговые черенковские счетчики используются в случае необходимости разделять частицы разных типов с известным импульсом. Подбором радиатора добиваются ситуации, когда более легкая частица излучает, а другая, более тяжелая имеет допороговую скорость (не излучает черенковское излучение). С 1986 г. ведутся совместные работы в Новосибирске по производству аэрогеля Институтом катализа им. Г. К. Борескова СО РАН и ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН. Освоено производство аэрогелей с показателем преломления $n = 1,006 \div 1,13$ с хорошей прозрачностью [82–84]. Первый проект порогового счетчика был основан на прямом светосборе на ФЭУ [85; 86]. В 1990 г. было проведено успешное испытание прототипа. Основным недостатком метода прямого светосбора является необходимость использовать большое число ФЭУ с большой площадью фотокатода. Малая длина рассеяния света в аэрогеле ($2 \div 4$ см для 400 нм) и длина поглощения света (от десятков сантиметров до нескольких метров), определяют малый размер счетчика. На практике размер счетчика при прямом светосборе на фотоумножитель не превышает $10 \div 20$ см. В таком случае количество счетчиков и число ФЭУ в системе будет неприемлемо велико.

В 1991 г. в ИЯФ были начаты работы по созданию счетчиков на основе метода АШИФ (Аэрогель, ШИфтер, Фотоумножитель) для детектора КЕДР. Идея метода состоит в том, чтобы собирать черенковский свет, образованный проходящей частицей в аэрогеле, с помощью пластин переизлучателей спектра (шифтер, или WLS – WaveLength Shifter) расположенных в середине счетчика, и затем с помощью них доставлять переизлученный свет как по световоду (захваченный в угол полного внутреннего отражения) на фотоумножитель. Использование метода АШИФ позволяет увеличить размер счетчиков и уменьшить количество фотоприемников во всей системе. Первые результаты работ опубликованы в 1992 г. [87].

3.1.1 Конструкция

Система аэрогелевых черенковских счетчиков АШИФ детектора КЕДР показана на рисунке 3.1. Она состоит из 160 счетчиков, расположенных в двух слоях, и покрывает телесный угол $0,96 \times 4\pi$ [86; 88–91]. Полная толщина системы 14 см. По 80 счетчиков расположены в цилиндрической и торцевой частях системы. Количество аэрогеля в системе составляет 1000 литров, с показателем преломления 1,05, что позволяет выполнять π/K -разделение в импульсном диапазоне от 0,6 до 1,5 ГэВ/с на уровне до 4σ . Важной особенностью системы является двухслойная конструкция. Счётчики слоев сдвинуты друг относительно друга по азимутальному углу φ на половину корпуса, а также цилиндрические счетчики изготовлены различной длины, для того чтобы блоки с электроникой из двух слоев не перекрывались. В этом случае частица из точки взаимодействия с импульсом выше 0,6 ГэВ/с не пересекает шифтеры и боксы с электроникой в обоих слоях. Это позволяет идентифицировать частицу, используя информацию с двух слоёв системы, и небольшую только с одного слоя ($\sim 20\%$).

Конструкция цилиндрического и торцевого счетчиков системы АШИФ показана на рисунке 3.2. Корпуса счетчиков изготовлены из дюралюминия толщиной 1 мм. Внутренние стенки счетчиков покрыты диффузно-отражающим материалом на основе политетрафторэтилена (ПТФЭ или тефлон), имеющим коэффициент отражения 98%. Переизлучатель-световод или шифтер используемый в счетчиках изготовлен на основе поли-

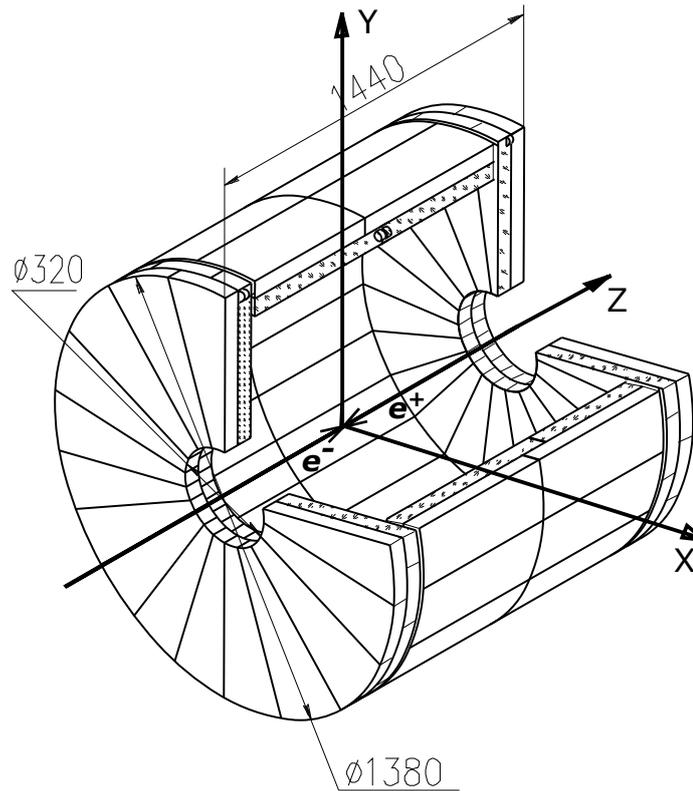


Рисунок 3.1 — Схема системы АШИФ детектора КЕДР [90]

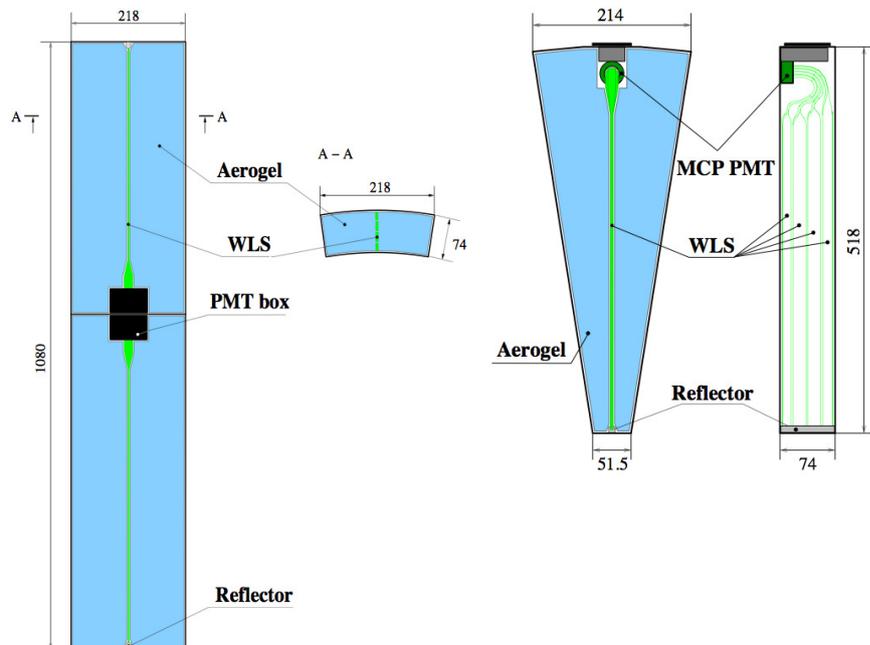


Рисунок 3.2 — Конструкция двух цилиндрических (слева) и торцевого (справа) счетчиков АШИФ детектора КЕДР [91]

метилметакрилата (ПММА), в котором содержится переизлучатель ВВQ (benzo(de)benzo(4.5)imidazo(2.1-a)isoquinolin-7-one) (150 мг ВВQ на 1 кг ПММА). Разработка переизлучателей производилась совместно НИИ Полимеров им. В.А. Каргина (г. Дзержинск) и ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН. Переизлучатели производились в виде листов толщиной 3 мм. Резка, полировка, придание необходимой формы и контроль качества шифтеров производились в ИЯФ. Переизлучатель с ВВQ поглощает свет от 280 до 450 нм. Черенковские фотоны поглощаются и переизлучаются с эффективностью, близкой к 100%. Этот переизлучатель имеет узкий спектр излучения с максимумом на длине волны 500 нм. Примерно половина излученных фотонов попадает в условия полного внутреннего отражения и транспортируется к фотоумножителю, который расположен на конце шифтера, а на противоположном конце установлен отражатель из ПТФЭ. Коэффициент светосбора на шифтер достаточно велик, так как шифтер располагается недалеко от точки излучения, и имеет большую боковую поверхность.

В качестве фотонных детекторов в счетчиках используются фотоумножители на основе микроканальных пластин (ФЭУ с МКП) [92; 93], произведенные в г. Новосибирске АО «Катод» и ООТ «Экран ФЭП». ФЭУ с МКП имеют размер: внешний диаметр – 31 мм, высота корпуса – 17 мм. Диаметр фотокатода составляет 18 мм, тип фотокатода — мультищелочной (Sb-Na-Ca-Sc). Спектральная чувствительность данного типа фотокатода хорошо согласуется со спектром излучения переизлучателя. Квантовая эффективность фотокатода в максимуме чувствительности составляет порядка 23%. Коэффициент сбора фотоэлектронов на МКП равен 0,6. ФЭУ с МКП способны работать в магнитных полях до 4,5 Тл [94].

В 2003 г. внутренний (первый) слой системы из 80 счетчиков был установлен в детектор и запущен в эксплуатацию. Из-за неудачной конструкции узлов крепления ФЭУ с МКП в магнитном поле произошел их поворот, что привело к падению эффективности регистрации частиц в цилиндрических счетчиках. В 2011 г. во время ремонта и модернизации систем детектора КЕДР счетчики были разобраны и отремонтированы. В 2008 г. был произведен внешний (второй) слой системы. Весь детектор КЕДР был собран в ноябре 2013 г. с проектными 160 счетчиками АШИФ.

3.1.2 Регистрирующая электроника

Заряд с анода ФЭУ преобразуется зарядово-чувствительным предусилителем в парафазный сигнал, который выводится из детектора и подается на вход плат оцифровывающей электроники по длинному кабелю (~ 40 м).

Для оцифровки сигналов в ИЯФ была разработана специальная электронная плата А6 в стандарте КЛЮКВА, имеющая 6 каналов оцифровки и работающая в режиме *pipe-line*. Всего в системе используется 28 таких плат. Основными элементами схемы являются быстрый 10-разрядный аналогово-цифровой преобразователь (АЦП) и сдвиговый регистр. АЦП измеряет мгновенное значение напряжения с интервалом ~ 55 нс. Сдвиговый регистр служит для сохранения информации на время решения триггера. Для каждого импульса считываются пять значений напряжения, по ним восстанавливаются амплитуда и время прихода импульса (рисунок 3.3). Для контроля за собственными шумами фотоумножителей в схеме есть дискриминатор.

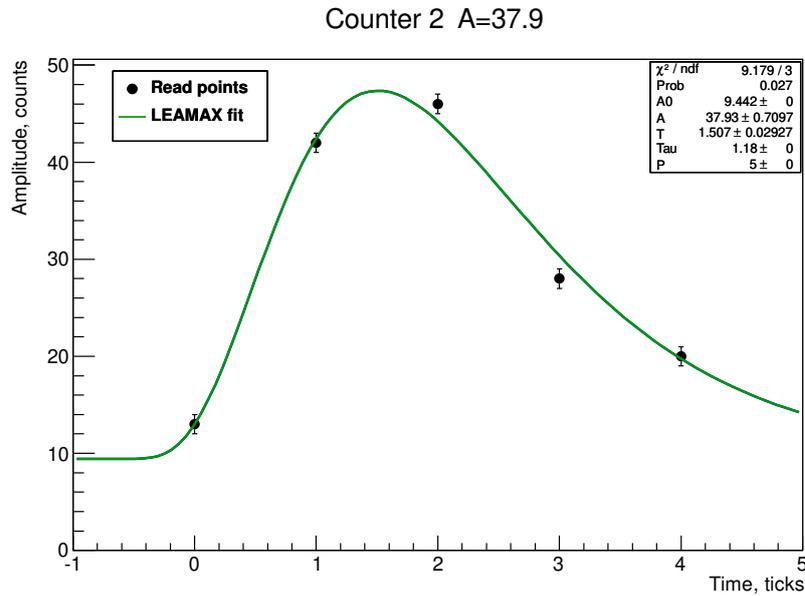


Рисунок 3.3 — Восстановленные пять значений амплитуды (в каналах АЦП) платой А6

3.1.3 Высоковольтное питание и контроль собственных шумов

В системе АШИФ используется два типа ФЭУ с МКП – на основе двух и трех МКП, с напряжением питания в диапазоне от 2400 до 3400 В. Максимальный ток на канал составляет порядка 100 мкА. Эти значения определяют параметры системы высоковольтного питания. Для сохранности ФЭУ с МКП осуществляется индивидуальная выставка напряжения для каждого канала, с возможностью автоматического отключения.

Опорное напряжение, от внешнего источника, подается на вход управляемых высоковольтных модулей-делителей (high voltage module – НVM, 10 штук), которые были специально разработаны для нашей системы в ПИЯФ, г. Гатчина. Один блок НVM, показанный на рисунке 3.4, имеет 16 выходных каналов (BNC-НТ), с индивидуальной настройкой напряжения на каждом. Установка нужного номинала осуществляется путем понижения напряжения от опорного (максимальный интервал 1500 В от опорного). Модули НVM имеют внешнее питание 12 В. Мониторирование напряжение и тока с периодом 8 мс осуществляется напрямую через компьютер с помощью интерфейса на карте PCI.

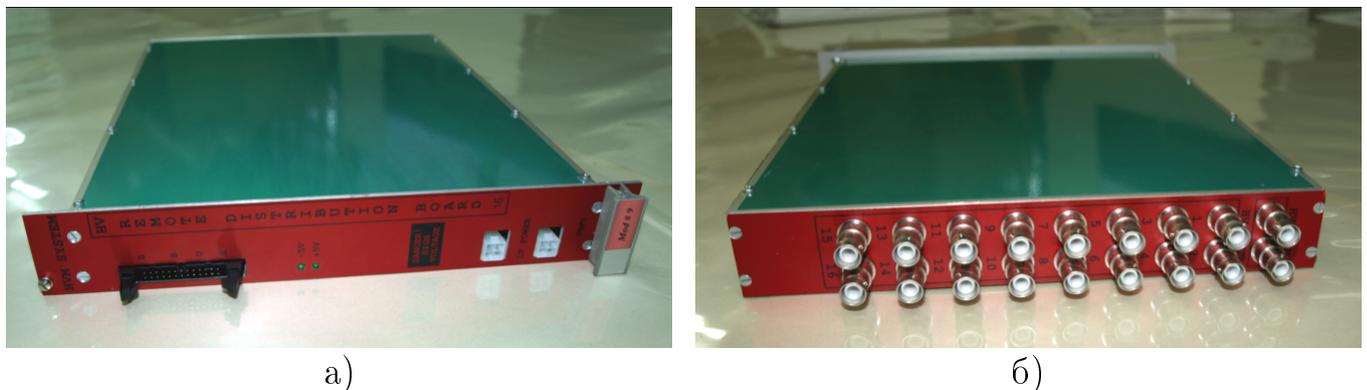


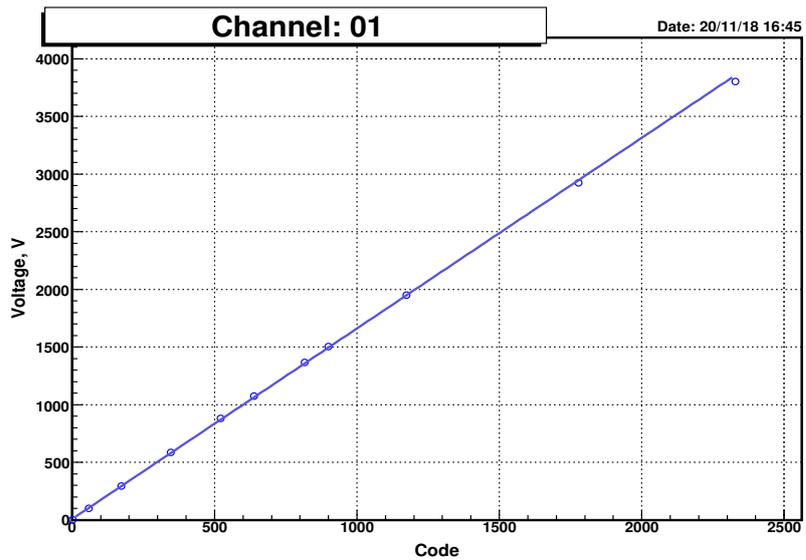
Рисунок 3.4 — Высоковольтный модуль-делитель (HVM): а) лицевая сторона; б) выходные каналы

В ходе эксплуатации модулей НVM происходит постепенная деградация силового транзистора в схеме высоковольтного канала, что приводит к уменьшению интервала регулировки напряжения от опорного. Для выявления данной проблемы и ремонта, перед началом экспериментального сезона регулярно производились калибровки всех модулей НVM (160 каналов). Сначала проводилась калибровка сенсоров напряжения, то есть устанавливается соответствие между читаемыми кодами АЦП и выходным напряжением (рисунок 3.5а). Затем

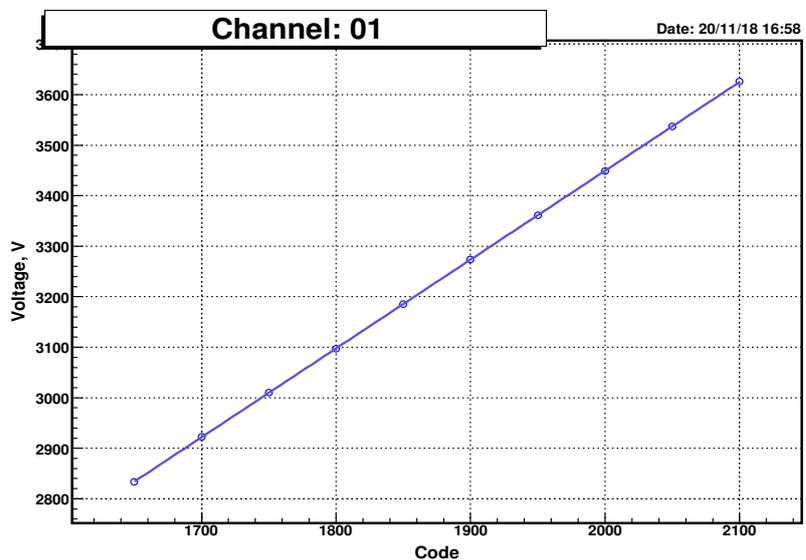
выполнялась калибровка шкалы напряжения, то есть устанавливается соответствия между записываемыми кодами и выходным напряжением цифро-аналогового преобразователя (ЦАП) (рисунок 3.5б). Так же выполнялась калибровка сенсоров по току, которая заключается в установке соответствия между кодами считываемого тока и реальным значением тока (рисунок 3.5в). При калибровке сенсоров по току использовались нагрузочные сопротивления в 10 МОм. В результате калибровки получается обратная зависимость – большим значениям тока соответствуют меньшие коды. Далее выполнялась интерполяция, используя полученные значения. Результаты калибровок модулей НVM заносятся в базу данных и используются при работе системы в эксперименте.

При эксплуатации первого слоя системы АШИФ из 80 счетчиков в качестве опорного источника использовались 5 двухканальных КАМАК блоков Б0308, имеющих ограничение по максимальному току 1,2 мА на канал. Такое ограничение по току не позволяет использовать данные блоки в качестве опорных при эксплуатации двухслойной системы из 160 счетчиков, где каждому из 10 каналов потребовалось бы работать при токах более 1.6 мА на канал. Поэтому в ИЯФ был создан новый высоковольтный источник опорного напряжения в стандарте КАМАК. Основой блока являются 6 высоковольтных преобразователей Н4ОН (ЕМСО: -4 кВ; 3,75 мА; 15 Вт) в одном корпусе КАМАК шириной 4М имеющим 12 выходов (6 каналов имеющие по 2 параллельных выхода). Преобразователь питается от внешнего АС-DC импульсного источника SP-200-24 (Mean Well: 24 В; 8,4 А; 200 Вт). Автором работы была проведена калибровка и проверка стабильности работы нового высоковольтного источника на стенде в течении месяца с нагрузкой на канал в 2,5 МОм. Как видно из рисунка 3.6 источник работает достаточно стабильно. Значение установленного напряжения варьируется в пределах 1,0 В, что составляет 0,026% от установленного напряжения. На рисунке 3.7 показана система высоковольтного питания для двухслойной системы АШИФ.

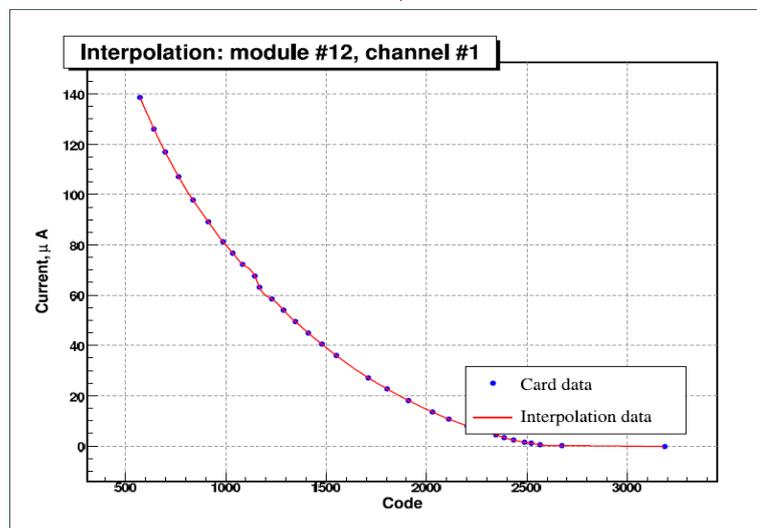
Контроль собственных шумов ФЭУ МКП основан на встроенных в платы А6 дискриминаторах для каждого канала. Аппаратура для контроля шумов представлена на рисунке 3.8. Сигналы с дискриминаторов поступают в крейт КАМАК на семь модулей мультиплексоров К-32. Сигналы, коммутируемые программным образом в мультиплексорах, затем поступают на четыре формирователя импульсов Л0311, и далее на две пересчетки С0301, блокировка которых осуществляется с помощью таймера С2601 в течении секунды. В платах А6 на



a)



б)



в)

Рисунок 3.5 — а) Калибровка сенсоров напряжения НVM; б) Калибровка шкалы напряжения НVM; в) Калибровка сенсоров тока НVM

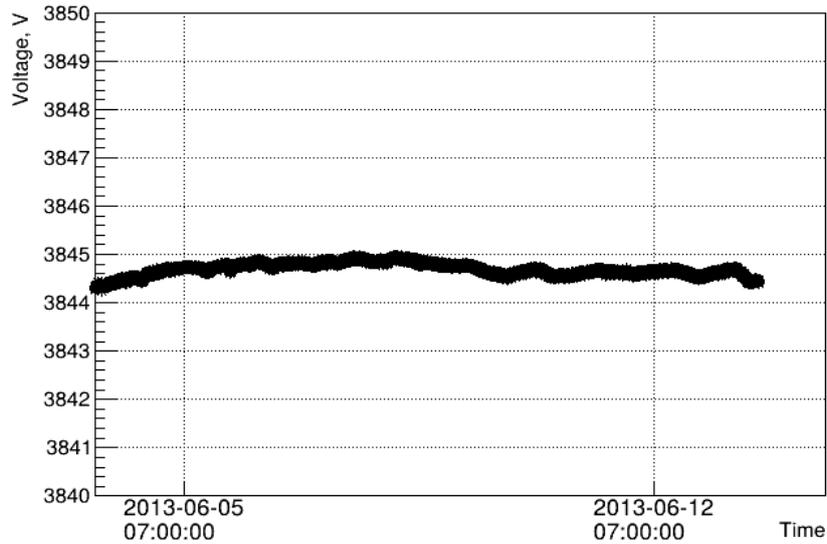


Рисунок 3.6 — Стабильность установленного напряжения на одном из каналов опорного источника питания для двухслойной системы АШИФ

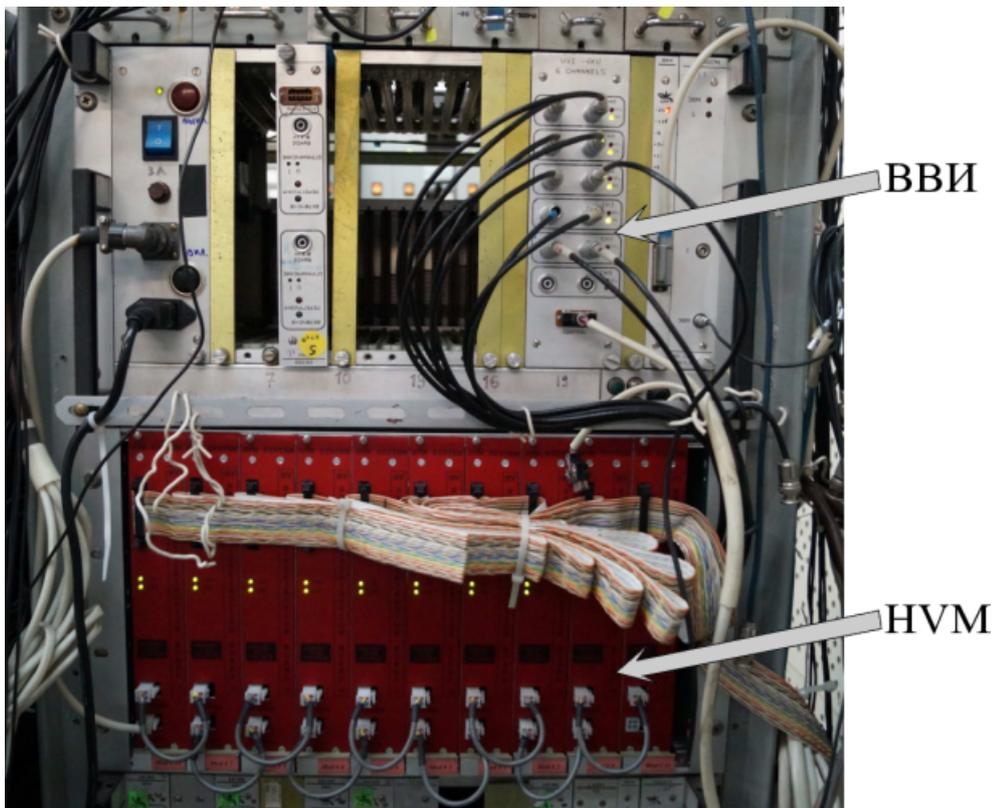


Рисунок 3.7 — Блоки высоковольтного питания системы АШИФ

дискриминаторах автором работы были подстроены пороги во всех 160 каналах. Для этого использовался осциллограф LeCroy WwaveRunner 625Zi (2,5 ГГц), с помощью которого строились амплитудные спектры по площади наблюдаемого сигнала при засветки ФЭУ с МКП светодиоидом. Ограничение по порогу устанавливалось на значениях, когда амплитуда превышает однофотонную

амплитуду. Характерная величина собственных шумов ФЭУ с МКП составляет порядка 100 кГц.

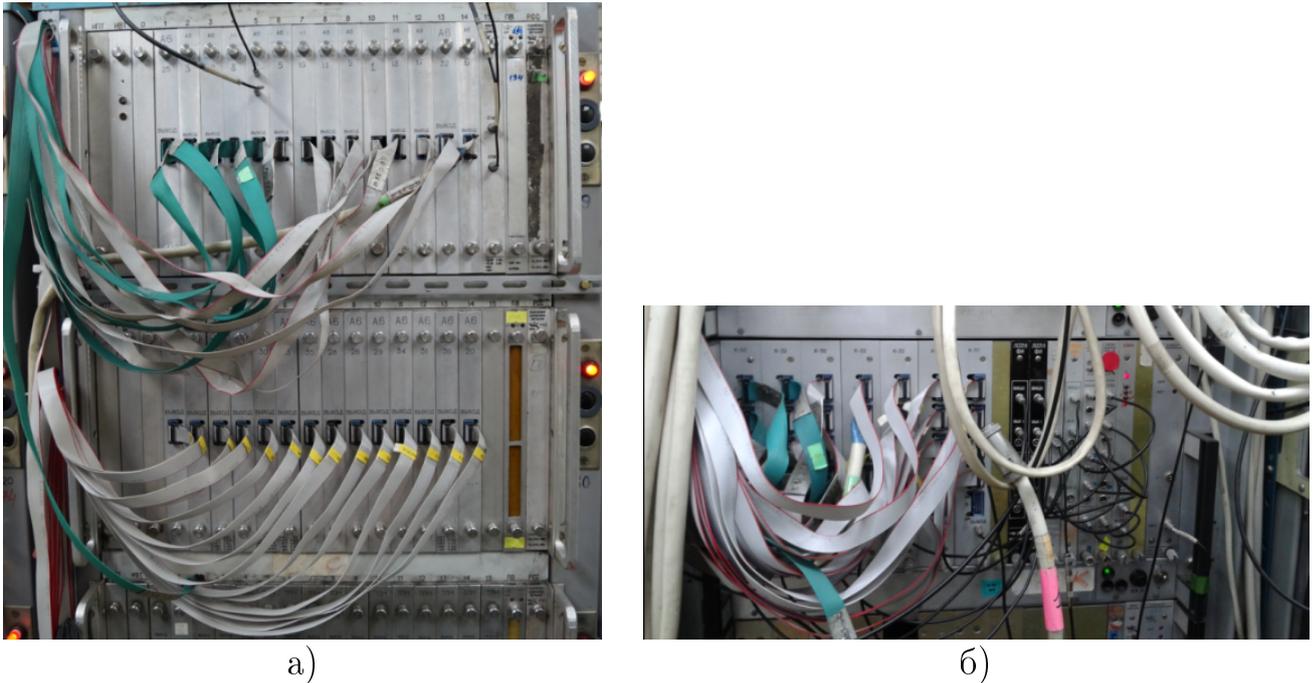
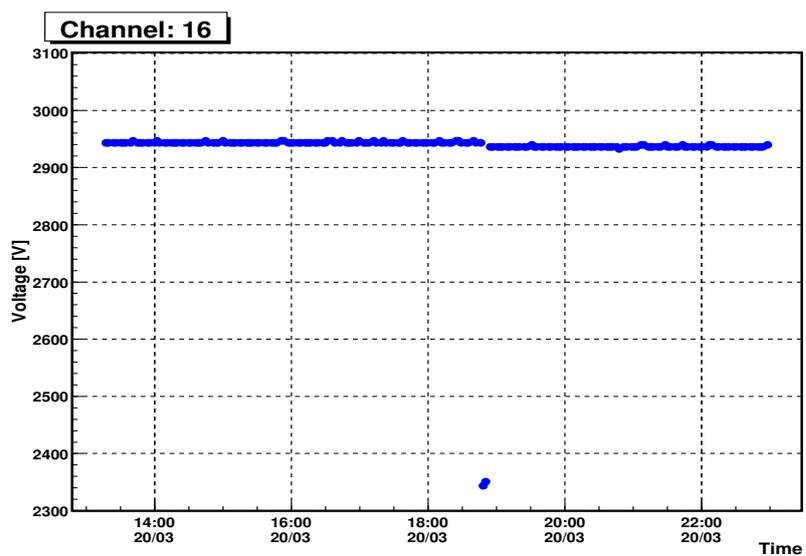


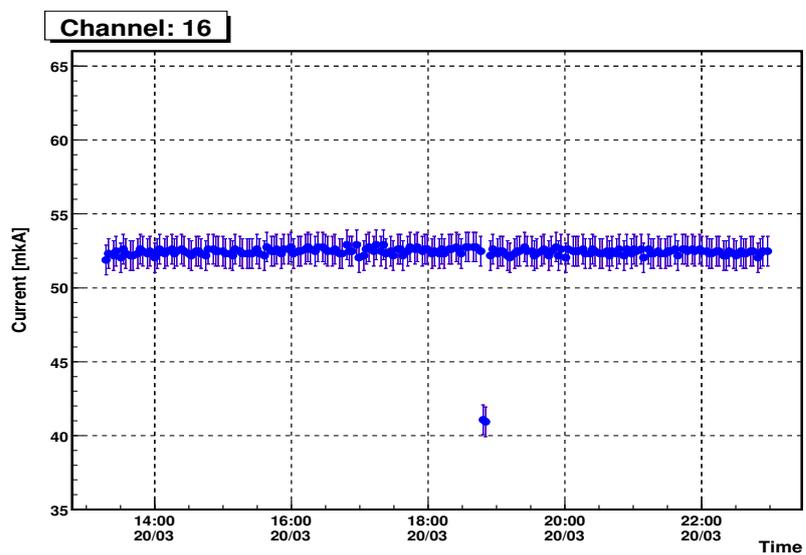
Рисунок 3.8 — Контроль собственных шумов ФЭУ с МКП: а) платы А6 в крейтах КЛЮКВА, на лицевой стороне которых расположены выходы с дискриминаторов; б) крейт КАМАК с модулями (мультиплексор, формирователь импульсов, пересчетка, таймер) для контроля собственных шумов ФЭУ с МКП

В 2013 г. автором диссертационной работы было разработано программное обеспечение для работы с 160 счетчиками АШИФ. Специальное программное обеспечение выполняет on-line контроль и управление высоковольтным питанием, а также отслеживает уровень собственных шумов ФЭУ МКП. Данные по напряжению, току и частоте шумов записываются в базу данных (рисунок 3.9). При выходе одного из параметров за пределы, установленные для счетчика, что может происходить при сбросах пучков в ускорителе или перегреве систем детектора, программа отключает счетчик индивидуально понижением напряжения до безопасного или выключает напряжение группы высоковольтных каналов, если параметры изменились сразу у нескольких счетчиков.

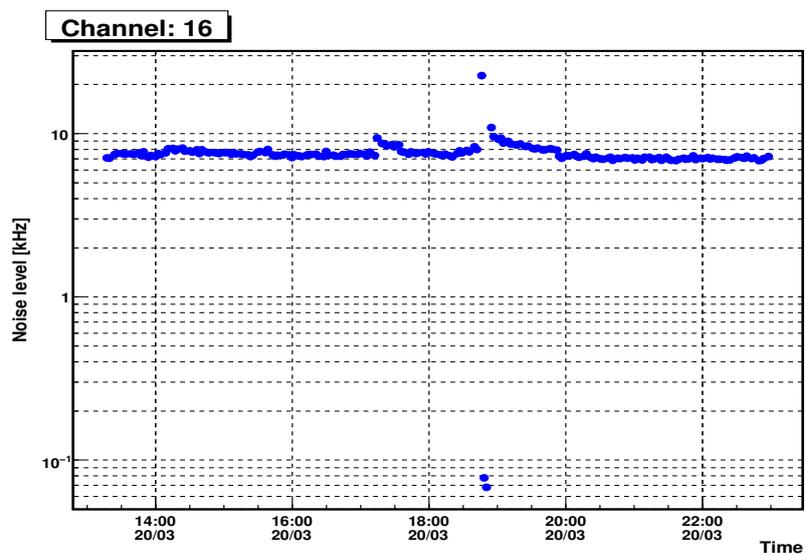
В данной конфигурации высоковольтного питания система АШИФ проработала с 2013 г. по 2024 г. С конца 2024 г. высоковольтное питание счетчиков АШИФ реализовано на базе модулей питания фирмы CAEN (Италия), что позволяет индивидуально управлять каждым из 160 каналов.



а)



б)



в)

Рисунок 3.9 — Контролируемые параметры из базы данных: а) напряжение; б) ток; в) шумы

3.2 Калибровки системы

Во время набора экспериментальных данных один раз в неделю проводится калибровка пьедесталов, калибровка электронного тракта (генераторная калибровка) и калибровка ФЭУ с МКП с помощью встроенного в каждый счетчик светодиода. В результате калибровок получается набор констант для каждого канала, который сохраняется в базе данных детектора. Это позволяет получить однофотозлектронную амплитуду для каждого счетчика и отслеживать работоспособность системы, контролируя коэффициент усиления ФЭУ и эффективность. Время затрачиваемое на одну процедуру калибровок системы составляет 40 минут, а общее число записываемых событий составляет ~ 11000 . За период с 2013 по 2025 год проведено порядка 600 калибровок.

Чтобы избежать записи большого числа не сработавших каналов проводится процедура подавления нулей (калибровка пьедесталов). Она позволяет определить порог на считывание амплитуд. Этот порог устанавливается посредством задания массива данных в процессорах вывода КЛЮКВЫ для каждого канала системы АШИФ. При считывании данных измеренные амплитуды сравниваются с заданным порогом. Любой сигнал с амплитудой ниже этого порога считается шумовым и не будет записан.

Генераторная калибровка выполняется для контроля работоспособности усилителя и оцифровывающей электроники. Для этого калибровочные импульсы подаются от генератора Г5-78 через программируемый аттенюатор (КАМАК-блок А0608) и, ослабленные до требуемой величины, через коммутаторы сигналов (блоки КАС-128Г в стандарте КАМАК) поступают на вход предусилителя каждого счетчика через калибровочную емкость. Проведя достаточное число измерений можно определить параметры для калибровочной функции:

$$f(t) = A \cdot t^2 \cdot e^{-\frac{t-t_0}{\tau}}, \quad (3.2)$$

где A – амплитуда импульса, t_0 – время прихода импульса, τ – время спада импульса. На рисунке 3.10 показаны распределения для калибровочных констант, полученных для одного из счетчиков. При калибровке с использованием специальной платы в крейте КЛЮКВА также восстанавливается величина δT – время между сигналом триггера и фазой частоты собственного генератора.

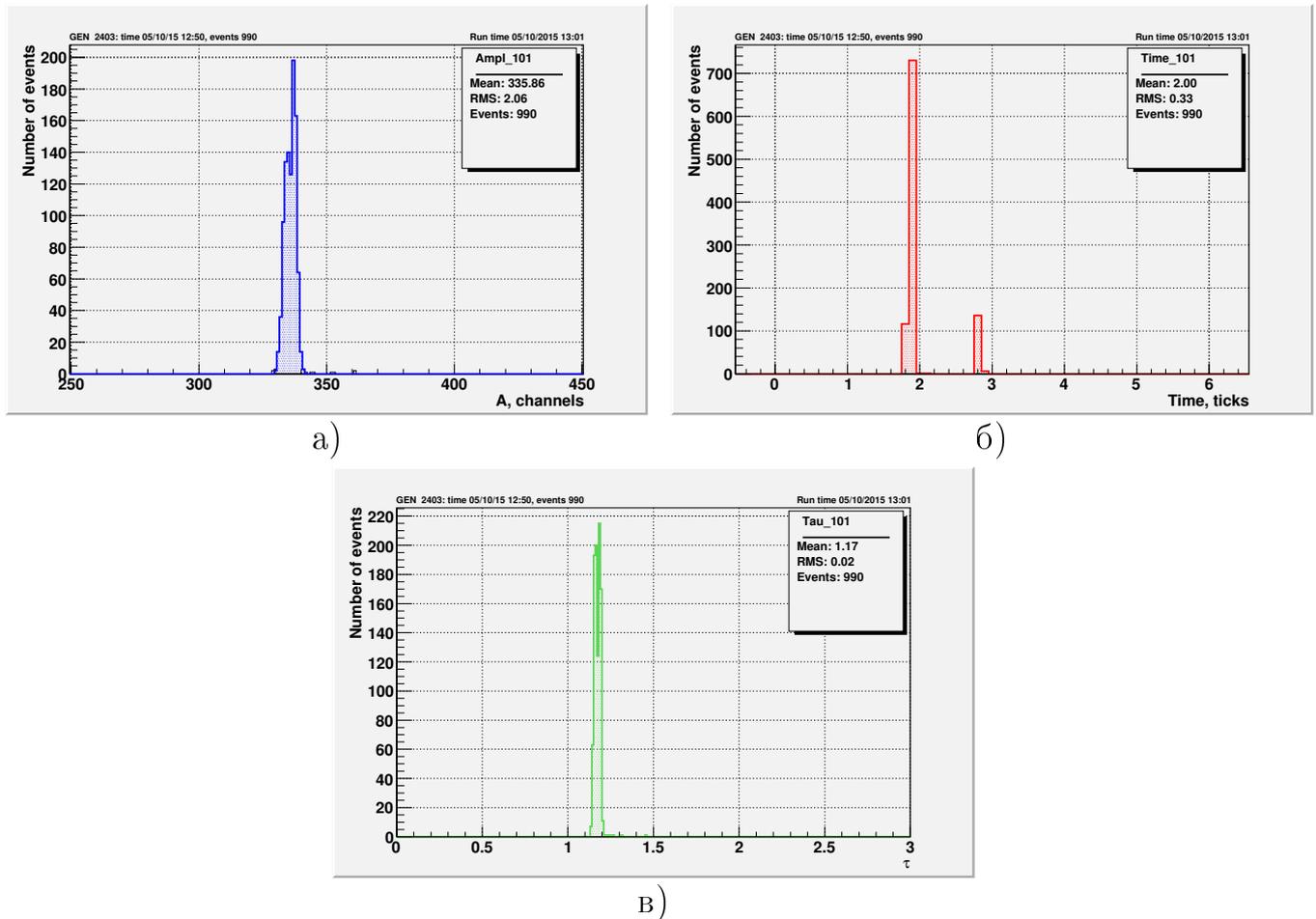


Рисунок 3.10 — Пример калибровочных констант для одного из счетчиков, полученных в калибровке электронного тракта: а) амплитуда (A); б) время (t); в) $\tau = R \cdot C$

Для проверки работоспособности ФЭУ проводится калибровка от светодиода. Одноэлектронный спектр получается подбором напряжения питания ФЭУ и амплитуды генератора светодиода. Для подачи питания на светодиод используется генератор в стандарте КАМАК. Импульсы с него через коммутаторы сигналов (КАМАК-блоки КАС-128Г) подаются на светодиоды счетчиков. В одноэлектронном спектре доля одноэлектронных событий от числа всех ненулевых больше 95%. Ширина пика в левой части спектра определяется шумами предусилителя и ФЭУ, а положение – пьедесталом АЦП (рисунок 3.11а). Каждый раз со спектром сигналов от светодиода набирается спектр случайных совпадений шумовых сигналов с воротами АЦП при нулевом уровне светодиодного генератора. При обработке спектра выбирается канал гистограммы в минимуме между пьедесталом и пиком одноэлектронного распределения. Из сигнального спектра вычитается спектр случайных совпадений. Полученный спектр экстраполируется прямой в область малых амплитуд. Среднее полученного распреде-

ления дает амплитуду события с ненулевым числом фотоэлектронов. Вероятность события с числом фотоэлектронов n описывается распределением Пуассона:

$$p(n) = \frac{e^{-\mu}}{n!} \mu^n, \quad (3.3)$$

где μ – среднее число фотоэлектронов за импульс. В этом предположении легко вычислить среднюю одноэлектронную амплитуду, сделав поправку на многоэлектронные события в спектре:

$$A_{1pe} = A_{>0} \cdot \frac{p(>0)}{\mu} = A_{>0} \cdot \frac{1 - e^{-\mu}}{\mu} \approx A_{>0} \cdot \left(1 - \frac{\mu}{2}\right) = A_{>0} \cdot \left(1 + \frac{1}{2} \ln \frac{N_0}{N_\Sigma}\right), \quad (3.4)$$

где $A_{>0}$ – средняя амплитуда ненулевого события в каналах АЦП, N_0 – число событий с нулевой амплитудой, N_Σ – суммарное число событий.

Однофотоэлектронная амплитуда записывается в базу данных (рисунок 3.11б), и в эксперименте, нормируясь на нее, определяется число фотоэлектронов от прошедшей через счетчик частицы.

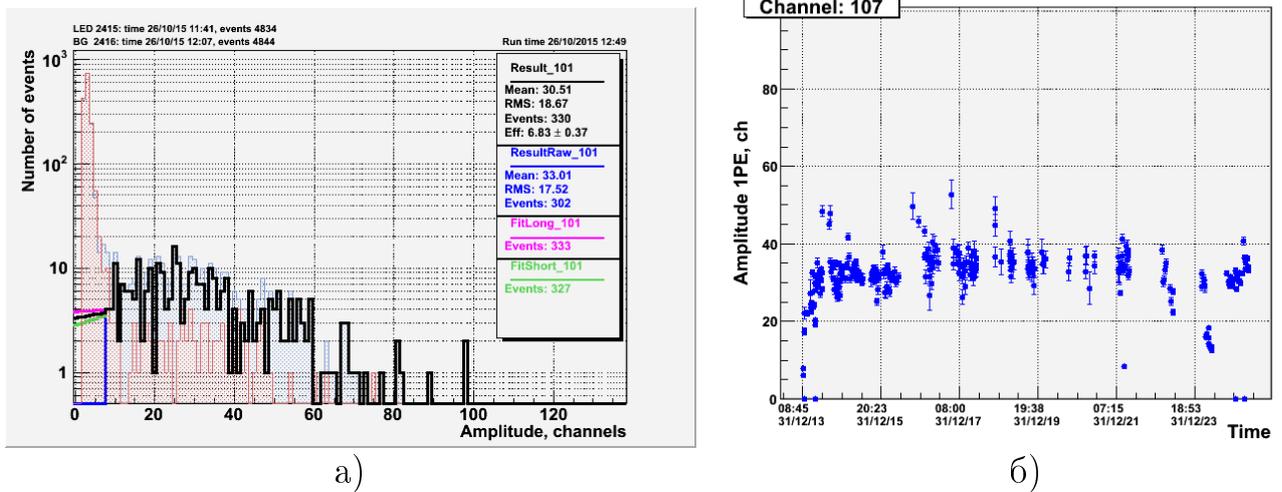


Рисунок 3.11 — а) Амплитудный спектр; б) Однофотоэлектронная амплитуда в базе данных

3.3 Реконструкция событий и выставка системы

Реконструкция события в системе АШИФ происходит следующим образом — на первом этапе восстанавливаются амплитуды и времена сработавших

счетчиков в событии, затем определяются для каждого трека, восстановленного в трековой системе, координаты пересечений с аэрогелевыми счетчиками [35]. Реконструкция хитов системы АШИФ и привязка треков дрейфовой камеры к аэрогелевым счетчикам описывается программной библиотекой KrAtc, интегрированной в общую среду обработки данных детектора КЕДР. Пакет KrAtc используется также для обработки калибровок счетчиков АШИФ. Данные реконструкции хранятся в различных структурах: `atc_data` – используемые калибровочные константы, `atc_rec` – восстановленные амплитуды и времена хитов, `atc_track` – привязка треков восстановленных в трековой системе к счетчикам, `atc_geom` – информация о положении счетчиков. Автором диссертационной работы была разработана программа реконструкции событий в полной системе АШИФ, а также выполнена геометрическая выставка системы. В системе координат детектора КЕДР начало координат находится в центре детектора (центр дрейфовой камеры), ось z параллельна оси пучков, ось x находится в плоскости орбиты, ось y вертикальна. Направление осей координат x, y, z показано на рисунке 3.1.

Для нахождения координат пересечения трека с счетчиком АШИФ решаются два типа уравнений: в отсутствии магнитного поля – пересечение прямой с плоскостями и цилиндром, при наличии магнитного поля – пересечение спирали с плоскостями и цилиндром.

Поскольку сигнал от релятивистской частицы в счетчике в несколько раз больше в шифтере чем в аэрогеле, и шифтеры счетчиков геометрически расположены через 18° (рисунок 3.12), то легко находится их положение в системе координат детектора КЕДР по экспериментальным данным, полученным на космических мюонах, а для торцов дополнительно и по событиям $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

Для отбора космических мюонов использовались следующие критерии:

- один трек с $P > 1$ ГэВ/ c ;
- центральные события с радиусом сферы 30 см;
- ≥ 1 пришитого кластера в калориметре;
- минимальная энергия кластера > 20 МэВ;
- есть срабатывание в мюонной системе;
- 4 хита во время-пролетной системе для продольной части.

Отбор e^+e^- -событий включал следующие критерии отбора:

- два коллинеарных трека из места встречи;
- сумма зарядов двух треков равна нулю;

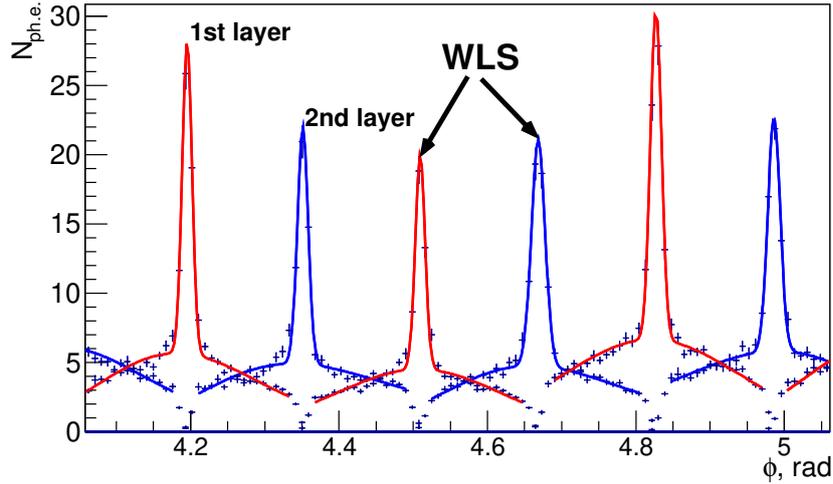


Рисунок 3.12 — Зависимость амплитуды в системе АШИФ от угла φ , полученная на космических мюонах

- наличие минимум двух кластеров в калориметре;
- минимальная энергия кластера в калориметре 450 МэВ;
- сумма энергий кластеров больше 2 ГэВ;
- импульс трека >1300 МэВ/с.

Из геометрических соображений, связывая системы координат детектора КЕДР и системы АШИФ (рисунок 3.13) можно получить функцию описывающую положение шифтера:

$$\alpha_i = \arctan \left(\frac{R \cdot \sin(\beta_i - i \cdot \pi/10) + r_i \cdot \sin(\varphi_i)}{R \cdot \cos(\beta_i - i \cdot \pi/10) + r_i \cdot \cos(\varphi_i)} \right) + (\pi/10) \cdot i, \quad (3.5)$$

где i – номер счетчика от 0 до 159; β_i , φ_i и r_i – подгоночные параметры, которые определяются в ходе минимизации экспериментальных данных (рисунок 3.14). R является радиусом системы АШИФ, который был измерен в процессе установки системы в детектор КЕДР. На рисунке 3.14 красными точками обозначены положения шифтеров, нормированные на одну точку. Аппроксимация экспериментальных данных делалась независимо для восьми геометрических частей системы АШИФ (2 торца слева, 2 торца справа и 4 цилиндрических части). Далее легко определяются сдвиги Δx и Δy центра системы АШИФ относительно центра детектора КЕДР с помощью полученных параметров минимизации. Цилиндрические счетчики собраны между собой жестко, и представляют единую конструкцию, так же как и торцевые правые и левые счетчики. Поэтому смещения и поворот для них определялись как для целого.

Сдвиг по координате z определяется по положению центра цилиндрических счетчиков системы АШИФ и заданной жестко их длине относительно си-

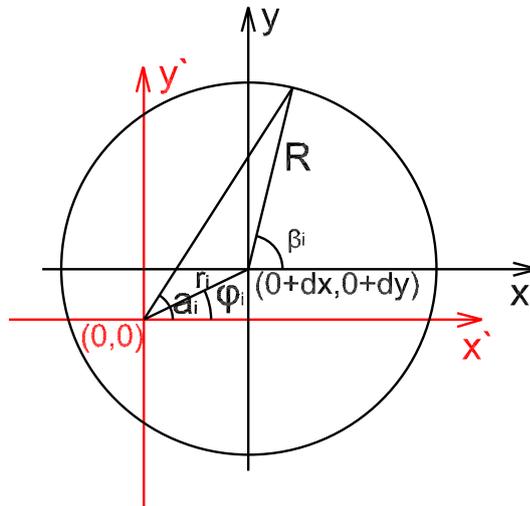


Рисунок 3.13 — Связь систем координат детектора КЕДР (x', y') и системы АШИФ (x, y)

системы координат детектора КЕДР (рисунок 3.15). Угол поворота φ определяется смещением шифтера относительно нуля в локальных координатах. Смещение по углам θ и Ψ системы АШИФ не наблюдается. В итоге были определены смещения частей системы АШИФ как целого $(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ и поворот вокруг оси $(\Delta \varphi)$. Полученные смещения и повороты системы АШИФ относительно центра детектора КЕДР представлены в таблице 3.1. Полученные смещения составляют значения порядка нескольких миллиметров. Основной вклад в геометрическую неопределенность в таком подходе вносит толщина сборки переизлучателей $(3/\sqrt{12} \simeq 0,9 \text{ мм})$ и координатное разрешение трековой системы детектора ($\sim 100 \text{ мкм}$).

Таблица 3.1 — Смещения и повороты системы АШИФ относительно центра детектора КЕДР

| | $\Delta x, \text{ мм}$ | $\Delta y, \text{ мм}$ | $\Delta z, \text{ мм}$ | $\Delta \varphi, \text{ рад.}$ |
|-------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|--------------------------------|
| Цилиндрическая часть | $2,30 \pm 0,18$ | $-4,10 \pm 0,10$ | $2,50 \pm 0,20$ | $0,046 \pm 0,001$ |
| Торцевая часть – слева | $1,42 \pm 0,16$ | $0,27 \pm 0,06$ | $6,00 \pm 0,23$ | $0,035 \pm 0,001$ |
| Торцевая часть – справа | $4,28 \pm 0,02$ | $6,18 \pm 0,11$ | $0,00 \pm 0,20$ | $0,035 \pm 0,001$ |

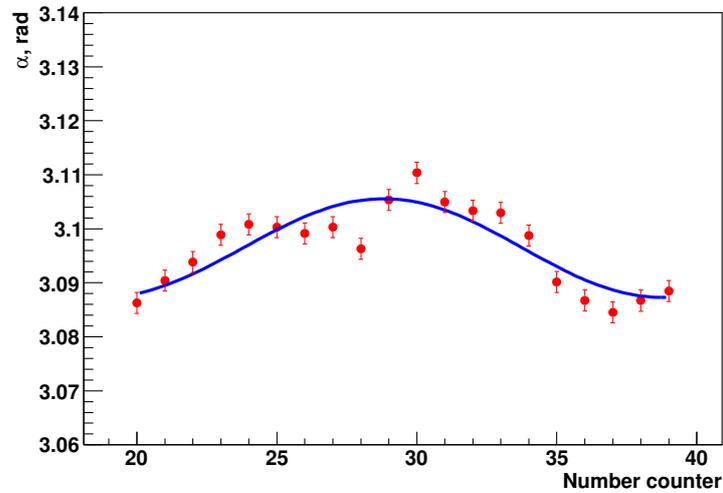


Рисунок 3.14 — Положение шифтера счетчиков по азимутальному углу в системе координат детектора КЕДР (x' , y'), нормированное на положение шифтера одного счетчика, вместе с параметризацией экспериментальных данных функцией 3.5

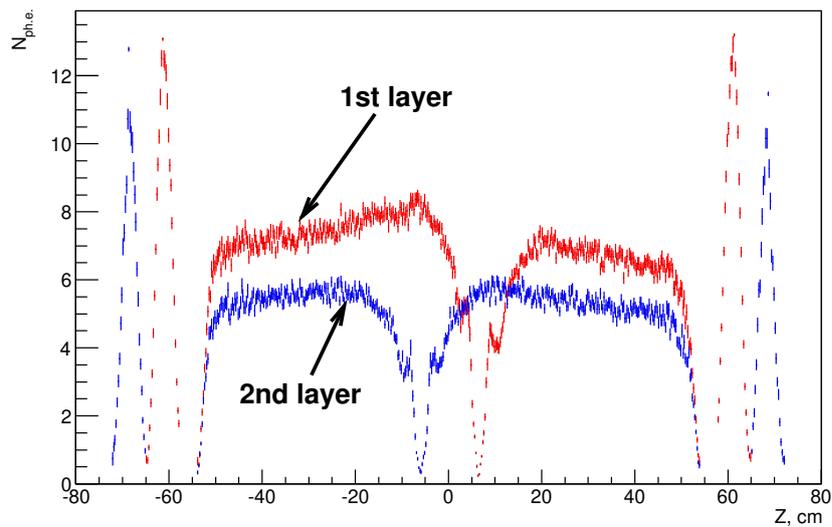


Рисунок 3.15 — Зависимость амплитуды сигнала от координаты z , полученная на космических мюонах

3.4 Геометрическая эффективность

Геометрическая эффективность является важным параметром для анализа физических процессов. Геометрическая эффективность определяется следующим образом:

$$\varepsilon = \frac{N_{atc_tracks}}{N_{tracks}}, \quad (3.6)$$

где N_{tracks} – общее число треков заряженных частиц из места встречи, N_{atc_tracks} – число треков заряженных частиц, попадающих в систему АШИФ [35; 36].

Для измерения геометрической эффективности счетчиков АШИФ отбирались события e^+e^- -рассеяния. Критерии отбора $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ событий такие же, как и представленные в разделе 3.3. Отбирались события в диапазоне полярных углов от 20° до 160° (что соответствует 94% полной сферы, окружающей точку взаимодействия).

Рассматриваются несколько вариантов выбора чувствительной области счетчика с различными отступами от стенок счетчика (0, 5, 10 и 20 мм):

1. «Аэрогель» – это область включающая аэрогель с исключением электроники и шифтера, и с различными отступами от стенок счетчика и от шифтера (рисунок 3.16а)
2. «Весь счетчик» – это область включающая аэрогель и шифтер с исключением электроники, и с различными отступами от стенок счетчика (рисунок 3.16б).

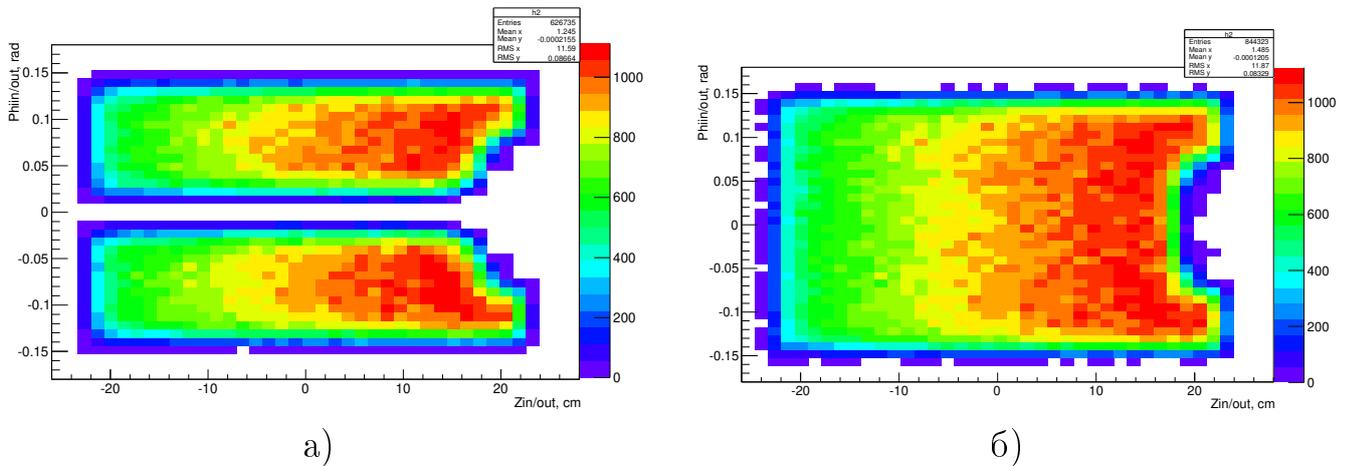


Рисунок 3.16 — Попадание треков с отступом от края в 10 мм, для одного из цилиндрических счетчиков в область: а) «Аэрогель»; б) «Весь счетчик»

Геометрическая эффективность в таблице 3.2 представлена при попадании трека хотя бы в один слой системы АШИФ (два слоя по «ИЛИ»), а в таблице 3.3 при попадании трека в оба слоя системы АШИФ (два слоя по «И»). Геометрическая область «Аэрогель» является наиболее важной для анализа физических процессов в эксперименте КЕДР, поскольку не включает неэффективных областей (электроника, шифтер). Максимальная геометрическая эффективность, при попадании треков хотя бы в один слой системы АШИФ в область «Аэрогель» (отступ 0 мм), составляет $95,7 \pm 0,6\%$. Для случая попадания частицы в оба слоя системы АШИФ в область «Аэрогель» (отступ 0 мм) она составляет $84,6 \pm 0,6\%$.

Таблица 3.2 — Геометрическая эффективность при попадании трека хотя бы в один слой системы АШИФ (два слоя по «ИЛИ»)

| Область счетчика (отступ) | Геометрическая эффективность |
|------------------------------|---------------------------------|
| 1) «Аэрогель» (0 мм) | $95,7 \pm 0,6\%$ |
| 2) «Аэрогель» (5 мм) | $86,1 \pm 0,6\%$ |
| 3) «Аэрогель» (10 мм) | $76,2 \pm 0,6\%$ |
| 4) «Аэрогель» (20 мм) | $56,3 \pm 0,5\%$ |
| 5) «Весь счетчик» (0 мм) | $99,7 \pm 0,6\%$ |
| 6) «Весь счетчик» (5 мм) | $99,1 \pm 0,6\%$ |
| 7) «Весь счетчик» (10 мм) | $98,4 \pm 0,6\%$ |
| 8) «Весь счетчик» (20 мм) | $96,2 \pm 0,6\%$ |

3.5 Мониторирование параметров системы

3.5.1 Амплитуда сигнала и эффективность регистрации релятивистских частиц

Для оценки амплитуды сигнала от релятивистской частицы в системе АШИФ рассматривается подход «Толстый счетчик», в котором суммируется

Таблица 3.3 — Геометрическая эффективность при попадании трека в оба слоя системы АШИФ (два слоя по «И»)

| Область счетчика (отступ) | Геометрическая эффективность |
|------------------------------|---------------------------------|
| 1) «Аэрогель» (0 мм) | 84,6±0,6% |
| 2) «Аэрогель» (5 мм) | 74,4±0,6% |
| 3) «Аэрогель» (10 мм) | 64,5±0,5% |
| 4) «Аэрогель» (20 мм) | 44,6±0,4% |
| 5) «Весь счетчик» (0 мм) | 86,4±0,6% |
| 6) «Весь счетчик» (5 мм) | 76,5±0,6% |
| 7) «Весь счетчик» (10 мм) | 66,5±0,5% |
| 8) «Весь счетчик» (20 мм) | 46,5±0,5% |

число фотоэлектронов на трек из разных слоев системы [35–37; 41; 95; 96]. Подход «Толстый счетчик» наиболее предпочтителен при использовании системы АШИФ в анализе физических процессов, поскольку отклик по системе становится более однородный и обеспечивает высокую геометрическую эффективность. Отбираются треки, проходящие через геометрическую область «Аэрогель» счетчика в каждом из слоев. Использовались данные, набранные в 2014 г., после установки второго слоя счетчиков и начала нового сеанса набора данных на детекторе КЕДР. Условия отбора для космических мюонов такие же как в разделе 3.3. На рисунке 3.17 показана зависимость числа фотоэлектронов на трек от импульса космического мюона, полученная для цилиндрической части системы в подходе «Толстый счетчик». Данные аппроксимируются функцией

$$\mu = \mu_0 + \mu_{max} \cdot \frac{p^2 - p_{thr}^2}{p^2}, \quad (3.7)$$

где p – импульс заряженной частицы, p_{thr} – импульс соответствующий порогу Черенковского излучения ($p_{thr}=321,1$ МэВ/ c соответствует аэрогелю с $n=1,052$), μ_0 – амплитуда для подпороговых частиц и μ_{max} – амплитуда от релятивистских частиц. Источниками подпорогового сигнала являются Черенковское излучение от δ -электронов в аэрогеле, Черенковское излучение и сцинтилляции в тефлоне (ПТФЭ).

Эффективность регистрации заряженной частицы в предположении Пуассоновского распределения определяется как

$$\varepsilon = 1 - e^{-\mu}. \quad (3.8)$$

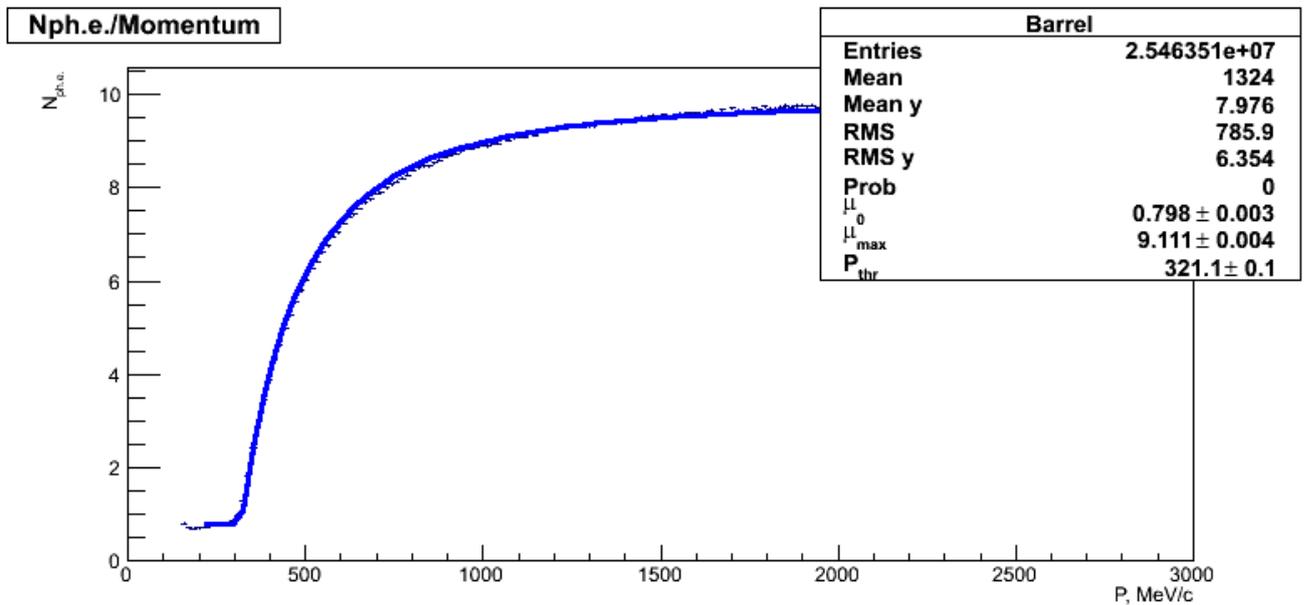


Рисунок 3.17 — Зависимость амплитуды сигнала от импульса космических мюонов в подходе «Толстый счетчик» для цилиндрической части системы АШИФ. Точки – экспериментальные данные, сплошная линия – функция параметризации 3.7

Средняя амплитуда сигнала и эффективность регистрации, полученная на космических мюонах с импульсами выше 1200 МэВ/с в 2014 году, для различных частей системы, а также в подходе «Толстый счетчик», представлена в таблице 3.4. В подходе «Толстый счетчик» средняя амплитуда составляет $9,3 \pm 0,1$ и $12,5 \pm 0,1$ фотоэлектрона для цилиндрической и торцевой частей системы, соответственно. Это соответствует эффективности регистрации $99,991 \pm 0,001\%$ и $99,999 \pm 0,001\%$. Различие для цилиндрической и торцевой частей системы объясняется различной геометрией счетчиков. Причина различия в числе фотоэлектронов для двух слоев системы заключается в том, что второй слой был изготовлен на три года раньше первого слоя, и светосбор в аэрогеле уменьшился из-за старения аэрогеля [97].

Распределения по амплитуде сигнала, полученные на космических мюонах с импульсами выше 1200 МэВ/с, для счетчиков цилиндрической и торцевой частей системы в подходе «Толстый счетчик» показано на рисунке 3.18.

Таблица 3.4 — Амплитуда сигнала и эффективность регистрации для различных частей системы, полученная на космических мюонах с импульсами выше 1200 МэВ/с в 2014 году

| | μ , ф.э. | ϵ , % |
|--|----------------|----------------------|
| Цилиндрическая часть – 1 слой | $5,8 \pm 0,1$ | $99,697 \pm 0,029\%$ |
| Цилиндрическая часть – 2 слой | $4,3 \pm 0,1$ | $98,643 \pm 0,129\%$ |
| Цилиндрическая часть – «Толстый счетчик» | $9,3 \pm 0,1$ | $99,991 \pm 0,001\%$ |
| Торцевая часть – 1 слой | $7,3 \pm 0,1$ | $99,932 \pm 0,006\%$ |
| Торцевая часть – 2 слой | $5,6 \pm 0,1$ | $99,630 \pm 0,035\%$ |
| Торцевая часть – «Толстый счетчик» | $12,5 \pm 0,1$ | $99,999 \pm 0,001\%$ |

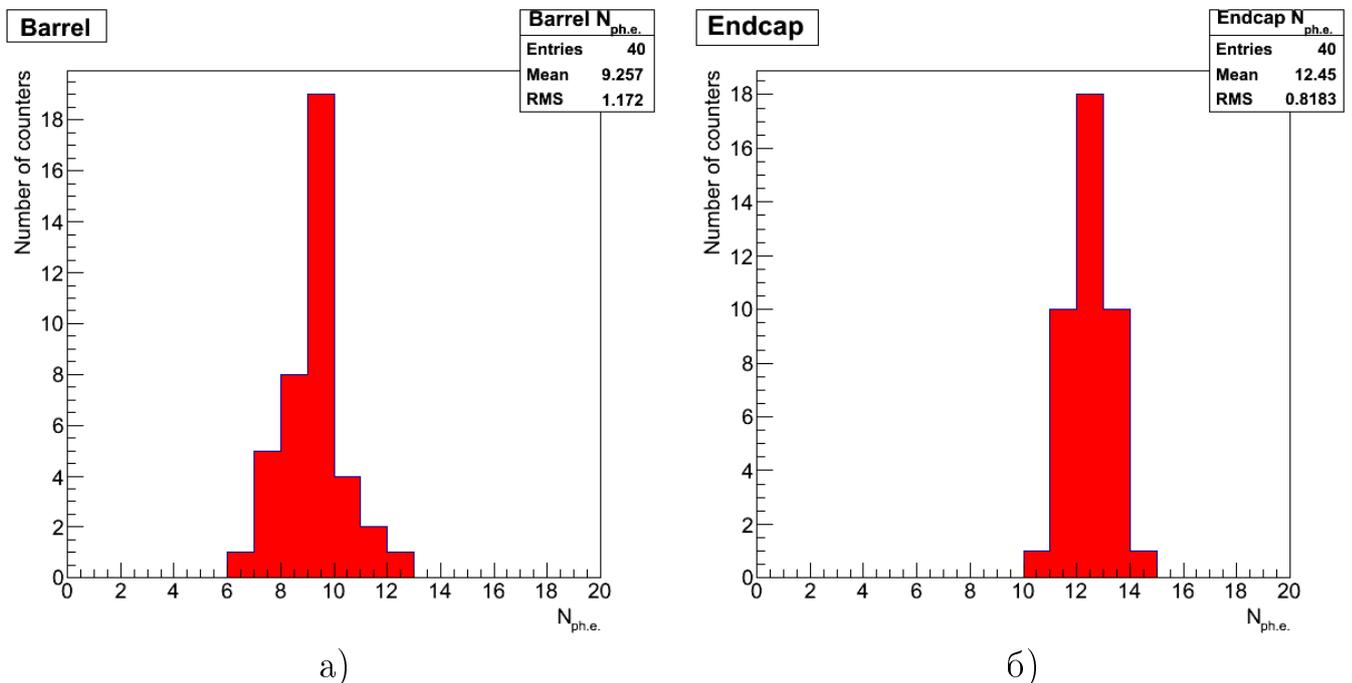


Рисунок 3.18 — Распределения по амплитуде сигнала в подходе «Толстый счетчик», полученные на космических мюонах с импульсами выше 1200 МэВ/с: а) счетчики цилиндрической части системы; б) счетчики торцевой части системы

3.5.2 Качество π/K -разделения

Для оценки числа фотоэлектронов от K и π -мезонов, а также эффективности идентификации K -мезонов и ложной идентификации π -мезонов, отбираются мюоны с соответствующим импульсом из космических калибровочных заходов:

$$P_{\mu} = P_{K,\pi} \cdot [m_{\mu}/m_{K,\pi}], \quad (3.9)$$

где P_{μ} – импульс мюона, $P_{K,\pi}$ – импульс каона или пиона, m_{μ} – масса мюона, $m_{K,\pi}$ – масса каона или пиона. Мюоны с импульсом от 128 до 321 МэВ/с соответствуют подпороговым частицам, то есть они имеют те же скорости что и каоны в диапазоне импульсов от 600 до 1500 МэВ/с. Мюоны с импульсом от 454 до 1135 МэВ/с соответствуют пионам в диапазоне импульсов от 600 до 1500 МэВ/с.

На рисунке 3.19 показано хорошее соответствие между зависимостями амплитуды от импульса для π и K -мезонов пересчитанных из космических мюонов и π и K -мезонов полученных из физических процессов $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и $J/\psi \rightarrow K^+K^-$, соответственно [37]. Данные представлены для подхода «Толстый счетчик» цилиндрической части системы, и использована статистика, набранная в 2015-2016 годах. Ниже для оценки эффективности идентификации каонов и ложной идентификации пионов в системе используются только данные, полученные по космическим мюонам с соответствующей скоростью.

При фиксированном пороге в числе фотоэлектронов для счетчика эффективность идентификации K -мезонов (ε_K) и ложную идентификацию π -мезонов ($\varepsilon_{\pi \rightarrow K}$) можно получить разделив статистику на интервалы по импульсам и вычислив ε_K и $\varepsilon_{\pi \rightarrow K}$ для каждого интервала как:

$$\varepsilon_K = N_K^{thr.}/N_K^{tot.} \quad (3.10)$$

и

$$\varepsilon_{\pi \rightarrow K} = 1 - N_{\pi}^{thr.}/N_{\pi}^{tot.}, \quad (3.11)$$

где $N_{K,\pi}^{thr.}$ – число частиц с амплитудой выше порога, $N_{K,\pi}^{tot.}$ – общее число частиц. Зависимость эффективности идентификации K -мезонов (ε_K) и ложной идентификации π -мезонов ($\varepsilon_{\pi \rightarrow K}$) от импульса при пороге 1 фотоэлектрон показана на рисунке 3.20 для одного «Толстого счетчика».

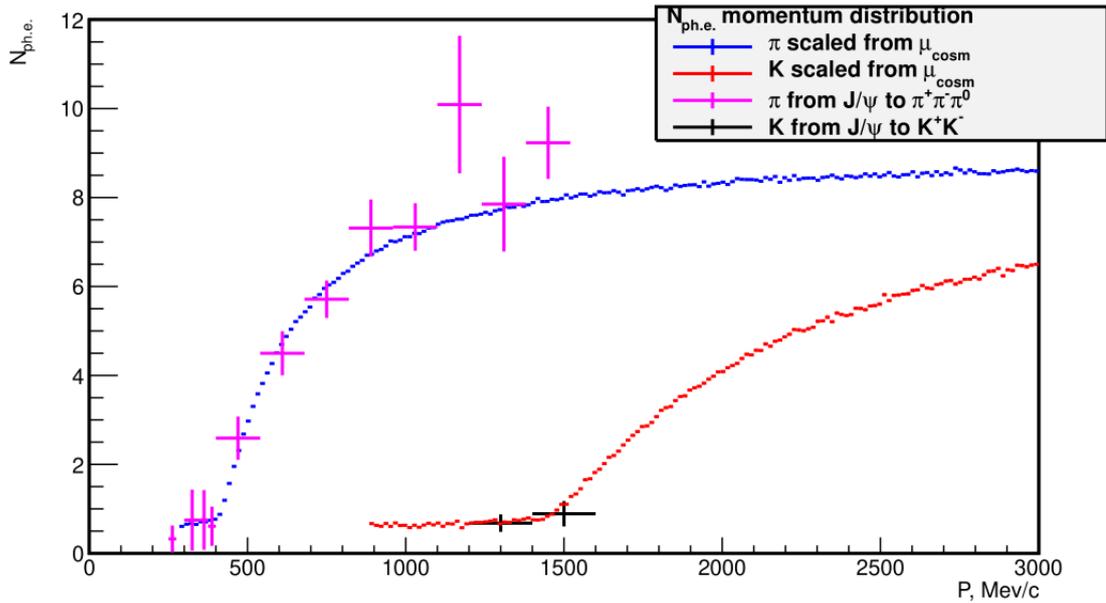


Рисунок 3.19 — Зависимости амплитуды от импульса для π и K -мезонов пересчитанные из космических мюонов и полученные из распадов J/ψ , для «Толстых счетчиков» цилиндрической части системы [37]

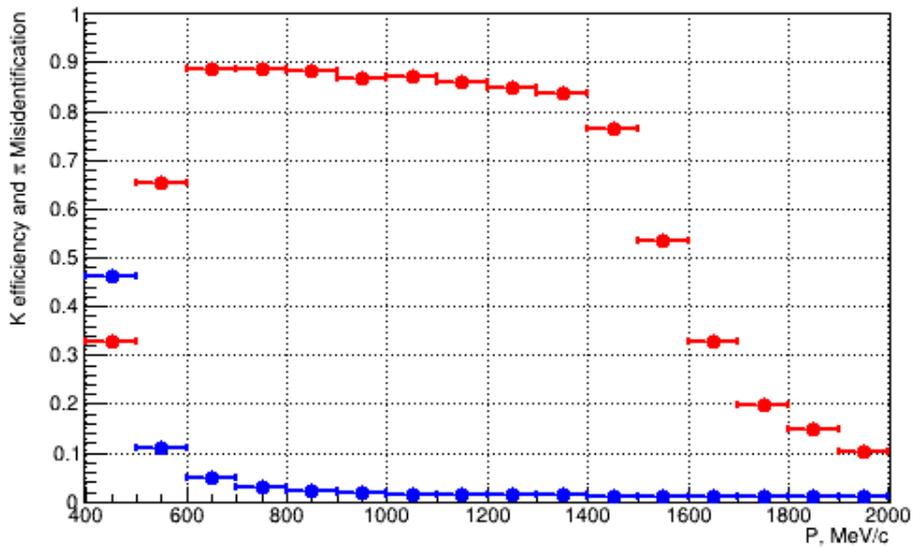


Рисунок 3.20 — Зависимости эффективности идентификации K -мезонов (ϵ_K) и ложной идентификации π -мезонов ($\epsilon_{\pi \rightarrow K}$) от импульса при пороге 1 фотозелктрон для одного сегмента цилиндрической части в режиме «Толстого счетчика», красным и синим цветом, соответственно

Величину π/K -разделения можно выразить в терминах числа стандартных отклонений (σ):

$$K[\sigma] = \sqrt{2} \cdot (\operatorname{erf}^{-1}(1 - 2\varepsilon_K) + \operatorname{erf}^{-1}(1 - 2 \cdot (1 - \varepsilon_\pi))), \quad (3.12)$$

где ε_K и $\varepsilon_\pi = 1 - \varepsilon_{\pi \rightarrow K}$ – эффективности идентификации для каона и пиона. В 2014 году качество π/K -разделения для системы АШИФ в подходе «Толстый счетчик» было лучше 3σ в импульсном диапазоне от 600 до 1500 МэВ/с.

3.5.3 Долговременная стабильность в эксперименте КЕДР

Важным вопросом является временная стабильность системы АШИФ в эксперименте КЕДР, которая изучалась в [36; 37; 96]. Диссертантом проведено исследование временной стабильности в течение девяти лет эксплуатации (с 2014 по 2023 год) системы АШИФ. На рисунке 3.21 показано среднее число фотоэлектронов, как функция времени в среднем по всем счетчикам. Отбирались космические мюоны с импульсом выше 1 ГэВ/с из калибровочных заходов. Амплитуда сигнала от заряженной частицы, пересекающей шифтер в несколько раз больше, чем от пересекающей аэрогель. Для аппроксимации используется функция вида:

$$f(t) = p_0 \cdot \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau}\right) + \text{const}, \quad (3.13)$$

где t – время, τ – постоянная времени, const – предел деградации по числу фотоэлектронов и p_0 – начальное число фотоэлектронов за вычетом const . Амплитуда в счетчиках для частиц, пересекающих аэрогель плавно уменьшилась на 38% от начальной величины за первые три года и в течении последующих шести лет изменилась относительно слабо еще на 7%.

Благодаря конструктивным особенностям системы, содержащей шифтер, существует возможность разделить причины уменьшения амплитуды сигнала. Уменьшение амплитуды сигнала со временем в системе АШИФ связано с уменьшением квантовой эффективности ФЭУ с МКП и снижением прозрачности аэрогеля, в то время как прозрачность шифтера является стабильной [91; 96]. Поскольку амплитуда сигнала из шифтера не изменяется со временем, данные из его области характеризуют уменьшение квантовой эффективности ФЭУ с

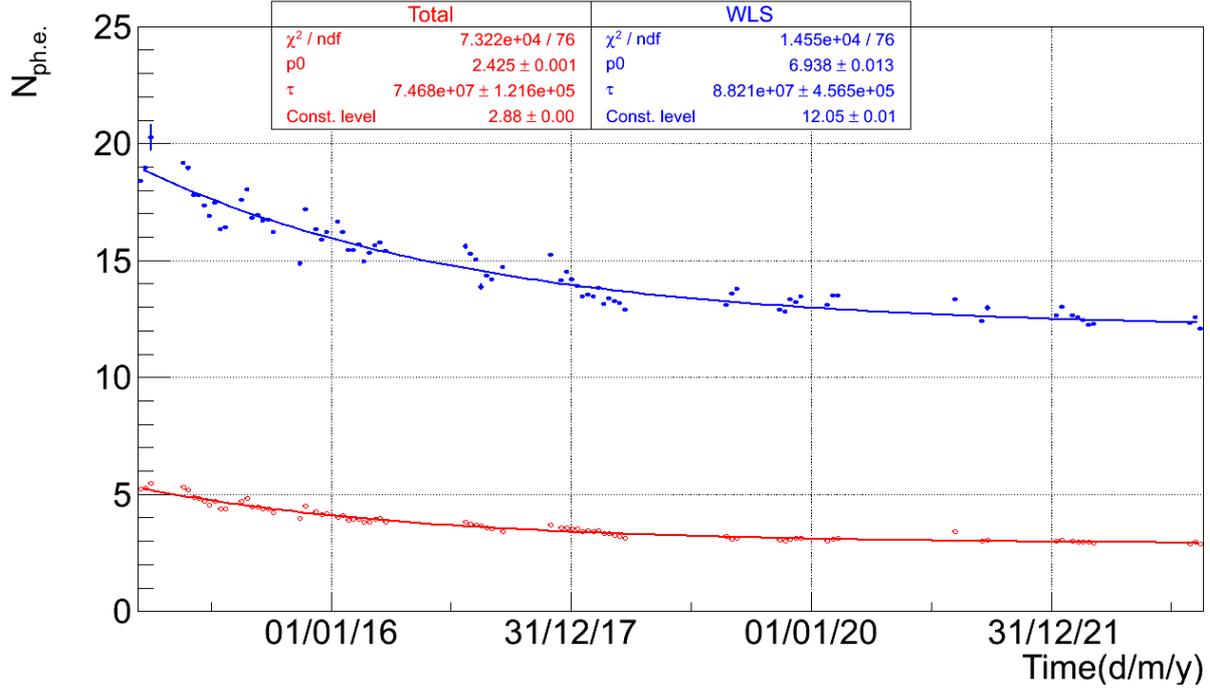


Рисунок 3.21 — Долговременная стабильность в среднем по всем счетчикам системы АШИФ. Синим – треки пересекающие шифтер, красным – треки пересекающие аэрогель

МКП, тогда как данные из области аэрогеля отражают уменьшение амплитуды как в аэрогеле, так и ФЭУ с МКП. Относительное уменьшение светосбора в аэрогеле можно отделить от уменьшения сигнала, связанного с ФЭУ с МКП, используя следующую формулу:

$$N_{ph.e.}^{Aerogel} / N_{ph.e.0}^{Aerogel} = \frac{N_{ph.e.}^{Total}}{N_{ph.e.0}^{Total}} - \frac{N_{ph.e.}^{WLS}}{N_{ph.e.0}^{WLS}}, \quad (3.14)$$

где $N_{ph.e.}^{Total}$ – полное число фотоэлектронов из области аэрогеля, $N_{ph.e.0}^{Total}$ – тоже самое в начальный момент времени, $N_{ph.e.}^{WLS}$ – полное число фотоэлектронов из области шифтера, и $N_{ph.e.0}^{WLS}$ – тоже самое в начальный момент времени. Полученные величины относительного уменьшения сигнала от времени представлены на рисунке 3.22. Из них следует, что уменьшение амплитуды сигнала, в течение девяти лет эксплуатации в среднем для всех счетчиков системы, связанное с фотоумножителем и аэрогелем составляет 35% и 10%, соответственно.

Изменение в амплитуде сигнала за 9 лет, измеренное на космических мюонах с импульсами выше 1200 МэВ/с, для счетчиков цилиндрической части системы в подходе «Толстый счетчик» показано на рисунке 3.23.

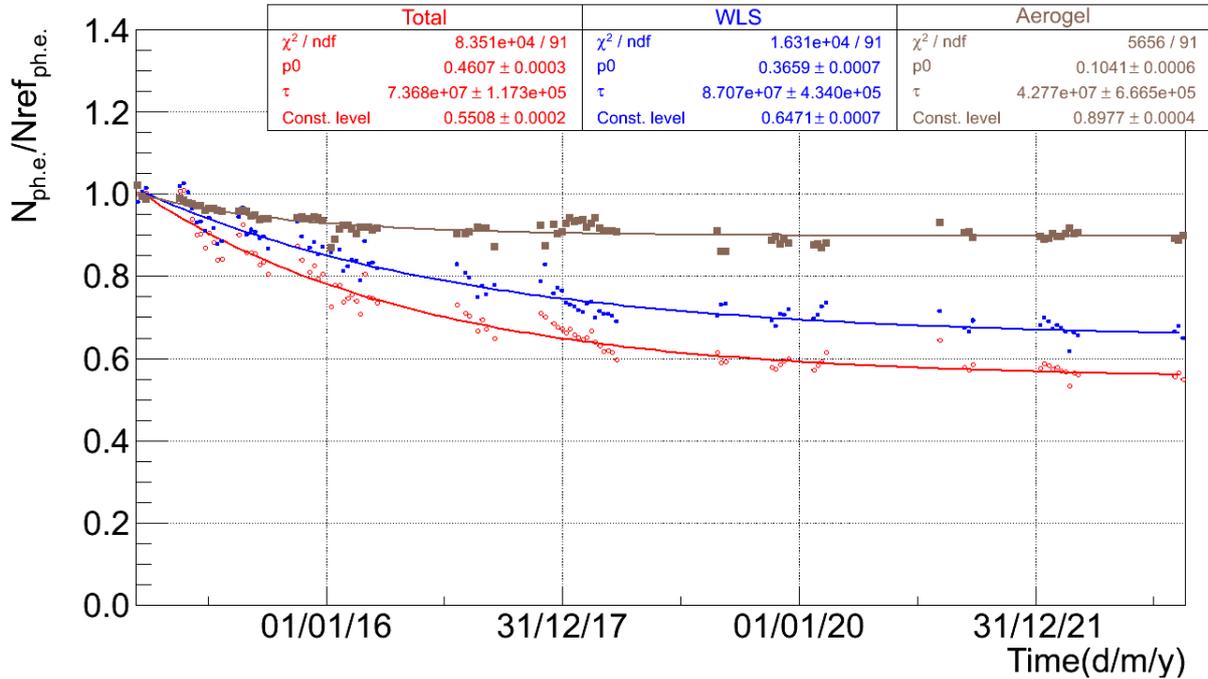


Рисунок 3.22 — Относительная долговременная стабильность усредненная по всем счетчикам системы АШИФ. Красным – суммарный эффект падения светосбора, синим – уменьшение сигнала связанное с ФЭУ с МКП, коричневым – уменьшение сигнала в аэрогеле

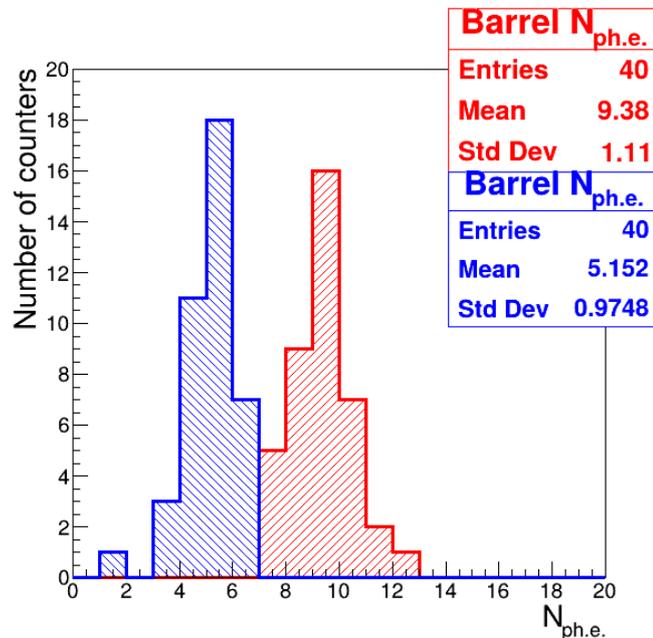


Рисунок 3.23 — Распределения сегментов в цилиндрической части системы по амплитуде сигнала в подходе «Толстый счетчик», полученные на космических мюонах с импульсами выше 1200 МэВ/с: красным – в 2014 году, синим – в 2023 году

Из-за описанных выше эффектов, качество π/K -разделения системы АШИФ в среднем по системе снизилось с 3σ в 2014 году до $2,5\sigma$ в 2023 году в рабочем диапазоне (от 600 до 1500 МэВ/с) в подходе «Толстый счетчик». Изменение качества π/K -разделения для одного из сегментов системы представлено на рисунке 3.24.

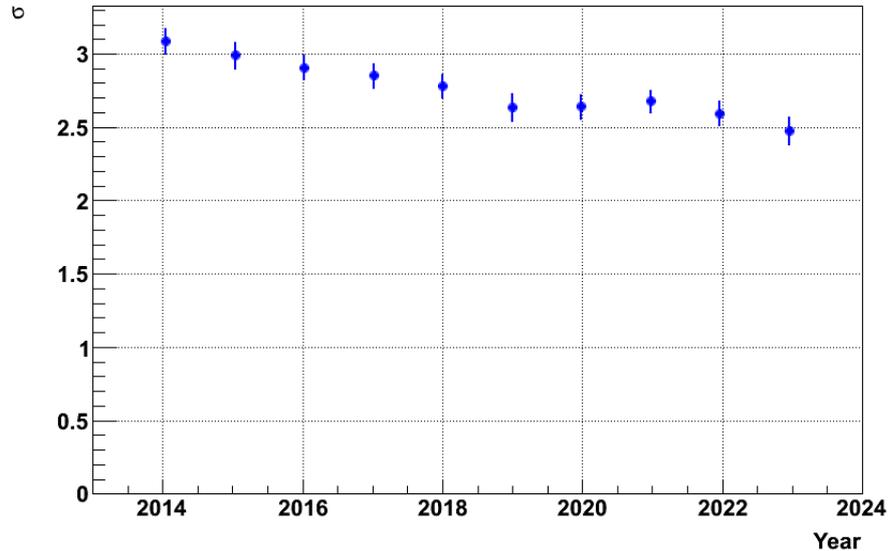


Рисунок 3.24 — Изменение качества π/K -разделения во времени для одного из цилиндрических «Толстых счетчиков» в импульсном диапазоне от 600 до 1500 МэВ/с при пороге в 1 фотоэлектрон

3.6 Моделирование системы

Моделирование счетчиков АШИФ интегрировано в полную программу Монте-Карло моделирования детектора КЕДР, которая основана на пакете GEANT3.21 [34]. В существующей до 2013 года версии программы моделирования было описано только вещество первого слоя системы, без моделирования сигнала. Автором диссертационной работы было разработано программное обеспечение для моделирования отклика счетчиков АШИФ на проходящие через них частицы [35; 36; 38; 42]. Реализовано реалистичное описание геометрии всех 160 счетчиков двухслойной системы (три активные среды – аэрогель, шифтер, тефлон; пассивные – боксы с электроникой и высоковольтные выходы) и смоделирован отклик системы.

В моделировании счётчик начинается с алюминиевого корпуса толщиной 1 мм, в котором находится блок из тефлона толщиной 0,54 мм. Внутри блока из тефлона расположен блок аэрогеля толщиной 70 мм. В блоке аэрогеля размещены шифтеры толщиной 3 мм и электроника. Цилиндрические счётчики имеют форму цилиндрического сектора по азимутальному углу φ . Торцевые счётчики представляют собой трапеции. В таблице 3.5 приведены параметры веществ черенковских счётчиков.

Таблица 3.5 — Список материалов счетчиков АШИФ

| Вещество | Плотность (г/см ³) | Показатель преломления |
|-------------------------------|-----------------------------------|----------------------------|
| Аэрогель стандартный (n=1,05) | 0,243 | 1,050 |
| Аэрогель плотный (n=1,054) | 0,262 | 1,054 |
| Шифтер | 1,18 | 1,490 |
| Тефлон | 0,628 | 1,350 (20%) 1,164 (80%) |
| Al, корпус | 2,78 | |
| Al, электроника | 0,558 | |

Полный сигнал от частицы в счетчике АШИФ представляет собой сумму черенковских сигналов (I_{ch_i}) и сцинтилляционных сигналов (I_{sc_i}) в аэрогеле, шифтере и тефлоне:

$$I = I_{ch_aer} + I_{ch_wls} + I_{ch_ptfe} + I_{sc_aer} + I_{sc_wls} + I_{sc_ptfe} . \quad (3.15)$$

Величина сцинтилляционного сигнала пропорциональна потере энергии в веществе:

$$I_{sc_i} = \alpha_i \Delta E_i , \quad (3.16)$$

где α_i – коэффициент пропорциональности, i – индекс геометрического объема (аэрогель, шифтер или тефлон). Экспериментальные данные для частиц с импульсами ниже порога Черенковского излучения, и от δ -электронов в аэрогеле и Черенковского света из тефлона хорошо описываются только с помощью сцинтилляций в тефлоне, и не требуют сцинтилляций из аэрогеля.

Число черенковских фотоэлектронов от релятивистской частицы со скоростью выше порога черенковского излучения определяется как:

$$I_{ch_i} = \frac{dN_i}{dx_i} = K_i \cdot K_{cnt} \cdot z^2 \left(1 - \frac{1}{(n_i \beta)^2}\right) , \quad (3.17)$$

где n_i – показатель преломления, K_i – коэффициент пропорциональности принимающий во внимание неоднородность светосбора, K_{cnt} – корректирующий фактор для каждого счетчика, учитывающий разницу в квантовой эффективности ФЭУ с МКП и другие особенности, $\beta = v/c$, z – заряд частицы.

Пакет GEANT3.21 для описания прохождения частицы через вещество содержит COMMON-блоки с размером текущего шага на треке, зарядом частицы, полной потерей энергии на текущем шаге, массой частицы и полной энергией частицы.

Коэффициент пропорциональности определяется по экспериментальным данным как:

$$K_i = \frac{N_{\text{ph.e.}}}{L_{\text{track}} z^2 \left(1 - \frac{1}{(n_i \beta)^2}\right)}, \quad (3.18)$$

где $N_{\text{ph.e.}}$ – число фотоэлектронов, L_{track} – длина трека частицы в счетчике. Для учёта неоднородности светосбора в счётчике было выполнено разбиение аэрогеля и шифтера на мелкие геометрические области для пяти различных типов счётчиков. Коэффициент пропорциональности для каждой области определяется с помощью космических мюонов с импульсами более 1 ГэВ/с и используется в программе моделирования. На рисунке 3.25 и 3.26 показаны распределения значений K_i для различных областей разбиения цилиндрического и торцевого счетчиков, соответственно. Результаты оценки неоднородности светосбора представлены в таблице 3.6 для пяти различных типов счётчиков. Также был введен коэффициент K_{cnt} , учитывающий отличие светосбора отдельного счетчика в каждом из типов счетчика от среднего значения. Применение коэффициентов K_i и K_{cnt} осуществляется на этапе «домоделирования» событий, то есть при корректировки данных коэффициентов нет необходимости в перезапуске полного моделирования детектора КЕДР. Коэффициенты K_i и K_{cnt} перекалибровываются по космическим мюонам на статистике набранной во временных промежутках от одного до трех месяцев. Таким образом, учитывается долговременная стабильность системы в моделировании.

Для получения реальной амплитуды в счетчике АШИФ, используется функция распределения, полученная свёрткой одноэлектронного спектра с распределением Пуассона:

$$F(x) = \sum_{n=0}^{n=25} P_n f_n(x), \quad (3.19)$$



Рисунок 3.25 — Геометрия цилиндрического короткого счетчика первого слоя системы и распределение коэффициента пропорциональности K_i , усредненного по 20 счетчикам

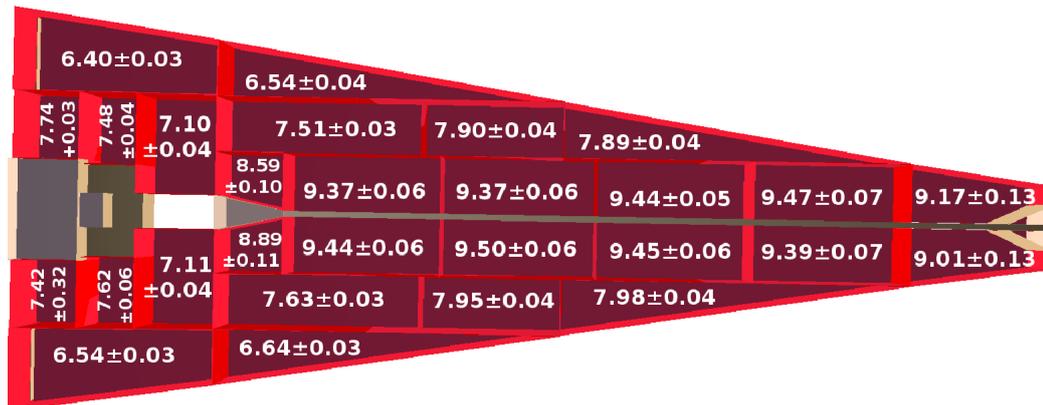


Рисунок 3.26 — Геометрия торцевого счетчика системы и распределение коэффициента пропорциональности K_i , усредненного по 80 счетчикам

Таблица 3.6 — Неоднородность светосбора ($\delta = (x_{\max} - x_{\min})/x_{\text{mean}}$)

| Тип счетчика | Неоднородность светосбора, % |
|--|------------------------------|
| Цилиндрический короткий счетчик первого слоя | ±26% |
| Цилиндрический длинный счетчик первого слоя | ±25% |
| Цилиндрический короткий счетчик второго слоя | ±32% |
| Цилиндрический длинный счетчик второго слоя | ±36% |
| Торцевой счетчик | ±19% |

где

$$f_n(x) = \int f_1(y) f_{n-1}(x-y) dy, \quad (3.20)$$

P_n – распределение Пуассона, $f_1(y)$ – однофотоэлектронный спектр. Число фотоэлектронов определяется по распределению амплитуды функции $F(x)$.

На рисунке 3.27 представлено сравнение распределения числа фотоэлектронов на космических мюонах, полученного на экспериментальных данных, с результатами моделирования. Сравнение гистограмм проводилось по критерию χ^2 . Например, $\chi^2/ndf = 0,99$ для счётчика 140. Отличие модели от эксперимента может быть связано с флуктуациями коэффициента усиления ФЭУ и неоднородностью светосбора, не описываемыми распределением Пуассона.

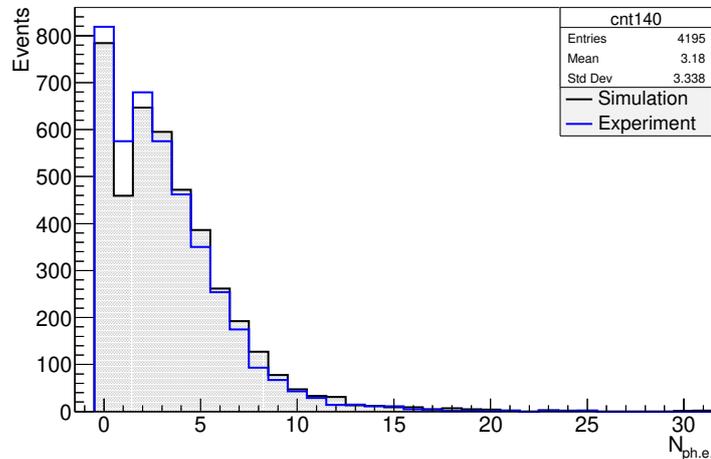


Рисунок 3.27 — Распределение числа фотоэлектронов для одного счётчика на космических мюонах

Зависимости числа фотоэлектронов для космических мюонов от азимутального угла φ и координаты Z (с исключением шифтера) представлены на рисунке 3.28 и 3.29, соответственно. Положение счётчиков в моделировании согласуется с экспериментом.

На рисунке 3.30 показана зависимость числа фотоэлектронов на трек от импульса космического мюона для одного из сегментов цилиндрической части в подходе «Толстый счётчик» для экспериментальных данных и моделирования. Отбираются треки проходящие через геометрическую область «Аэрогель».

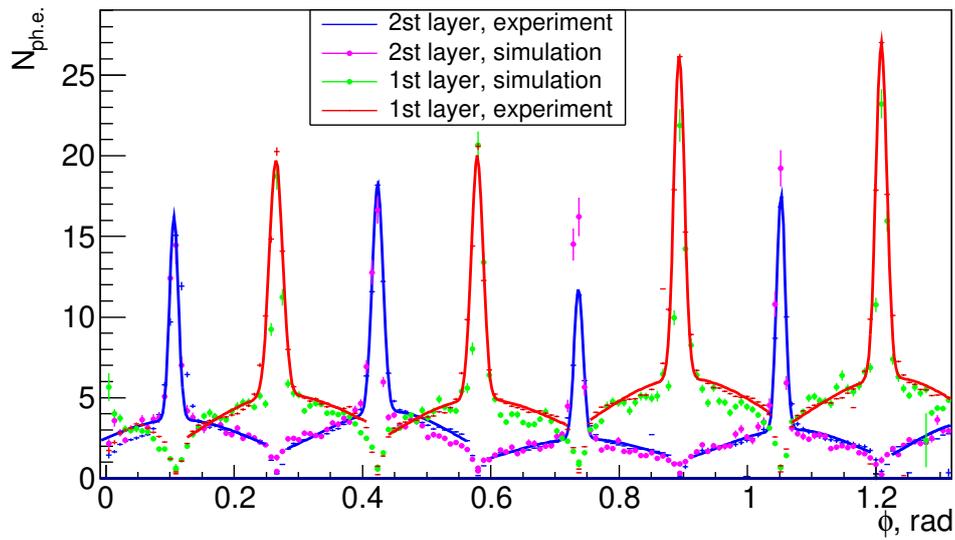


Рисунок 3.28 — Зависимость амплитуды сигнала космических мюонов в числе фотоэлектронов от азимутального угла ϕ для эксперимента и моделирования

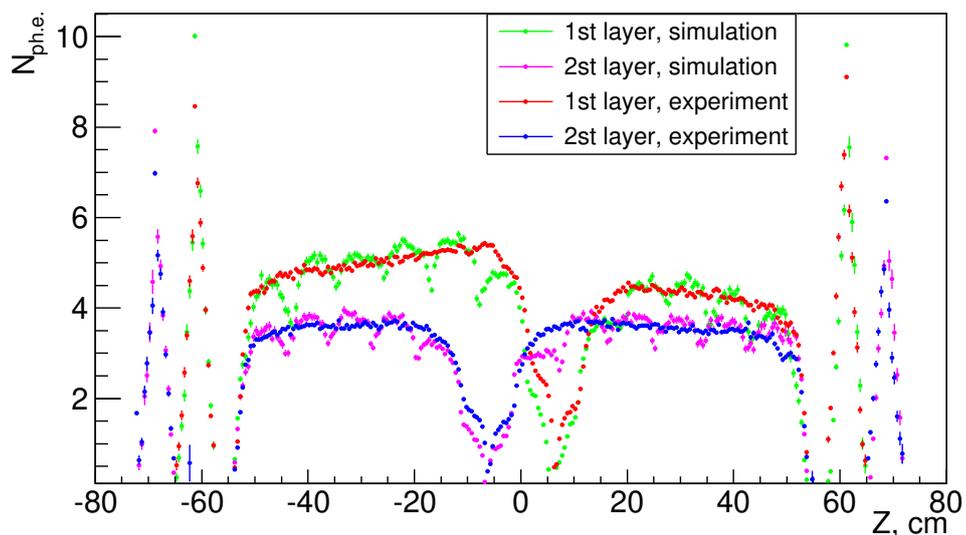


Рисунок 3.29 — Зависимость амплитуды сигнала космических мюонов в числе фотоэлектронов от координаты Z (без шифтера) для эксперимента и моделирования

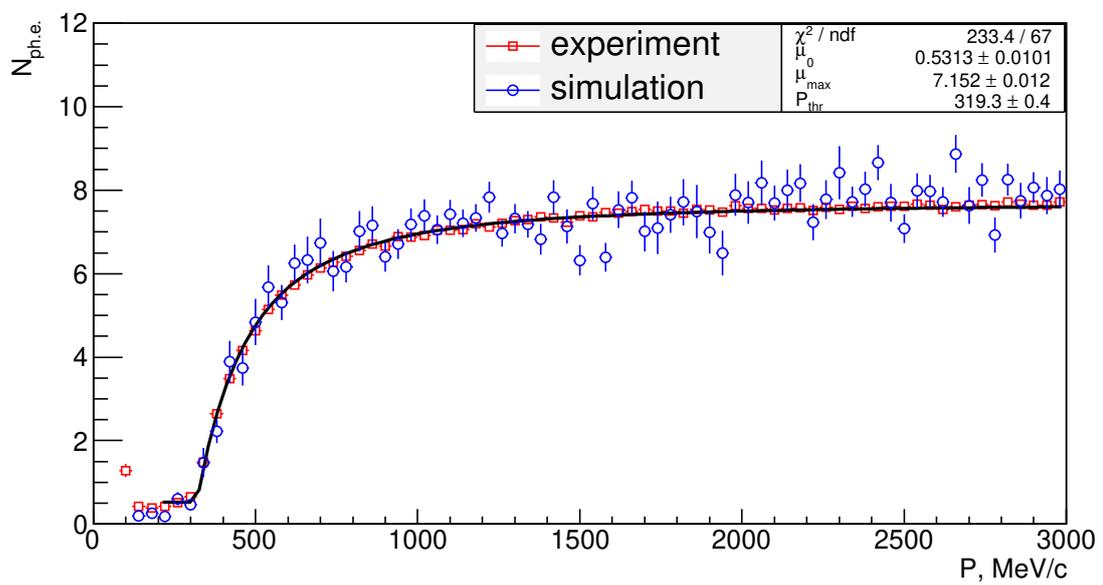


Рисунок 3.30 — Зависимость числа фотоэлектронов от импульса космических мюонов для одного из сегментов цилиндрической части системы в подходе «Толстый счетчик». Красные открытые квадраты – экспериментальные данные, синие открытые кружки – данные моделирования, линия – параметризация функцией 3.7 экспериментальных данных

Глава 4. Эксперимент по измерению масс нейтрального и заряженного D -мезонов на детекторе КЕДР

4.1 Метод измерения

Целью данного измерения являлось измерение массы нейтрального и заряженного D -мезонов с точностью, превосходящей полученную ранее коллаборацией КЕДР в работе [18]. Результаты нового измерения масс D -мезонов опубликованы в двух работах [39; 40], а также получено свидетельство о государственной регистрации программы для анализа масс D -мезонов [43]. Анализ основан на двух наборах экспериментальных данных, набранных в пике резонанса $\psi(3770)$ с интегральной светимостью $4,9 \text{ пб}^{-1}$. Первый набор данных $0,9 \text{ пб}^{-1}$ был выполнен в 2004 году. Эти данные использовались для получения результата, опубликованного в работе [18], и который представлен в таблицах PDG [28]. Для этого результата систематическая неопределенность, обусловленная поправкой на излучение в начальном состоянии (ISR, Initial State Corrections), доминирует в общей систематической неопределенности. Она определяется точностью зависимости сечения $\sigma(e^+e^- \rightarrow D\bar{D})$ от энергии. В настоящее время коллаборация BES-III опубликовала более точные измерения энергетической зависимости сечения $\sigma(e^+e^- \rightarrow D\bar{D})$ [98; 99], и поэтому данные 2004 года были повторно переобработаны. Второй набор данных $4,0 \text{ пб}^{-1}$ был выполнен в 2016-2017 годах, после длительного перерыва, в ходе которого был выполнен частичный ремонт и модернизация подсистем детектора КЕДР.

Масса D -мезонов измеряется в процессе $e^+e^- \rightarrow \psi(3770) \rightarrow D\bar{D}$ с реконструкцией одного из D -мезонов. Нейтральные D -мезоны реконструируются в конечном состоянии $K^-\pi^+$ (и зарядово-сопряженные) ($\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+) = (3,95 \pm 0,03)\%$), а заряженные D -мезоны реконструируются в конечном состоянии $K^-\pi^+\pi^+$ (и зарядово-сопряженные) ($\mathcal{B}(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+) = (9,38 \pm 0,16)\%$). Для увеличения статистики набор данных проводился в максимуме резонанса $\psi(3770)$. Сечения при энергии $\psi(3770)$ равны $\sigma(D^0\bar{D}^0) = 3,61 \pm 0,01 \pm 0,04 \text{ нб}$ и $\sigma(D^+D^-) = 2,83 \pm 0,01 \pm 0,03 \text{ нб}$ [98; 99].

Инвариантная масса D -мезона (псевдомасса или «beam constrained mass») вычисляется как

$$M_{bc} = \sqrt{E_{beam}^2 - \left(\sum_i \vec{p}_{true_i} \right)^2}, \quad (4.1)$$

где E_{beam} – энергия пучка, \vec{p}_{true_i} – импульсы продуктов распада D -мезона, которые корректируются с учётом вкладов описанных более подробно ниже. Использование такого подхода для определения массы приводит к сдвигу массы из-за разницы между энергией пучка и средней энергией рожденного мезона. Эта разница возникает из-за излучения в начальном состоянии (ISR, Initial State Corrections) и, кроме того, из-за энергетического разброса при наборе данных в стороне от максимума сечения. Излучение в конечном состоянии (FSR, Final State Corrections) приводит к разнице между импульсом мезона и импульсом продуктов его распада. Все эти эффекты учитываются при моделировании формы M_{bc} . Программа Монте-Карло моделирования детектора КЕДР основана на пакете GEANT3.21 [34].

Неопределённость, связанная с неточным знанием энергии пучка, незначительна в случае ВЭПП-4М, благодаря измерению энергии пучков методом резонансной деполяризации. Рассчитанная таким образом инвариантная масса определяется точнее, чем в случае, когда энергия D -мезона определяется из энергий продуктов распада. Точность измерения M_{bc} в одном событии составляет

$$\sigma^2(M_{bc}) = \frac{\sigma_W^2}{4} + \left(\frac{p_D}{M_D} \right)^2 \sigma_{p_D}^2 = \frac{\sigma_W^2}{4} + 0,02 \sigma_{p_D}^2, \quad (4.2)$$

где σ_W – энергетический разброс в пучке, σ_{p_D} – импульсное разрешение. Вклад импульсного разрешения в точность измерения массы значительно подавлен из-за малости импульса D -мезона ($p_D \simeq 260$ МэВ) по сравнению с его массой.

Помимо M_{bc} , D -мезоны эффективно выделяются по разнице энергий D -мезона и пучка:

$$\Delta E = \sum_i \sqrt{(m_i^2 + p_{true_i}^2)} - E_{beam}, \quad (4.3)$$

где m_i и p_{true_i} – массы и импульсы продуктов распада D -мезона. Для сигнальных событий величина ΔE близка к нулю. В анализе отбираются события в достаточно широкой области $M_{bc} > 1700$ МэВ и $|\Delta E| < 300$ МэВ. Затем выполняется подгонка плотности событий с массой D -мезона в качестве одного из параметров, с учётом фонового вклада. Фон в анализе исходит из случайных

комбинаций треков континуум процесса $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(q = u, d, s)$ и других мод распадов D -мезонов.

Для улучшения разрешения по M_{bc} выполняется кинематическая подгонка с ограничением $\Delta E = 0$. Это достигается путём минимизации функции χ^2 , образованной из импульсов продуктов распада D -мезона:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(p'_i - p_{true_i})^2}{\sigma_{p_i}^2} \quad (4.4)$$

где p_{true_i} – измеренные импульсы продуктов распада D -мезона, σ_{p_i} – ошибки измеренных импульсов, полученные в результате подгонки трека, p'_i – импульсы из подгонки, удовлетворяющие ограничению $\Delta E(p'_i) = 0$.

Для измерения массы D^0 -мезона в дополнение к переменным M_{bc} и ΔE используется переменная $\Delta|p|$, которая также позволяет эффективно отделять сигнал от фона, тем самым повышая общую статистическую точность измерения. $\Delta|p|$ является разностью абсолютных значений импульсов продуктов распада D^0 -мезона в системе центра масс. Используется тот факт, что разрешение M_{bc} сильно зависит от кинематики распада – оно может быть до трёх раз лучше для событий, где дочерние частицы от распада D^0 движутся поперёк направления D^0 (для этих событий $\Delta|p|$ около нуля), чем для событий, где они движутся вдоль этого направления.

Точность измерения импульса напрямую влияет на измерение массы D -мезонов. К значениям реконструированных импульсов применяются следующие поправки:

1. Сначала применяется поправка к импульсам треков, обусловленная ионизационными потерями в веществе, и полученная из моделирования. Для этого моделировались монохроматические частицы (пионы и каоны) из центра детектора, проходящие через вакуумную камеру. Отклонение реконструированного импульса от истинного Δp_c при моделировании пионов и каонов показано на рисунке 4.1. Для компенсации этого эффекта вводится поправка к импульсу:

$$\Delta p_c = D/\beta^3 + \kappa p, \quad (4.5)$$

где $\beta = p/\sqrt{m^2 + p^2}$, а D , m , κ – свободные параметры, полученные в результате подгонки, p – измеренный импульс трековой системой.

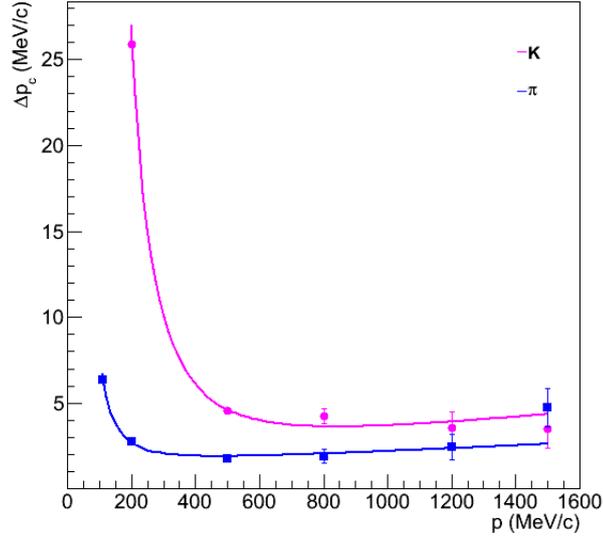


Рисунок 4.1 — Отклонение реконструированного импульса от истинного при моделировании пионов (синие прямоугольники) и каонов (пурпурные круги).

Сплошные линии – параметризация функцией 4.5

2. Затем применяется поправочный коэффициент для импульса α (абсолютная калибровка импульса), где α определяется таким образом, чтобы среднее значение величины ΔE было близко к нулю (т.е. $\langle \Delta E \rangle \sim 0$). Поправочный коэффициент α связывает истинный импульс трека p_{true} и измеренный импульс p :

$$p_{true} = \alpha(p + \Delta p_c). \quad (4.6)$$

Наиболее вероятное значение α было определено путем нескольких повторных обработок наборов данных. В результате получается зависимость $\langle \Delta E \rangle$ от α , в минимуме которой $\langle \Delta E \rangle$ наиболее близко к нулю. Значение α в минимуме используется для дальнейшей обработки данных. Поскольку распределение ΔE включает эффект ISR, $\langle \Delta E \rangle$ не обязательно равна нулю. Для первого и второго наборов данных, а также для D^0 и D^+ в подгонке используются различные значения α , определяемые независимо.

Для каждого реконструированного кандидата в D -мезон к импульсам треков применяются поправки (1) и (2), и выполняется кинематическая подгонка, чтобы получить $\Delta E = 0$. M_{bc} и $\Delta|p|$ рассчитываются с использованием полученных импульсов из кинематической подгонки. Для ΔE используются значения импульсов до кинематической подгонки, но с поправками (1) и (2).

Импульсное разрешение в моделировании настраивается с использованием треков от космических частиц. Отбирались треки, проходящие через вакуумную камеру, и отдельно подгонялась их верхняя и нижняя части. Импульсное разрешение показано на рисунке 4.2, полученное по заходам с космическими частицами в 2016-2017 годах, и составляет $\sigma_p^2/p^2 = 3,5\%^2 + (5,5\% \times p[GeV])^2$. Для данных 2004 года импульсное разрешение лучше и составляет $\sigma_p^2/p^2 = 2,9\%^2 + (4,5\% \times p[GeV])^2$. Для соответствия моделирования экспериментальным данным систематическая ошибка определения $x(t)$ в аксиальных и стереослоях дрейфовой камеры умножается на калибровочные поправочные коэффициенты. Определение $x(t)$ дается в подразделе 2.2.2.

Для наиболее эффективного измерения массы D -мезонов используется процедура небинированной подгонки методом максимального правдоподобия. Функция правдоподобия имеет вид:

$$-2 \ln \mathcal{L}(\varepsilon) = -2 \sum_{i=1}^N \ln \mathcal{P}(v_i|\varepsilon) + 2N \log \int \mathcal{P}(v|\varepsilon) dv, \quad (4.7)$$

где N – число событий; $v = (M_{bc}, \Delta E, \Delta|p|)$ – переменная, характеризующая одно событие; $\mathcal{P}(v|\varepsilon)$ – функция распределения вероятности событий (PDF – probability distribution function), зависящая от параметров подгонки $\varepsilon = (\tilde{M}_D, \langle \Delta E \rangle, b_{uds}, b_{DD})$:

$$\mathcal{P}(v|\varepsilon) = \mathcal{P}_{sig}(v|\tilde{M}_D, \langle \Delta E \rangle) + b_{uds} \mathcal{P}_{uds}(v) + b_{DD} \mathcal{P}_{DD}(v). \quad (4.8)$$

Здесь \mathcal{P}_{sig} – функция распределения вероятности событий сигнала, зависящая от \tilde{M}_D (массы D -мезона) и $\langle \Delta E \rangle$ (центрального значения распределения ΔE); \mathcal{P}_{uds} – функция распределения вероятности событий фонового процесса $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s$); а \mathcal{P}_{DD} – функция распределения вероятности событий фона от распада $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ с распадом D -мезона во все моды, кроме сигнальной; b_{uds} и b_{DD} – относительные величины фоновых процессов. Функции распределения вероятности событий \mathcal{P}_{sig} , \mathcal{P}_{uds} и \mathcal{P}_{DD} получены в результате параметризации распределений Монте-Карло (МК) моделирования.

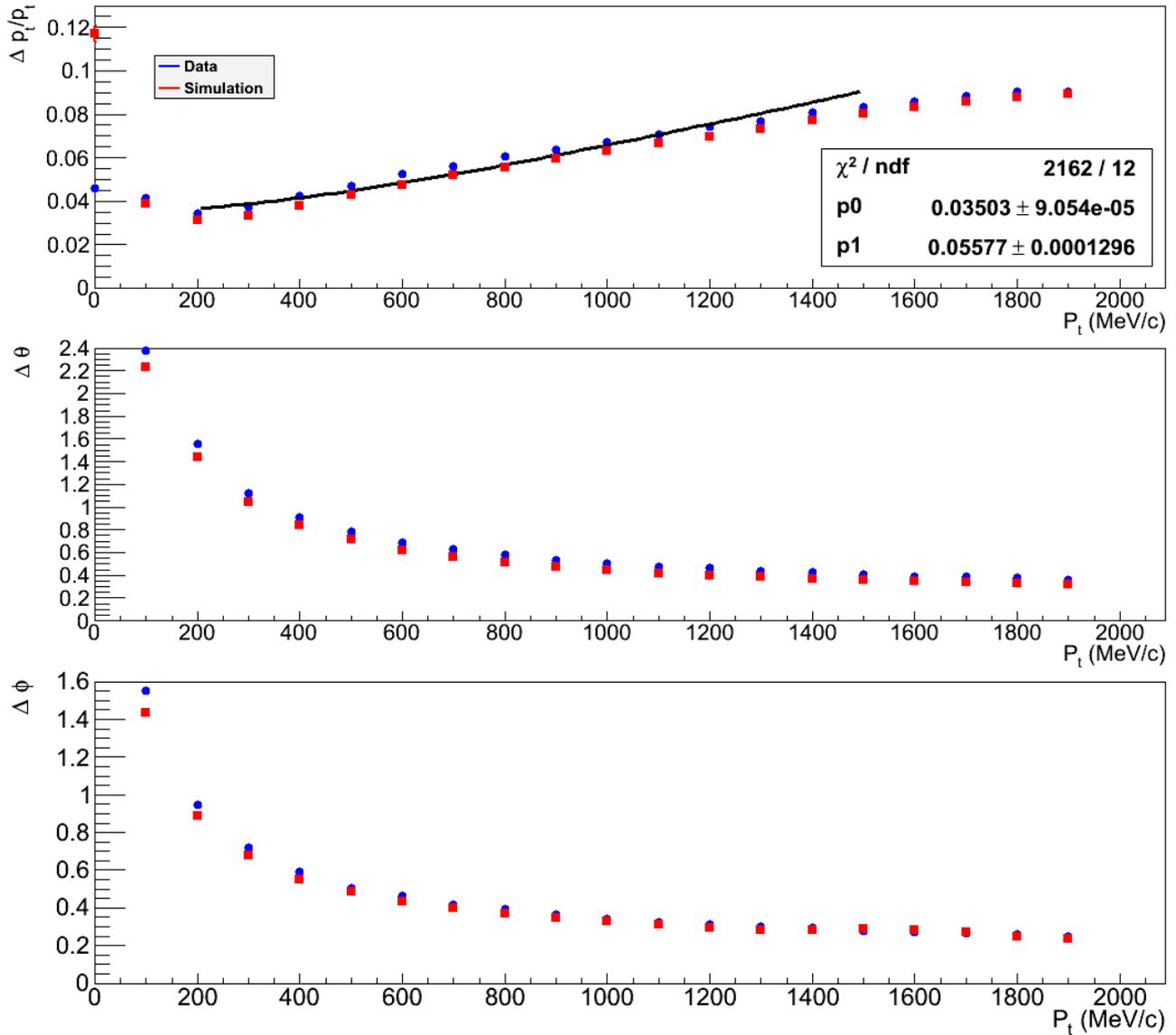


Рисунок 4.2 — Импульсные и угловые разрешения в зависимости от импульса полученные по космическим мюонам для данных 2016-17 годов. Синие точки — экспериментальные данные, красные точки — моделирование, сплошная линия — функция параметризации $\sigma_p^2/p^2 = 3,5\%^2 + (5,5\% \times p[\text{GeV}])^2$

4.2 Измерение массы D^0

Нейтральные D -мезоны реконструируются в конечном состоянии $K^-\pi^+$ (и зарядово-сопряженные) ($\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+) = (3,95 \pm 0,03)\%$) [28]. На первом этапе анализа отбираются кандидаты в многоадронные события, содержащие не менее трёх треков, расположенных вблизи области взаимодействия (поперечное расстояние от оси пучка $R < 5$ мм, продольное расстояние $|z| < 120$ мм) и образующих общую вершину. Пары противоположно заряженных треков принимаются в качестве кандидатов на распад D^0 -мезона со следующими требованиями:

- Число измерений в трековой системе (хитов) $N_{hits} \geq 24$,
- Качество подгонки трека $\chi^2 < 100$,
- Ограничение на поперечный импульс: $100 < p_T < 2000$ МэВ,
- Энергия привязанного к треку кластера в калориметре $E < 1000$ МэВ.

Для правильного вычисления величины $\Delta E = E_\pi + E_K - E_{beam}$ необходима π/K идентификация. Средний импульс треков для распада $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ составляет 800 МэВ/с. В 2004 году система АЧС работала не на уровне своих проектных параметров и имела низкую эффективность регистрации релятивистских частиц, поэтому при переобработке первого набора данных (2004 г.) в качестве энергии D^0 -мезона берется комбинация:

$$E' = (E_{K^-\pi^+} + E_{K^+\pi^-})/2, \quad (4.9)$$

где

$$\begin{aligned} E_{K^-\pi^+} &= \sqrt{M_K^2 + p_-^2} + \sqrt{M_\pi^2 + p_+^2}, \\ E_{K^+\pi^-} &= \sqrt{M_K^2 + p_+^2} + \sqrt{M_\pi^2 + p_-^2}. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Рассчитанная таким образом энергия E' практически не смещена относительно истинной энергии E . Для анализа второго набора данных (2016-2017 гг.) используется π/K идентификация на основе АЧС. Методика для π/K идентификации описана в разделе 3.5. Для второго набора данных среднее качество π/K разделения составляет $2,8\sigma$ при пороге 1 фотоэлектрон в импульсном диапазоне от 600 до 1500 МэВ/с. Использование π/K идентификации позволяет увеличить соотношение сигнал/фон примерно в 2 раза. Основной вклад системы идентификации заключается в подавлении комбинаторного фона. Требования к π/K

идентификации довольно слабые. Если трек проходит через область геометрической неэффективности системы АЧС, то мы оставляем обе гипотезы (π или K) для этого трека при реконструкции D^0 -мезона.

Моделирование сигнальных событий выполняется с помощью Монте-Карло генератора для распадов $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$, где распады D -мезонов моделируются с помощью пакета JETSET 7.4 [100], а радиационные поправки учитываются, как в начальном (ISR, с использованием пакета RADCOR [101] на основе работы Кураева–Фадина [102]), так и в конечном состоянии (FSR, пакет PHOTOS [103]). Для поправок ISR используется зависимость сечения $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ от энергии, измеренная коллаборацией BESIII [98; 99].

Полная ширина распределения энергии пучка составляет около 1,3 МэВ при различных режимах работы ВЭПП-4М. Для моделирования поправок, обусловленных ISR, для учета положения на кривой зависимости сечения от энергии, распределение энергии пучка по экспериментальным заходам было разделено на десять бинов. Для каждого бина выполнено моделирование с соответствующим значением энергии пучка и с учетом весового коэффициента, пропорционального интегральной светимости. При расчете M_{bc} и ΔE в моделировании использовалась средняя энергия пучка, взвешенная по светимости, в то время как для данных энергия пучка берется для каждого экспериментального захода. Энергия пучка в моделировании определяется независимо, и имеет разные значения, для первого и второго наборов данных. В моделировании учтен энергетический разброс (σ_W) 1,15 МэВ и 1,00÷1,59 МэВ, для первого и второго наборов данных, соответственно.

Функция распределения вероятности событий сигнала \mathcal{P}_{sig} в зависимости от трёх переменных M_{bc} , ΔE и $\Delta|p|$ получена путём подгонки трёхмерного Монте-Карло распределения, смоделированного для заданной массы D -мезона M_D и энергии пучка. Параметризация распределения сигнальных событий выполняется с помощью

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}_{sig}(M_{bc}, \Delta E, \Delta|p|) &= |1 + k_1 \Delta|p||^2 \times \\
&\times \left[\exp\left(\frac{-(\Delta E - \langle \Delta E \rangle)^2}{2\sigma_{1\Delta E}^2}\right) \times \frac{\exp\left(\frac{-(M_{bc} - \langle M_{bc} \rangle - cor_1 \times (\Delta E - \langle \Delta E \rangle))^2}{2\sigma_{1M_{bc}}^2}\right)}{(\sigma_L(M_{bc}) + \sigma_R(M_{bc}))} + \right. \\
&+ |k_2| \exp\left(\frac{-(\Delta E - \langle \Delta E \rangle)^2}{2\sigma_{2\Delta E}^2}\right) \times \frac{\exp\left(\frac{-(M_{bc} - \langle M_{bc} \rangle - cor_2 \times (\Delta E - \langle \Delta E \rangle) - M_{bcshift})^2}{2\sigma_{2M_{bc}}^2}\right)}{\sigma_{2M_{bc}}} \left. \right] + \\
&+ |k_3| \mathcal{P}_{DD}(M_{bc}, \Delta E, \Delta p, DDbkg_par), \tag{4.11}
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
\sigma_L(M_{bc}) &= \sqrt{\sigma_{0lM_{bc}}^2 + (\Delta p \times \sigma_{3M_{bc}})^2 + (\Delta p^2 \times \sigma_{4M_{bc}})^2}, \\
\sigma_R(M_{bc}) &= \sqrt{\sigma_{0rM_{bc}}^2 + (\Delta p \times \sigma_{3M_{bc}})^2 + (\Delta p^2 \times \sigma_{4M_{bc}})^2}, \\
\Delta M_{bc} &= M_{bc} - \langle M_{bc} \rangle - cor_1 \times (\Delta E - \langle \Delta E \rangle), \\
\Delta M_{bc} < 0 &: \sigma_{1M_{bc}} = \sigma_L(M_{bc}), \\
\Delta M_{bc} > 0 &: \sigma_{1M_{bc}} = \sigma_R(M_{bc}),
\end{aligned}$$

и k_i , $\langle \Delta E \rangle$, $\langle M_{bc} \rangle$, cor_1 , cor_2 , $\sigma_{1\Delta E}$, $\sigma_{2\Delta E}$, $M_{bcshift}$, $\sigma_{2M_{bc}}$, $\sigma_{0lM_{bc}}$, $\sigma_{0rM_{bc}}$, $\sigma_{3M_{bc}}$, $\sigma_{4M_{bc}}$ – параметры подгонки, $DDbkg_par$ – список параметров функции распределения событий фона $D\bar{D}$. Функция параметризация представляет собой сумму двух двумерных гауссовых распределений по M_{bc} и ΔE (представляющих ядро и хвосты распределения) с корреляцией и квадратичной зависимостью разрешения M_{bc} от $\Delta|p|$. Распределение ядра асимметрично по M_{bc} (с разрешениями $\sigma_L(M_{bc})$ и $\sigma_R(M_{bc})$, для левого и правого склонов соответственно). Распределение $\Delta|p|$ равномерное с небольшой квадратичной поправкой и с кинематическим ограничением $(\Delta|p|)^2 < E_{beam}^2 - M_{bc}^2$. Параметры сигнального распределения получены из подгонки смоделированного сигнала (рисунок 4.3).

Фон от процесса континуума $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ (где $q = u, d, s$) моделируется с помощью генератора $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ JETSET 7.4. Функция распределения вероятности событий континуума u, d, s параметризуется следующим образом:

$$\mathcal{P}_{uds}(M_{bc}, \Delta E, \Delta|p|) = \exp\left(-k_1 \left(\frac{M_{bc}^2}{E_{beam}^2} - 1\right) - k_2 \Delta E\right) \times (1 + k_3 \Delta|p|^2) \tag{4.12}$$

где k_i – параметры подгонки. Кинематический предел при $M_{bc} = E_{beam}$ обеспечивается зависимостью $\Delta|p|^2 < E_{beam}^2 - M_{bc}^2$. Результат подгонки моделируемого фона континуума $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ показан на рисунке 4.4.

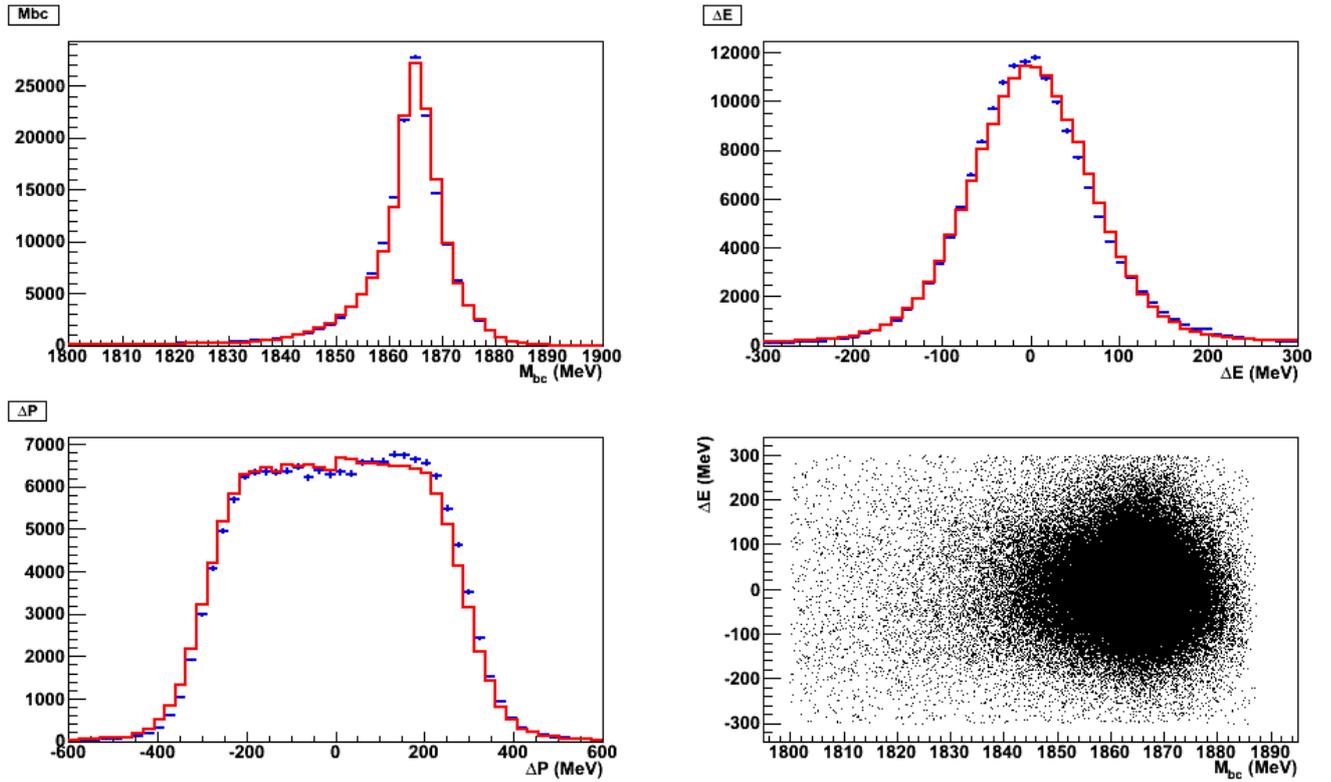


Рисунок 4.3 — Распределения M_{bc} , ΔE , $\Delta|p|$ и корреляция $(M_{bc}-\Delta E)$ для сигнала, смоделированного методом МК. Синие точки с ошибками – МК моделирование, сплошная красная линия – результат параметризации в виде гистограммы функцией 4.11

Эффект различий в функциях подгонки и МК распределений учитывается в систематической неопределенности функций распределения сигнала и фона, где используются альтернативные формы.

Фон от $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ распадов моделируется с помощью генератора JETSET7.4, где сигнальный процесс $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ подавляется в таблице распадов. Функция распределения вероятности событий для фона $D\bar{D}$ параметризуется функцией \mathcal{P}_{DDbkg} того же вида, что и для \mathcal{P}_{uds} , с добавлением трёх двумерных гауссовых распределений по M_{bc} и ΔE . Два из них описывают фон от $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $D^0 \rightarrow K^+K^-$, а третий отвечает за распады D -мезонов на три и более частиц. Форма функции распределения для фона $D\bar{D}$ представлена

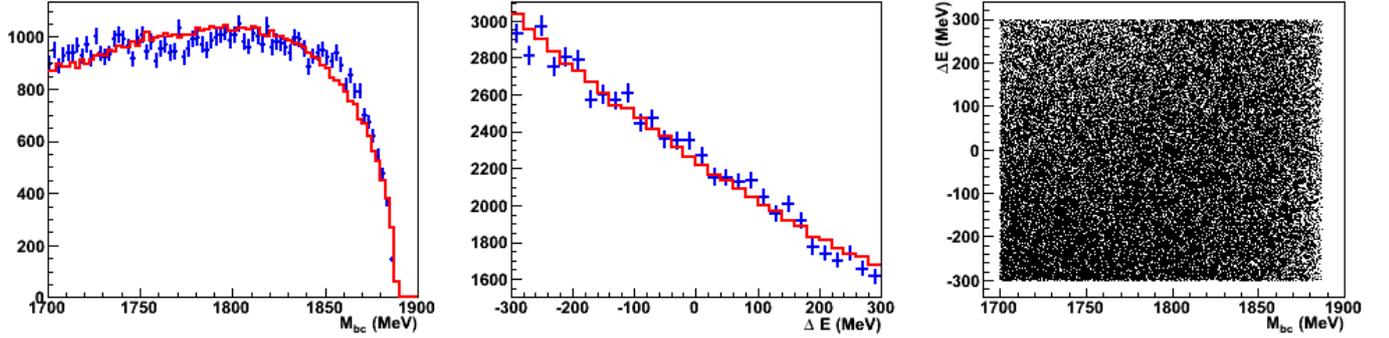


Рисунок 4.4 — Распределения M_{bc} , ΔE и корреляция $M_{bc}-\Delta E$ для фона континуума $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ (где $q = u, d, s$), смоделированного методом МК. Синие точки с ошибками – МК моделирование, сплошная красная линия – результат параметризации в виде гистограммы функцией 4.12

ниже

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}_{DDbkg}(M_{bc}, \Delta E, \Delta|p|) = & \left(\exp \left(k_1 \left(\frac{M_{bc}^2}{E_{beam}^2} - 1 \right) - k_2 \Delta E \right) + \right. \\
& + |k_3| \exp \left(-\frac{(M_{bc} - \langle M_{bc0} \rangle)^2}{2\sigma_{0M_{bc}}^2} - \frac{(\Delta E - \langle \Delta E_0 \rangle)^2}{2\sigma_{0\Delta E}^2} \right) + \quad (4.13) \\
& + |k_4| \exp \left(-\frac{(M_{bc} - \langle M_{bc1} \rangle - M_{bcshift})^2}{2\sigma_{1M_{bc}}^2} - \frac{(\Delta E - \langle \Delta E_1 \rangle)^2}{2\sigma_{1\Delta E}^2} \right) + \\
& \left. + |k_5| \exp \left(-\frac{(M_{bc} - \langle M_{bc1} \rangle + M_{bcshift})^2}{2\sigma_{2M_{bc}}^2} - \frac{(\Delta E + \langle \Delta E_1 \rangle)^2}{2\sigma_{2\Delta E}^2} \right) \right) \times |1 + k_6 \Delta|p|^2|,
\end{aligned}$$

где k_i , $\langle M_{bc0} \rangle$, $\langle \Delta E_0 \rangle$, $\sigma_{0M_{bc}}$, $\sigma_{0\Delta E}$, $\langle M_{bc1} \rangle$, $\langle \Delta E_1 \rangle$, $M_{bcshift}$, $\sigma_{1M_{bc}}$, $\sigma_{1\Delta E}$, $\sigma_{2M_{bc}}$, $\sigma_{2\Delta E}$ – параметры подгонки. Результат подгонки для смоделированного фона $D\bar{D}$ показан на рисунке 4.5.

Результат подгонки экспериментальных данных показан на рисунке 4.6. Функция подгонки имеет вид (4.8) со свободными параметрами \tilde{M}_D , $\langle \Delta E \rangle$, b_{uds} и b_{DD} , описанными выше. Поправочный коэффициент для импульса α выбран таким образом, чтобы значение $\langle \Delta E \rangle$ было близко к нулю. Отбор событий выполняется с $\alpha = 1,030 \pm 0,004$ для первого и $\alpha = 1,013 \pm 0,003$ для второго наборов данных, соответственно. Для получения массы D^0 -мезона необходимо учесть возможное отклонение параметров подгонки \tilde{M}_D и $\langle \Delta E \rangle$ от истинных значений массы и энергии D^0 -мезона. В частности, центральное значение \tilde{M}_D может быть смещено из-за асимметричной функции разрешения и радиационных поправок. Это отклонение корректируется с помощью МК моделирования. Абсолютное

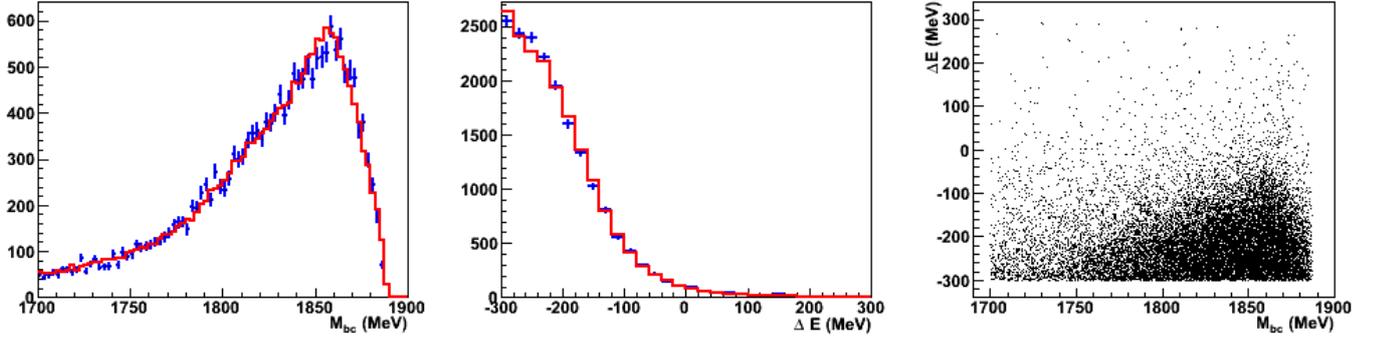


Рисунок 4.5 — Распределения M_{bc} , ΔE и корреляция $M_{bc}-\Delta E$ для фона $D\bar{D}$, смоделированного методом МК. Синие точки с ошибками – МК моделирование, сплошная красная линия – результат параметризации в виде гистограммы функцией 4.13

значение параметра подгонки \tilde{M}_D следует рассматривать, как смещение относительно параметра, полученного в моделировании с известными начальными данными. Для этого вносится следующая поправка:

$$M_D = M_D(PDG) + (\tilde{M}_D - \langle M_{bc} \rangle), \quad (4.14)$$

где $M_D(PDG)$ – масса D -мезона из PDG, заложенная в МК моделирование, \tilde{M}_D – параметр подгонки из (4.8), а $\langle M_{bc} \rangle$ – параметр подгонки из (4.11). Результаты после поправок представлены в таблице 4.1. Число событий указано для области $M_{bc} > 1700$ МэВ, $|\Delta E| < 300$ МэВ. Как видно из таблицы 4.1, отношение числа сигнальных событий для двух наборов данных составляет 1.83 и не соответствует отношению интегральных светимостей. Поскольку для первого набора данных (2004 г.) не используется система идентификации АЧС, для корректного сравнения проведен тест, когда второй набор данных (2016-17 гг.) обрабатывается без использования АЧС. Тогда отношение между числом сигнальных событий для двух наборов данных становится равно 2,98. Оставшееся несоответствие ($\sim 4/3$) объясняется более низкой эффективностью реконструкции треков для второго набора данных (2016-17 гг.), что приводит к снижению эффективности реконструкции D^0 -мезона по сравнению с первым набором данных (2004 г.) до 25%. Деградация обусловлена изменением состояния дрейфовой камеры и вершинного детектора между периодами набора данных.

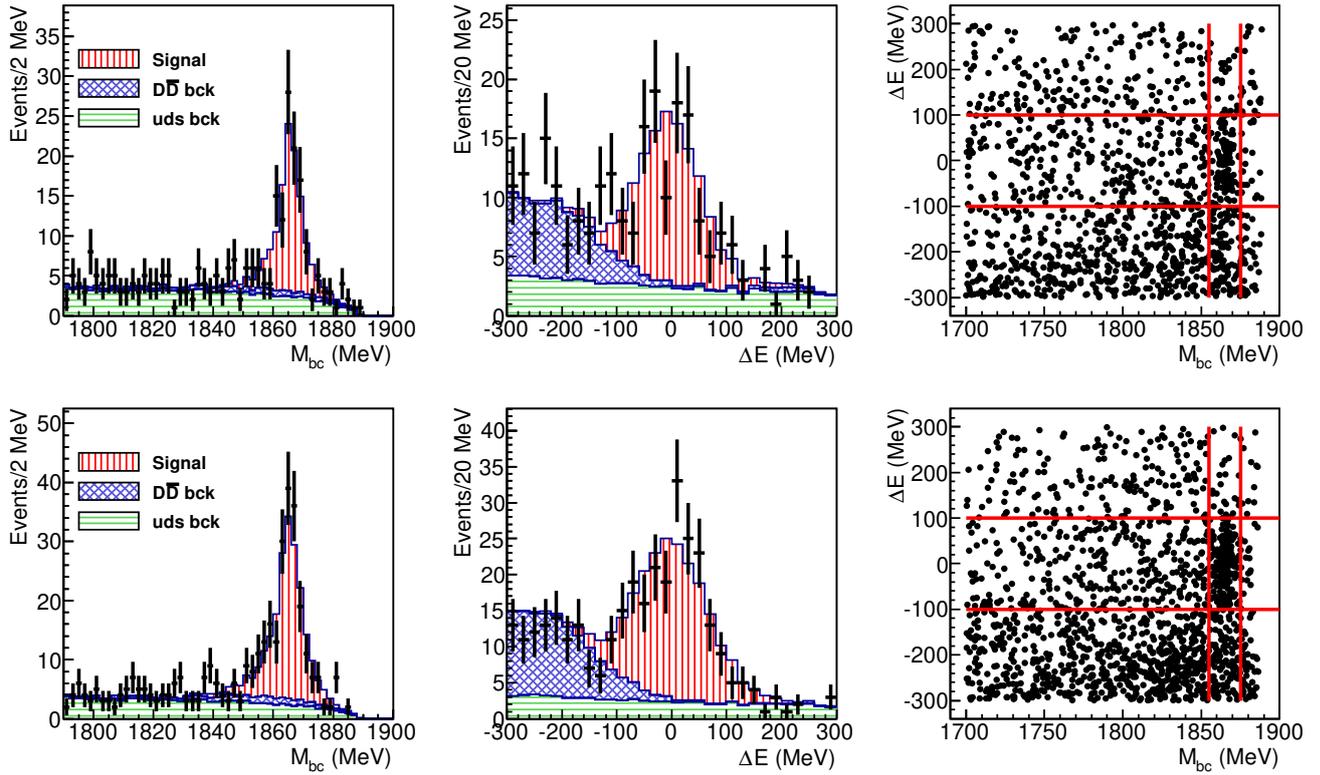


Рисунок 4.6 — Экспериментальные данные (точки с ошибками) и результаты параметризации (гистограмма) для распада $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. Распределение M_{bc} для событий с $|\Delta E| < 100$ МэВ (слева), распределение ΔE для событий с $1855 \text{ МэВ} < M_{bc} < 1875 \text{ МэВ}$ (посередине) и корреляция $M_{bc} - \Delta E$ для экспериментальных данных (справа). Сверху – набор данных 2004 года, снизу – набор данных 2016-2017 годов

Таблица 4.1 — Результаты подгонки для распада $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$

| Параметр | 2004 г. | 2016-2017 гг. |
|------------------------------------|----------------------|----------------------|
| M_D , МэВ | $1865,305 \pm 0,300$ | $1864,910 \pm 0,294$ |
| $\langle \Delta E \rangle$, МэВ | $-1,8 \pm 7,5$ | $1,0 \pm 5,8$ |
| Количество событий эффекта | $118,85 \pm 12,64$ | $217,08 \pm 17,18$ |
| Количество событий континуума | $840,02 \pm 89,35$ | $841,80 \pm 66,63$ |
| Количество событий фона $D\bar{D}$ | $290,13 \pm 30,86$ | $470,12 \pm 37,21$ |

4.3 Измерение массы D^+

Заряженные D -мезоны реконструируются в конечном состоянии $K^-\pi^+\pi^+$ (и зарядово-сопряженные) ($\mathcal{B}(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+) = (9,38 \pm 0,16)\%$) [28]. В качестве кандидатов на распад D^\pm -мезона рассматриваются комбинации из трех треков, у которых заряд одного из треков («каон») противоположен заряду двух других треков («пионов»). Требования к отбору треков те же, что и в случае процесса $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. При подгонке данных для этого процесса используются две переменные: M_{bc} и ΔE . Для анализа отбираются события удовлетворяющие следующим требованиям: $M_{bc} > 1700$ МэВ, $|\Delta E| < 300$ МэВ.

В моде распада $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ нет проблем с π/K идентификацией для вычисления ΔE , поскольку знак заряда каона противоположен знаку заряда пиона, и, таким образом, энергии всех частиц могут быть получены однозначно.

Поскольку значительная часть треков каонов в трёхчастичном распаде имеет относительно малый импульс (менее 600 МэВ/с), подавление фона от пионов возможно с помощью время-пролётной системы и измерения ионизационных потерь (dE/dx) в ДК. При отборе используется следующее требование к времени пролёта кандидата в каоны, попадающего в время-пролётную систему: $\Delta TOF = T_{TOF} - T_{K(P_K)} > -0,8$ нс (или $\sim 2,3$ раза больше разрешения по времени пролёта), где $T_{K(P_K)}$ – ожидаемое время пролёта каона с импульсом p_K , а T_{TOF} – измеренное время пролёта. При идентификации по измерению ионизационных потерь (dE/dx) рассматривается до пяти гипотез на частицу (может быть электроном, мюоном, пионом, каоном или протоном). Заполняется структура, содержащая информацию с вероятностью гипотезы о том, что частица является каоном. Для выбора кандидата на каон требовалось, чтобы гипотеза о вероятности быть каоном $P(K) > 0,50$, что подавляло события, расположенные в хвосте распределения вероятности каона. Для второго набора данных использовались аэрогелевые черенковские счетчики для дополнительного подавления фоновых треков с импульсом от 450 до 1500 МэВ/с. Использование π/K идентификации позволяет увеличить соотношение сигнал/фон примерно в 1,5 раза. Основной вклад идентификации заключается в подавлении комбинаторного фона. Требования к π/K идентификации довольно свободны. Если трек не идентифицирован ни одной системой идентификации, то мы оставляем обе гипотезы (π или K) этого трека для реконструкции заряженного D -мезона.

Как и в случае распада $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, моделирование проводится с использованием генератора $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ с учётом эффектов ISR и FSR. Функция распределения вероятности событий сигнала \mathcal{P}_{sig} параметризуется так же, как для моды $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, но без зависимости от $\Delta|p|$.

Для параметризации континуума $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ используется эмпирическая функция по переменной M_{bc} , предложенная в эксперименте Argus [104], и экспонента с квадратичной зависимостью по ΔE :

$$\mathcal{P}_{uds}(M_{bc}, \Delta E) = y \exp(k_1 y^2 - [k_2 + k_3 y^2] \Delta E + k_4 \Delta E^2), \quad (4.15)$$

где $y = \sqrt{M_{bc}/E_{beam} - 1}$. Коэффициенты k_i находятся путём подгонки Монте-Карло распределений, как и в случае D^0 . Коэффициент k_3 отвечает за зависимость наклона ΔE от M_{bc} , которая появляется после кинематической подгонки при $\Delta E=0$. Функция распределения вероятности событий для $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ фона $\mathcal{P}_{D\bar{D}bkg}$ параметризуется распределением той же формы, что и для \mathcal{P}_{uds} , с добавлением двух двумерных гауссовых распределений по M_{bc} и ΔE . Они описывают вклады распадов $D^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$, $D^+ \rightarrow 3\pi$ и распады D -мезонов на четыре и более частиц.

Результат подгонки экспериментальных данных показан на рисунке 4.7. Поправочный коэффициент для импульса α выбран таким образом, чтобы значение $\langle \Delta E \rangle$ было близко к нулю. Отбор событий выполняется с $\alpha=1,023 \pm 0,003$ для первого и с $\alpha=1,014 \pm 0,003$ для второго наборов данных, соответственно. Результаты после поправок, как для D^0 -мезона, показаны в таблице 4.2. Число событий указано для области $M_{bc} > 1700$ МэВ, $|\Delta E| < 300$ МэВ. Как и для D^0 -мезона, из таблицы 4.2 для D^+ -мезона видно, что отношение числа сигнальных событий для двух наборов данных составляет 1.96 и не соответствует отношению интегральных светимостей. Поскольку для первого набора данных (2004 г.) не используется система идентификации АЧС, для корректного сравнения проведен тест, когда второй набор данных (2016-17 гг.) обрабатывается без АЧС. Тогда отношение между числом сигнальных событий для двух наборов данных становится равным 3,15. Оставшееся несоответствие ($\sim 4/3,15$) объясняется более низкой эффективностью реконструкции треков для второго набора данных (2016-17 гг.), что приводит к снижению эффективности реконструкции D^+ -мезона для второго набора данных (2016-17 гг.) по сравнению с первым набором данных (2004 г.) до 25%. Деградация обусловлена изменением состояния дрейфовой камеры и вершинного детектора между периодами набора данных.

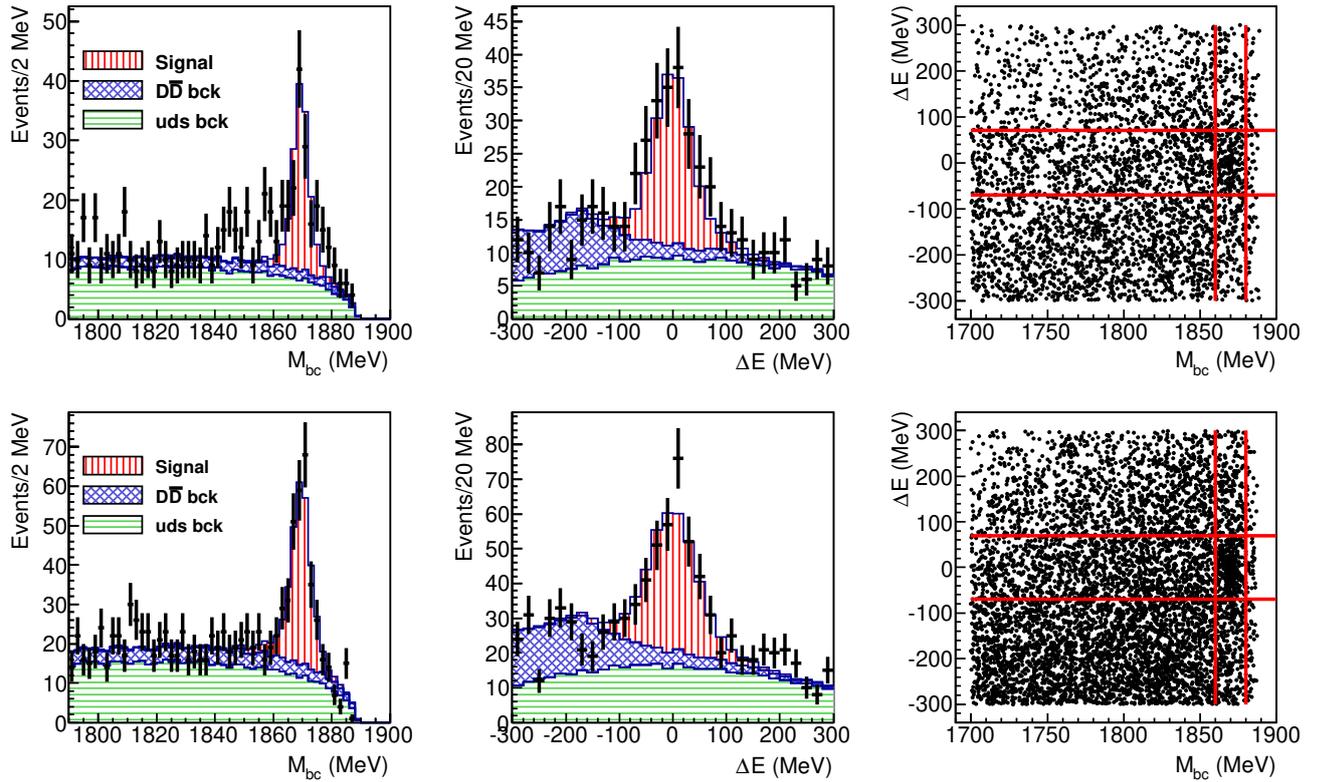


Рисунок 4.7 — Экспериментальные данные (точки с ошибками) и результаты параметризации (гистограмма) для распада $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$. Распределение M_{bc} для событий с $|\Delta E| < 70$ МэВ (слева), распределение ΔE для событий с $1860 \text{ МэВ} < M_{bc} < 1880 \text{ МэВ}$ (посередине) и корреляция $M_{bc} - \Delta E$ для экспериментальных данных (справа). Сверху – набор данных 2004 года, снизу – набор данных 2016-17 годов

Таблица 4.2 — Результаты подгонки для распада $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$

| Параметр | 2004 г. | 2016-2017 гг. |
|------------------------------------|----------------------|----------------------|
| M_D , МэВ | $1869,472 \pm 0,488$ | $1869,60 \pm 0,357$ |
| $\langle \Delta E \rangle$, МэВ | $0,4 \pm 5,4$ | $-0,3 \pm 4,5$ |
| Количество событий эффекта | $178,75 \pm 19,65$ | $349,98 \pm 29,04$ |
| Количество событий континуума | $2752,27 \pm 302,65$ | $4653,36 \pm 386,11$ |
| Количество событий фона $D\bar{D}$ | $633,98 \pm 69,71$ | $1624,65 \pm 134,80$ |

Таблица 4.3 — Систематические ошибки в измерении массы D^0 -мезона

| Источник систематической ошибки | ΔM_{D^0} , МэВ | ΔM_{D^0} , МэВ |
|-------------------------------------|------------------------|------------------------|
| | 2004 г. | 2016-2017 гг. |
| Абсолютная калибровка импульса | 0,005 | 0,005 |
| Ионизационные потери в веществе | 0,010 | 0,005 |
| Импульсное разрешение | 0,022 | 0,010 |
| Неопределенность энергии мезона | 0,020 | 0,011 |
| Форма распределения сигнала | 0,018 | 0,025 |
| Форма распределения фона континуума | 0,030 | 0,033 |
| Форма распределения фона $D\bar{D}$ | 0,018 | 0,023 |
| Идентификация | — | 0,004 |
| Калибровка энергии пучка | 0,007 | 0,005 |
| Квадратичная сумма | 0,051 | 0,051 |

Таблица 4.4 — Систематические ошибки в измерении массы D^+ -мезона

| Источник систематической ошибки | ΔM_{D^+} , МэВ | ΔM_{D^+} , МэВ |
|-------------------------------------|------------------------|------------------------|
| | 2004 г. | 2016-2017 гг. |
| Абсолютная калибровка импульса | 0,005 | 0,014 |
| Ионизационные потери в веществе | 0,032 | 0,028 |
| Импульсное разрешение | 0,079 | 0,031 |
| Неопределенность энергии мезона | 0,018 | 0,023 |
| Форма распределения сигнала | 0,059 | 0,066 |
| Форма распределения фона континуума | 0,075 | 0,065 |
| Форма распределения фона $D\bar{D}$ | 0,041 | 0,040 |
| Идентификация | 0,009 | 0,009 |
| Калибровка энергии пучка | 0,005 | 0,003 |
| Квадратичная сумма | 0,136 | 0,113 |

4.4 Систематические погрешности измерения

Систематические ошибки в измерении массы D^0 - и D^+ -мезонов приведены в таблицах 4.3 и 4.4 для двух обработанных наборов данных (2004 г. и 2016-17 гг.) соответственно.

Таблица 4.5 — Результаты калибровки поправочного коэффициента α

| | 2004 г. | 2016-2017 гг. |
|--|-------------------|-------------------|
| Смещение значения $\langle \Delta E \rangle$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ | $1,030 \pm 0,004$ | $1,013 \pm 0,003$ |
| Смещение значения $\langle \Delta E \rangle$, $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ | $1,023 \pm 0,003$ | $1,014 \pm 0,003$ |
| $M_{K_S^0}$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ | $1,022 \pm 0,002$ | $1,015 \pm 0,002$ |

Вклад абсолютной калибровки импульса определяется точностью поправочного коэффициента α . Для получения основного результата выполнена калибровка по тому же набору событий, который использовался в анализе, с заданием требования зануления среднего значения ΔE . Для оценки систематической неопределенности была выполнена реконструкция массы K_S^0 в канале $\pi^+ \pi^-$. Сравнение массы K_S^0 , найденной в эксперименте, со значением в таблице PDG [28] позволяет получить поправочный коэффициент α к импульсу. Поправочные коэффициенты, полученные различными способами, представлены в таблице 4.5.

Как видно из рисунка 4.1, разница между реконструированным и истинным импульсом, обусловленная ионизационными потерями в веществе детектора, может достигать нескольких МэВ, поэтому вводится поправка к импульсу, учитывающая этот эффект. Неопределённость моделирования ионизационных потерь в веществе детектора оценивается путём изменения соответствующего поправочного коэффициента к импульсу. Параметры функции (4.5) для коррекции импульса варьировались случайным образом в соответствии с гауссовым распределением со среднеквадратичным отклонением, равным погрешности параметра функции. Влияние возможной зависимости параметров D и k от полярного угла учитывается в систематической неопределённости.

Систематическая неопределенность, связанная с разрешением по импульсу, оценивается с помощью сравнения результатов двух методов его настройки в моделировании для согласования с экспериментом. Импульсное разрешение настраивалось по событиям с космическими частицами и VhaVha событиям. В первом методе систематическая ошибка определения $x(t)$ в аксиальных и стереослоях дрейфовой камеры умножается на калибровочные поправочные коэффициенты для настройки разрешения по импульсу. Во втором методе пространственное разрешение, полученное процедурой определения $x(t)$ в аксиальных и стереослоях, умножается на калибровочные поправочные коэффициенты для настройки разрешения по импульсу.

Неопределенность энергии мезона учитывает несколько вкладов. Как отмечено в разделе 4.2, для моделирования поправок, обусловленных излучением в начальном состоянии (ISR), мы учитываем энергетическую зависимость сечения. Неопределенность поправки ISR в основном определяется неопределенностью энергетической зависимости сечения $\sigma(e^+e^- \rightarrow D\bar{D})$. Для оценки систематической неопределенности величина сечения в измеренных точках по энергии меняется случайным образом в соответствии с гауссовым распределением со среднеквадратичным отклонением, равным статистической ошибке измеренного сечения. Кроме того при оценке систематики, учитывается разница в энергетических шкалах ускорителей ВЭПП-4М и ВЕРС-II [98] около 1 МэВ.

Систематическая неопределенность, обусловленная параметризацией формы сигнала, оценивается с помощью использования одной гауссовой формы вместо двух с разной шириной. Неопределенность формы распределения фона континуума $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s$) оценивается путём использования альтернативного генератора системы пионов с переменной множественностью в моделировании, а также путём ослабления параметров формы фона при подгонке экспериментальных данных. Вклад формы распределения фона $D\bar{D}$ оценивается путём ослабления относительной величины гауссовой формы и непиковой компоненты при подгонке экспериментальных данных, а также путём исключения одного из гауссовских пиков в параметризации формы фона.

Систематическая неопределенность, связанная с идентификацией, определяется вероятностью ложной идентификации (пиона как каона или наоборот). В случае АЧС изменение величины ложной идентификации возможно из-за неточности выставки системы, точность которой составляет порядка 1 мм. Поэтому для определения систематической ошибки в моделировании варьировался отступ от края стенки до 5 мм. А также варьировался порог на число фотоэлектронов, что соответствовало изменению вероятности ложной идентификации пиона как каона ($P_{\pi \rightarrow K}$) до 10%, а вероятности ложной идентификации каона как пиона ($P_{K \rightarrow \pi}$) до 20%. Для оценки систематики связанной с идентификацией по ТОФ, ограничение на время пролета кандидата в каоны варьировалось в пределах одной сигмы разрешения по времени пролёта. Систематическая неопределенность связанная с идентификацией по измерению ионизационных потерь (dE/dx) определялась с помощью изменения ограничения на вероятность каона $P(K)$. В обоих случаях это соответствовало изменению вероятности ложной идентификации каона как пиона ($P_{K \rightarrow \pi}$) до 20%.

Ошибка калибровки энергии пучка определяется точностью интерполяции энергии пучка между последовательными измерениями энергии с использованием метода резонансной деполяризации. Она не превышает 60 кэВ. Систематическая неопределённость, обусловленная калибровкой энергии пучка, оценивается как $\sigma_{E_b} = \Delta_{E_b} / \sqrt{N_{sig}}$, где Δ_{E_b} – ошибка калибровки энергии пучка, N_{sig} – число отобранных сигнальных событий.

В сравнении с предыдущим анализом [18] для первого набора данных, были улучшены некоторые систематические ошибки. Во-первых, как уже упоминалось, систематическая ошибка, связанная с поправками ISR, была значительно уменьшена благодаря использованию более точных измерений сечения $\sigma(e^+e^- \rightarrow D\bar{D})$, выполненных коллаборацией BESIII. Систематическая ошибка, связанная с калибровкой абсолютного импульса, была улучшена благодаря использованию другого метода её оценки. В текущем анализе мы выполнили калибровку, измеряя среднее смещение значения ΔE , а для оценки систематической неопределённости мы реконструировали массу K_S^0 в канале $\pi^+\pi^-$. В предыдущем анализе вклад калибровки абсолютного импульса определялся точностью измерения ΔE и распространялся на неопределённость измерения массы с использованием зависимости $dM_{bc}/d\alpha$. Систематическая ошибка, связанная с импульсным разрешением, также была снижена. В предыдущем анализе систематика определялась иначе, чем описано выше в этом разделе. Первый метод настройки импульсного разрешения в моделировании для согласования с экспериментальным соответствует использованному в новом анализе. В этом методе систематическая ошибка определения $x(t)$ в аксиальных и стерео слоях дрейфовой камеры умножается на калибровочные поправочные коэффициенты для настройки разрешения по импульсу. Второй метод отличается, и заключался в предыдущем анализе в «размытии» реконструированных импульсов как $p' = p(1 + \xi\sigma(p))$, где ξ – случайная величина, имеющая нормальное распределение, $\sigma(p) = \sqrt{\sigma_s^2 + \sigma_x^2 p^2}$.

4.5 Полученные результаты и сравнение с другими измерениями

Массы нейтрального и заряженного D -мезонов были измерены с помощью детектора КЕДР на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-4М, работающем в области энергии

рождения $\psi(3770)$ -мезона. Для анализа использовались два набора данных с интегралами $0,9 \text{ пб}^{-1}$ и $4,0 \text{ пб}^{-1}$, по которым реконструировались D -мезоны в распадах $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ и $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$.

Средневзвешенные значения масс составили [40]:

$$\begin{aligned} M_{D^0} &= 1865,100 \pm 0,210_{\text{стат}} \pm 0,046_{\text{сист}} \text{ МэВ}, \\ M_{D^+} &= 1869,560 \pm 0,288_{\text{стат}} \pm 0,109_{\text{сист}} \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

Взвешивание массы с учетом частичной корреляции систематических ошибок проводилось по следующим правилам [53]:

$$\begin{aligned} \langle M \rangle &= \sum w_i \cdot M_i, \\ \sigma_{\text{stat}}^2 &= \sum w_i^2 \cdot \sigma_{\text{stat},i}^2, \\ \sigma_{\text{syst}}^2 &= \sum w_i^2 \cdot (\sigma_{\text{syst},i}^2 - \sigma_{\text{syst},0}^2) + \sigma_{\text{syst},0}^2, \\ W_i &= 1/(\sigma_{\text{stat},i}^2 + \sigma_{\text{syst},i}^2 - \sigma_{\text{syst},0}^2), \quad w_i = W_i / \sum W_i. \end{aligned} \quad (4.16)$$

Здесь $\sigma_{\text{stat},i}^2$ и $\sigma_{\text{syst},i}^2$ — статистическая и систематические ошибки в измерении i , $\sigma_{\text{syst},0}^2$ — коррелированная часть. Систематическая ошибка, связанная с неопределенностью формы сигнала и фона, рассматривается как коррелированная часть.

Измеренное значение массы D^0 согласуется с более точными измерениями, в то время как значение массы D^+ на данный момент является наиболее точным измерением. Набранная экспериментальная статистика не позволила конкурировать эксперименту КЕДР с CLEO, BABAR и LHCb по точности измерения массы D^0 , тем не менее полученное значение массы D^0 в эксперименте КЕДР может рассматриваться в качестве дополнительной проверки. Полученные результаты в анализе по точности превосходят результаты коллаборации КЕДР, опубликованные в [18], и должны заменить результаты коллаборации в таблице PDG [28].

Сравнение измеренных масс D -мезонов, полученных в этом анализе, с другими измерениями показано на рисунке 4.8, где KEDR 2010 — ранее опубликованный результат коллаборации КЕДР, основанный на данных 2004 г., KEDR 2025 — средневзвешенный результат, основанный на двух наборах данных за 2004 г. и 2016-2017 гг.

Также в рамках проведенного анализа была получена разница масс между D^+ и D^0 -мезонами [40]:

$$M_{D^+} - M_{D^0} = 4,46 \pm 0,36_{\text{стат}} \pm 0,12_{\text{сист}} \text{ МэВ}.$$

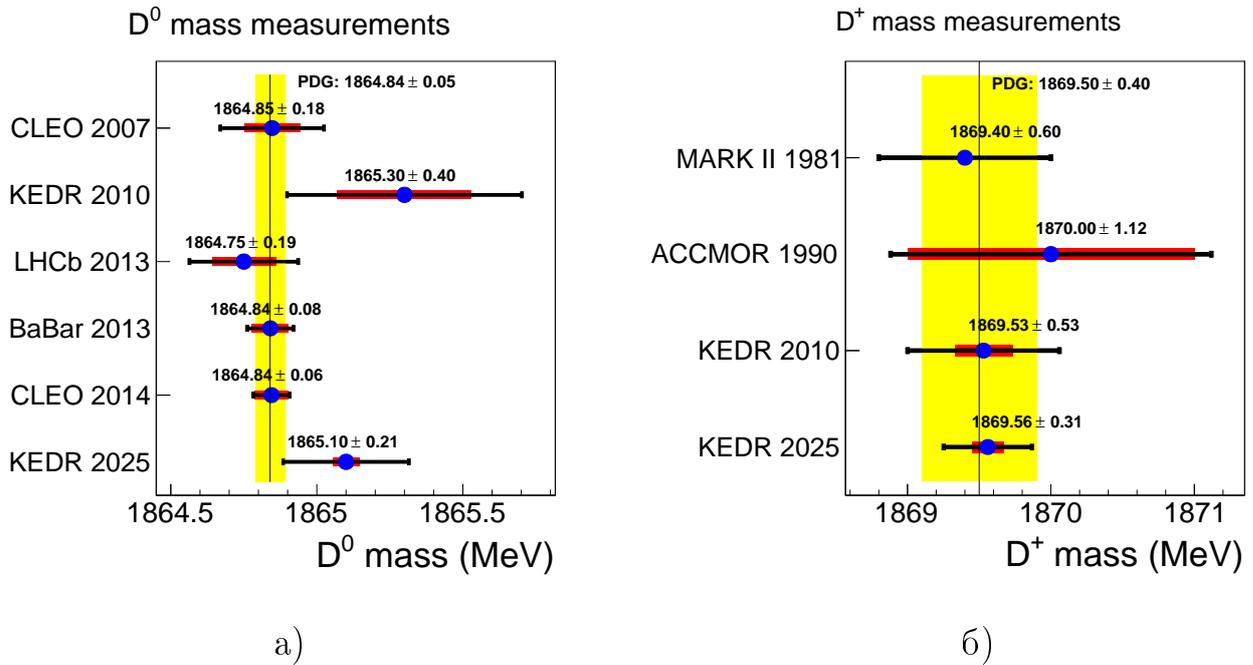


Рисунок 4.8 — Сравнение результатов измерений детектора КЕДР с данными экспериментов из таблицы PDG [28]: а) D^0 -мезон; б) D^+ -мезон. Толстые и тонкие горизонтальные линии ошибок показывают систематическую и суммарную ошибки соответственно. Вертикальные линии показывают среднемировые значения, вертикальные полосы – их ошибки. «KEDR 2025» соответствуют средне-взвешенным результатам, полученным на данных набранных в 2004 и 2016-2017 годах

Систематическая неопределённость рассчитана в предположении, что систематические неопределённости между измерениями D^0 и D^+ -мезонов некоррелированы. Результат согласуется с текущим средним мировым значением [28] и наиболее точным результатом LHCb [19].

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Проведено измерение масс нейтрального и заряженного D -мезонов в процессе $e^+e^- \rightarrow \psi(3770) \rightarrow D\bar{D}$ на основе $4,9 \text{ пб}^{-1}$ интегральной светимости, набранной в эксперименте КЕДР в 2004-м и 2016–2017 годах. D -мезоны реконструировались в распадах $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ и $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$. Измеренное значение массы D^0 согласуется с более точными измерениями других экспериментов, в то время как значение массы D^+ на данный момент является наиболее точным измерением. Значения масс составили [40]:

$$M_{D^0} = 1865,100 \pm 0,210_{\text{стат}} \pm 0,046_{\text{сист}} \text{ МэВ},$$

$$M_{D^+} = 1869,560 \pm 0,288_{\text{стат}} \pm 0,109_{\text{сист}} \text{ МэВ}.$$

Разница масс между D^+ и D^0 -мезонами составила:

$$M_{D^+} - M_{D^0} = 4,46 \pm 0,36_{\text{стат}} \pm 0,12_{\text{сист}} \text{ МэВ}.$$

2. Разработаны и запущены в эксплуатацию системы питания и измерения частоты собственных шумов ФЭУ МКП, а также программа мониторинга и контроля параметров (напряжение, ток, частота собственных шумов) для полномасштабной системы АШИФ из 160 счетчиков. Что позволило успешно использовать систему АШИФ в эксперименте КЕДР с 2014 г по 2025 г [37].
3. Разработано программное обеспечение для реконструкции событий в системе АШИФ из 160 счетчиков распределенных в два слоя. Произведена выставка системы относительно трековой системы, что позволяет использовать систему АШИФ для анализа физических процессов [35]. Система идентификации АШИФ позволила улучшить точность измерения масс D -мезонов.
4. Измерена геометрическая эффективность регистрации частиц в системе АШИФ на $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ событиях. Эффективность двухслойной системы идентификации на основе счетчиков АШИФ в детекторе КЕДР составляет $95,7 \pm 0,6\%$ [35; 36].

5. Измерена неоднородность светосбора, эффективность регистрации и качество идентификации частиц на космических мюонах в системе АШИФ детектора КЕДР. Неоднородность светосбора в среднем по счетчикам составляет порядка $\pm 30\%$ [35]. В подходе «Толстый счетчик» (сумма амплитуд с двух слоев) амплитуда после запуска системы в эксперименте КЕДР в 2014 году составляла $9,3 \pm 0,1$ и $12,5 \pm 0,1$ фотоэлектрона для цилиндрической и торцевой частей, соответственно [36]. Это соответствует эффективности регистрации частиц $99,991 \pm 0,001\%$ и $99,999 \pm 0,001\%$. Качество π/K -разделения пересчитанное из космических мюонов для системы АШИФ в подходе «Толстый счетчик» в среднем снизилось с 3σ в 2014 году до $2,5\sigma$ в 2023 году в рабочем импульсном диапазоне от 600 до 1500 МэВ/с [37].
6. Измерена временная стабильность амплитуды сигнала в счетчиках АШИФ в ходе эксперимента КЕДР. Амплитуда в счетчиках для частиц пересекающих аэрогель плавно уменьшилась на 38% от начальной величины за первые три года и в течении последних шести лет изменилась относительно слабо еще на 7%. Уменьшение амплитуды сигнала, в течение девяти лет эксплуатации в среднем для всех счетчиков системы, связанное с фотоумножителем и аэрогелем составляет 35% и 10%, соответственно [36; 37; 41].
7. Разработано программное обеспечение для Монте-Карло моделирования системы аэрогелевых Черенковских счетчиков АШИФ в составе детектора КЕДР [35; 36; 38; 42]. Моделирование использовалось в физическом анализе по измерению масс D -мезонов [39; 40], а также в анализах по измерению вероятности распада J/Ψ в конечные состояния $2(\pi^+\pi^-)\pi^0$, $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$, $2(\pi^+\pi^-)$, $K^+K^- - \pi^+\pi^-$ [13] и $p\bar{p}$.

В заключении выражаю искреннюю признательность моему первому научному руководителю и учителю Е.А. Кравченко, за его неоценимую помощь в работе и полезные советы. Я с благодарностью вспоминаю ныне ушедшего из жизни А.П. Онучина за его неоценимый вклад в процесс моего обучения. Выражаю благодарность А.Ю. Барнякову, который помогал мне профессионально расти и развиваться в Институте, за его помощь в работе над данной диссертацией.

Также я очень признателен команде, работавшей над созданием, вводом в эксплуатацию и поддержке в эксперименте КЕДР системы черенковских счет-

чиков АШИФ: А.Ф. Данилюку, А.Р. Бузыкаеву, М.Ю. Барнякову, В.С. Бобровникову, В.В. Гулевичу, С.А. Кононову, В.В. Баруткину, С.В. Голубеву, М.В. Шмакову, А.В. Родякину, А.С. Старостину, Г.А. Савинову, А.В. Таркову, А.А. Турбиной, И.А. Куянову, А.А. Катцину, К.Г. Петрухину и Н.А. Подгорнову. Благодаря им система АШИФ успешно работает в эксперименте КЕДР.

Особую признательность выражаю ныне ушедшему из жизни А.Г. Шамо-ву, обсуждения с которым значительно улучшили качество данной работы.

Хочется выразить признательность за полезные советы и помощь при реализации физического анализа данной работы А.Е. Блинову, К.Ю. Тодышеву, Т.А. Харламовой, В.А. Таюрскому, В.М. Малышеву, А.М. Сухареву и А.Л. Масленникову.

Я благодарю весь коллектив детектора КЕДР и комплекса ВЭПП-4М, за обеспечение хороших рабочих смен и за оперативное устранение возникающих проблем. Особенно хочу выделить: К.Ю. Тодышева, О.Л. Резанову, И.Б. Николаева и А.А. Осипова.

Огромную признательность хочется выразить заведующему лаборатории 3-2 и руководителю эксперимента КЕДР В.Е. Блинову, за постоянный интерес к моей работе и поддержку.

Я благодарен всем сотрудникам лаборатории 3-2, в коллективе которых мне приятно работать на протяжении многих лет. Выражаю свою благодарность дирекции Института за обеспечение возможности проводить в Институте эксперименты по физике высоких энергий на ускорителях.

Мне очень приятно поблагодарить моих родителей Валерия Ивановича и Елену Анатольевну Овтиных, а так же сестру Марину за поддержку во всех моих жизненных начинаниях и за воспитание во мне с детства любознательности и самостоятельности. В завершении хочу выразить благодарность моей жене Ольге, сыну Роману и дочери Виктории за понимание, терпение и поддержку при написании данной работы.

Список литературы

1. Детектор КЕДР / В. В. Анашин, В. М. Аульченко, Е. М. Балдин [и др.]. — Текст: электронный // Препринт ИЯФ 2010-40. — Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 2010. — С. 1–85. URL: https://www.inp.nsk.su/images/preprint/2010_040.pdf . — Дата обращения: 18.11.2025.
2. Детектор КЕДР / В. В. Анашин, В. М. Аульченко, Е. М. Балдин [и др.]. — Текст: электронный // Физика элементарных частиц и атомного ядра. — 2013. — Т. 44, № 4. — С. 1263–1345. URL: https://www1.jinr.ru/Репан/2013-v44/v-44-4/02_an.pdf . — Дата обращения: 18.11.2025.
3. Эксперименты с детектором КЕДР на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-4М в области энергии $\sqrt{s} = 1.84\text{--}3.88$ ГэВ / В. В. Анашин, О. В. Анчугов, В. М. Аульченко [и др.]. — Текст: электронный // Физика элементарных частиц и атомного ядра. — 2023. — Т. 54, № 1. — С. 190–262. URL: https://www1.jinr.ru/Репан/v-54-1/03_anashin_r_n.pdf . — Дата обращения: 18.11.2025.
4. Ускорительный комплекс ВЭПП-4 / А. Н. Алешаев, В. В. Анашин, О. В. Анчугов [и др.]. — Текст: электронный // Препринт ИЯФ 2011-20. — Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 2011. — С. 1–138. URL: https://www.inp.nsk.su/images/preprint/2011_020.pdf . — Дата обращения: 18.11.2025.
5. Статус ВЭПП-4 / В. Е. Блинов, В. С. Бобровников, К. В. Золотарев [и др.]. — Текст: электронный // Физика и техника ускорителей, Письма в ЭЧАЯ. — 2014. — Т. 11, № 5(189). — С. 966–980. URL: https://www1.jinr.ru/Репан_letters/panl_2014_5/12_nikit.pdf . — Дата обращения: 18.11.2025.
6. Beam Energy Measurements at VEPP-4M Collider by Resonant Depolarization Technique / Blinov V. E., A. V. Bogomyagkov, V. P. Cherepanov [et al.]. — Текст: электронный // ICFA Beam Dynamics Newsletter. — 2009. — nr. 48. — P. 181–191. URL: https://icfa-usa.jlab.org/archive/newsletter/icfa_bd_nl_48.pdf . — Дата публикации: 01.04.2009.
7. High precision energy calibration with resonant depolarization at the VEPP-4M collider / V. E. Blinov, A. V. Bogomyagkov, [et al.] V. P. Cherepanov. —

- Текст: электронный // Nuclear and Particle Physics Proceedings. — 2016. — nr. 273-275. — P. 210–218. URL: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2015.09.028> . — Дата публикации: 01.06.2016.
8. Review of Beam Energy Measurements at VEPP-4M: KEDR/VEPP-4M / V. E. Blinov, A. V. Bogomyagkov, N. Yu. Muchnoi [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 2009. — Vol. 598, nr. 1. — P. 23–30. URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.08.078> . — Дата публикации: 01.01.2009.
 9. Low-energy universality and the new charmonium resonance at 3870 MeV / E. Braaten, M. Kusunoki. — Текст: электронный // Phys. Rev. D. — 2004. — Vol. 69, nr. 074005. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.69.074005> . — Дата публикации: 08.04.2004.
 10. X(3872) in the molecular model / Yu. S. Kalashnikova, A. V. Nefediev. — Текст: электронный // Physics-Uspekhi. — 2019. — Vol. 62, nr. 6. — P. 568–595. URL: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.08.038411> . — Дата публикации: 30.08.2019.
 11. Averages of b -hadron, c -hadron, and τ -lepton properties as of 2021 / Y. Amhis, Sw. Banerjee, [et al.] E. Ben-Haim. — Текст: электронный // Physical Review D. — 2023. — Vol. 107, nr. 052008. — P. 365. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.107.052008> . — Дата публикации: 23.03.2023.
 12. FLAG Review 2021 / S. Aoki, T. Blum, G. Colangelo [et al.]. — Текст: электронный // The European Physical Journal C. — 2022. — Vol. 82, nr. 869. — P. 296. URL: <https://link.springer.com/article/10.1140/epjc/s10052-022-10536-1> . — Дата публикации: 04.10.2022.
 13. 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, nr. 938. — URL: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10879-9> . — Дата публикации: 22.10.2022.

14. Study of D Mesons Produced in the Decay of the $\psi(3772)$ / I. Peruzzi, M. Piccolo, G. J. Feldman [et al.]. — Текст: электронный // Physical Review Letters. — 1977. — Vol. 39, nr. 21. — P. 1301–1304. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.39.1301> . — Дата публикации: 21.11.1977.
15. Measurements of the properties of D -meson decays / R. H. Schindler, M. S. Alam, A. M. Boyarski [et al.]. — Текст: электронный // Physical Review D. — 1981. — Vol. 24, nr. 1. — P. 78–97. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.24.78> . — Дата публикации: 01.07.1981.
16. Measurement of the masses and lifetimes of the charmed mesons D^0 , D^+ and D_s^+ / S. Barlag, H. Becker, T. Böhringer [et al.]. — Текст: электронный // Particles and Fields C. — 1990. — Vol. 46. — P. 563–567. URL: <https://link.springer.com/article/10.1007/BF01560257> . — Дата публикации: 01.12.1990.
17. Precision Determination of the D^0 Mass / C. Cawfield, B. I. Eisenstein, I. Karliner [et al.]. — Текст: электронный // Physical Review Letters. — 2007. — Vol. 98. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.092002> . — Дата публикации: 28.02.2007.
18. Measurement of D^0 and D^+ meson masses with the KEDR detector / V. V. Anashin, V. M. Aulchenko, E. M. Baldin [et al.]. — Текст: электронный // Physics Letters B. — 2010. — Vol. 686, nr. 2-3. — P. 84–90. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.092002> . — Дата публикации: 22.03.2010.
19. Precision measurement of D meson mass differences / R. Aaij, C. Abellan Beteta, B. Adeva [et al.]. — Текст: электронный // Journal of High Energy Physics. — 2013. — Vol. 65. — URL: [https://link.springer.com/article/10.1007/JHEP06\(2013\)065](https://link.springer.com/article/10.1007/JHEP06(2013)065) . — Дата публикации: 17.06.2013.
20. Measurement of the mass of the D^0 meson / J. P. Lees, V. Poireau, V. Tisserand [et al.]. — Текст: электронный // Physical Review D. — 2013. — Vol. 88, 071104(R). — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.071104> . — Дата публикации: 30.10.2013.

21. High precision measurement of the masses of the D^0 and K_S mesons / A. Tomaradze, S. Dobbs, T. Xiao [et al.]. — Текст: электронный // Physical Review D. — 2014. — Vol. 89, 031501(R). — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.89.031501> . — Дата публикации: 20.02.2014.
22. Пороговый черенковский счетчик / А. П. Онучин, С. И. Середняков. — Текст: непосредственный // Приборы и техника эксперимента. — 1972. — Т. 6. — С. 57–58.
23. Experiments with the MD-1 detector at the e^+e^- collider VEPP-4 in the energy region of Υ mesons / S. E. Baru, A. E. Blinov, [et al.] V. E. Blinov. — Текст: электронный // Physics Reports. — 1996. — Vol. 267, nr. 2-3. — P. 71–159. URL: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(95\)00056-9](https://doi.org/10.1016/0370-1573(95)00056-9) . — Дата публикации: 01.03.1996.
24. The TASSO gas and aerogel Cherenkov counters / H. Burkhardt, P. Koehler, R. Riethmüller [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods. — 1981. — Vol. 184, nr. 2-3. — P. 319–331. URL: [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(81\)90732-1](https://doi.org/10.1016/0029-554X(81)90732-1) . — Дата публикации: 01.06.1981.
25. Silica aerogel Cherenkov counter for the КЕК В-factory experiment / T. Sumiyoshi, I. Adachi, R. Enomoto [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 1999. — Vol. 433, nr. 1-2. — P. 385–391. URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)00460-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00460-X) . — Дата публикации: 21.08.1999.
26. Particle identification system based on dense aerogel for SND detector at VEP-P-2000 collider / A. Yu. Barnyakov, M. Yu. Barnyakov, K. I. Beloborodov [et al.]. — Текст: электронный // Journal of Instrumentation. — 2014. — Vol. 9. — URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/09/C09023> . — Дата публикации: 19.09.2014.
27. Test results of the threshold aerogel Cherenkov counter system with $n = 1.05$ using electrons and muons at $p < 500$ MeV/c / A. Yu. Barnyakov, M. Yu. Barnyakov, K. I. Beloborodov [et al.]. — Текст: электронный // Journal of Instrumentation. — 2014. — Vol. 9. — URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/08/C08010> . — Дата публикации: 01.08.2014.

28. Review of Particle Physics / S. Navas, C. Amsler, T. Gutsche [et al.]. — Текст: электронный // Physical Review D. — 2024. — Vol. 110, 030001. — P. 1–2382. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.110.030001> . — Дата публикации: 01.08.2024.
29. Quark Masses / J. Gasser, H. Leutwyler. — Текст: электронный // PHYSICS REPORTS (Review Section of Physics Letters). — 1982. — Vol. 87, nr. 3. — P. 77–169. URL: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(82\)90035-7](https://doi.org/10.1016/0370-1573(82)90035-7) . — Дата публикации: 01.07.1982.
30. Ab initio calculation of the neutron-proton mass difference / Sz. Borsanyi, S. Durr, Z. Fodor [et al.]. — Текст: электронный // Science. — 2015. — Vol. 347, nr. 6229. — P. 1452–1455. URL: <https://www.science.org/doi/10.1126/science.1257050> . — Дата публикации: 27.03.2015.
31. The Status of the SND ASHIPH System Upgrade for the SND Detector / A. Yu. Barnyakov, V. S. Bobrovnikov, A. R. Buzykaev [et al.]. — Текст: электронный // Physics of Particles and Nuclei. — 2025. — Vol. 56, nr. 3. — P. 687–691. URL: <https://link.springer.com/article/10.1134/S1063779624702137> . — Дата публикации: 27.06.2025.
32. Status and R&D of ASHIPH-SiPM option for PID / A. Yu. Barnyakov, V. S. Bobrovnikov, A. R. Buzykaev [et al.]. — Текст: электронный // International Journal of Modern Physics A. — 2024. — Vol. 39, nr. 26n27. — P. 9. URL: <https://www.worldscientific.com/doi/10.1142/S0217751X24420053> . — Дата публикации: 17.08.2024.
33. ROOT, a data analysis framework. — Текст: электронный. — URL: <https://root.cern.ch> . — Дата обращения: 18.11.2025.
34. GEANT, Detector Description and Simulation Tool / Application Software Group. — Текст: электронный // Computing and Networks Division. — 1994. — P. 1–467. URL: <https://cds.cern.ch/record/1073159/files/cer-002728534.pdf> . — Дата обращения: 18.11.2025.
35. Aerogel Cherenkov Counters of the KEDR Detector / I. V. Ovtin, A. Yu. Barnyakov, M. Yu Barnyakov [et al.]. — Текст: электронный // Proceedings of the CERN-BINP Workshop for Young Scientists in e^+e^- Colliders,

- Geneva, Switzerland, 22–25 August 2016. — 2017. — Vol. 1. — P. 187–194. URL: <https://doi.org/10.23727/CERN-Proceedings-2017-001.187> . — Дата публикации: 29.06.2017.
36. Particle detection efficiency of the KEDR detector ASHIPH system / A. Yu. Barnyakov, M. Yu Barnyakov, V. S. Bobrovnikov [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 2020. — Vol. 952. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.06.019> . — Дата публикации: 01.02.2020.
37. ASHIPH Cherenkov counters in the KEDR experiment / A. Yu. Barnyakov, M. Yu Barnyakov, V. S. Bobrovnikov [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 2025. — Vol. 1080. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2025.170739> . — Дата публикации: 25.06.2025.
38. Simulation of the ASHIPH Cherenkov counters of the KEDR detector / A. Yu. Barnyakov, M. Yu Barnyakov, K. I. Beloborodov [et al.]. — Текст: электронный // Journal of Instrumentation. — 2017. — Vol. 12 C07041. — URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/12/07/C07041> . — Дата публикации: 28.07.2017.
39. Measurement of the Masses of Neutral and Charged D Mesons with the KEDR Detector / V. V. Anashin, O. V. Anchugov, A. V. Andrianov [et al.]. — Текст: электронный // Physics of Particles and Nuclei. — 2025. — Vol. 56, nr. 3. — P. 802–808. URL: <https://doi.org/10.1134/S1063779624702320> . — Дата публикации: 27.06.2025.
40. New measurement of D^0 and D^+ meson masses with the KEDR detector / V. V. Anashin, O. V. Anchugov, A. V. Andrianov [et al.]. — Текст: электронный // Journal of High Energy Physics. — 2025. — Vol. 2025, nr. 1. — URL: [https://doi.org/10.1007/JHEP11\(2025\)001](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2025)001) . — Дата публикации: 04.11.2025.
41. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2025610059 Российская Федерация. Программное обеспечение для исследования неоднородности светосбора, долговременной стабильности и качества π/K -разделения на космических мюонах в системе АЧС

- детектора КЕДР : № 2024692072 : заявл. 16.12.2024 : опубл. 09.01.2025 / Овтин И. В. ; заявитель ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН. — Текст: непосредственный.
42. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2025610186 Российская Федерация. Программное обеспечение для моделирования событий в системе АШИФ детектора КЕДР: № 2025610186 : заявл. 16.12.2024 : опубл. 09.01.2025 / Овтин И. В. ; заявитель ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН. — Текст: непосредственный.
43. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2024686851 Российская Федерация. Программное обеспечение для анализа масс заряженного и нейтрального D-мезонов с детектором КЕДР: № 2024685794 : заявл. 31.10.2024 : опубл. 12.11.2024 / Овтин И. В. ; заявитель ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН. — Текст: непосредственный.
44. Observation in e^+e^- Annihilation of a Narrow State at $1865 \text{ MeV}/c^2$ Decaying to $K\pi$ and $K\pi\pi\pi$ / G. Goldhaber, F. M. Pierre, G. S. Abrams [et al.]. — Текст: электронный // Physical Review Letters. — 1976. — Vol. 37, nr. 5. — P. 255–259. URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.37.255> . — Дата публикации: 02.08.1976.
45. Observation of a Narrow Charged State at $1876 \text{ MeV}/c^2$ Decaying to an Exotic Combination of $K\pi\pi$ / I. Peruzzi, M. Piccolo, G. J. Feldman [et al.]. — Текст: электронный // Physical Review Letters. — 1976. — Vol. 37, nr. 10. — P. 569–571. URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.37.569> . — Дата публикации: 02.08.1976.
46. Evidence for the F Meson at 1970 MeV / A. Chen, M. Goldberg, N. Horwitz [et al.]. — Текст: электронный // Physical Review Letters. — 1983. — Vol. 51, nr. 8. — P. 634–637. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.51.634> . — Дата публикации: 22.08.1983.
47. Супер – Чарм – Тау фабрика, КОНЦЕПТУАЛЬНЫЙ ПРОЕКТ ЧАСТЬ ПЕРВАЯ (физическая программа, детектор) / В. В. Анашин, А. В. Анисёнок, В. М. Аульченко [и др.]. — Текст: электронный. — Новосибирск, 2018. — С. 1–136. URL: https://ctd.inp.nsk.su/wiki/images/8/8b/CDR2_ScTau_ru_vol1.pdf . — Дата обращения: 18.11.2025.

48. О рождении D^* и D -мезонов в распадах B -мезонов / М. Б. Волошин, М. А. Шифман. — Текст: электронный // Ядерная физика. — 1988. — Т. 47, № 3. — С. 801–806. URL: <http://nuclphys.sinp.msu.ru/b/old/ddbirth.pdf> . — Дата обращения: 18.11.2025.
49. Weak decays of heavy mesons in the static quark approximation / Nathan Isgur, Mark B. Wise. — Текст: электронный // Physics Letters B. — 1989. — Vol. 232, nr. 1. — P. 113–117. URL: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(89\)90566-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(89)90566-2) . — Дата публикации: 23.11.1989.
50. An effective field theory for heavy quarks at low energies / Howard Georgi. — Текст: электронный // Physics Letters B. — 1990. — Vol. 240, nr. 3-4. — P. 447–450. URL: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(90\)91128-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(90)91128-X) . — Дата публикации: 26.04.1990.
51. An effective field theory for the calculation of matrix elements involving heavy quarks / Estia Eichten, Brian Hill. — Текст: электронный // Physics Letters B. — 1990. — Vol. 234, nr. 4. — P. 511–516. URL: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(90\)92049-O](https://doi.org/10.1016/0370-2693(90)92049-O) . — Дата публикации: 18.01.1990.
52. 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. — P. 63–79. URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2003.08.028> . — Дата публикации: 30.10.2003.
53. 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, nr. 3-4. — P. 280–291. URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.04.009> . — Дата публикации: 15.05.2012.
54. High precision measurement of the ψ - and ψ' -meson masses / A. A. Zholentz, L. M. Kurdadze, M. Yu. Lelchuk [et al.]. — Текст: электронный // Physics Letters B. — 1980. — Vol. 96, nr. 1-2. — P. 214–216. URL: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(80\)90247-6](https://doi.org/10.1016/0370-2693(80)90247-6) . — Дата публикации: 20.10.1980.
55. The Properties of Charmed Particles / George H. Trilling. — Текст: электронный // Physics Reports. — 1981. — Vol. 75, nr. 2. — P. 57–124.

- URL: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(81\)90097-1](https://doi.org/10.1016/0370-1573(81)90097-1) . — Дата публикации: 01.09.1981.
56. Инжекционный комплекс ВЭПП-5 / Ф. А. Еманов, К. В. Астрелина, В. В. Балакин [и др.]. — Текст: электронный // Физика и техника ускорителей, Письма в ЭЧАЯ. — 2023. — Т. 20, № 4(249). — С. 792–796. URL: https://www1.jinr.ru/Pepan_letters/panl_2023_4/29_Emanov.pdf . — Дата обращения: 18.11.2025.
57. Status and prospects of the injection complex of the Budker Institute of Nuclear Physics / A. A. Starostenko, P. V. Logatchev, O. I. Meshkov [et al.]. — Текст: электронный. — Physics and Technique of Accelerators, 2016. — Vol. 13, nr. 7. — P. 957–961. URL: <http://dx.doi.org/10.1134/S1547477116070499> . — Дата публикации: 06.12.2016.
58. VEPP-5 Injection Complex Performance Improvement for Two Collider Operation / Yu. I. Maltseva, A. V. Andrianov, [et al.] K. V. Astrelina. — Текст: электронный // RUPAC2018 Proceedings. — 2018. — P. 39–43. URL: <https://doi.org/10.18429/JACoW-RUPAC2018-TUZMH02> . — Дата публикации: 02.10.2018.
59. Status and perspectives of the VEPP-2000 / P. Yu. Shatunov, D. E. Berkaev, Yu. M. Zharinov [et al.]. — Текст: электронный // Physics of Particles and Nuclei Letters. — 2016. — Vol. 13, nr. 7. — P. 995–1001. URL: <https://link.springer.com/article/10.1134/S154747711607044X> . — Дата публикации: 06.12.2016.
60. 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. — P. 50–56. URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.07.057> . — Дата публикации: 07.10.2015.
61. 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. — 1989. — Vol. 283, nr. 3. — P. 528–531. URL: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(89\)91411-3](https://doi.org/10.1016/0168-9002(89)91411-3) . — Дата публикации: 10.11.1989.

62. Реконструкция событий в вершинной камере детектора КЕДР / Е. М. Балдин, И. В. Бедный, В. Е. Блинов [и др.]. — Текст: электронный // Препринт ИЯФ 2000-5. — Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 2000. — С. 1–33. URL: https://www.inp.nsk.su/images/preprint/2000_005.pdf. — Дата обращения: 18.11.2025.
63. Нагаслаев В. П. Вершинная камера детектора КЕДР : специальность 01.04.16 «Физика ядра и элементарных частиц» : диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук / Нагаслаев Владимир Петрович ; Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН. — Новосибирск, 1997. — 99 с. — Текст: непосредственный.
64. Блинов В. Е. Дрейфовая камера детектора КЕДР : специальность 01.04.16 «Физика ядра и элементарных частиц» : диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук / Блинов Владимир Евгеньевич ; Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН. — Новосибирск, 1997. — 99 с. — Текст: непосредственный.
65. 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. — 2002. — Vol. 494, nr. 1-3. — P. 251–254. URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01476-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01476-6). — Дата публикации: 21.11.2002.
66. Тодышев К. Ю. Измерение параметров $\psi(2S)$ и $\psi(3770)$ мезонов : специальность 01.04.16 «Физика атомного ядра и элементарных частиц» : диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук / Тодышев Корнелий Юрьевич ; Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН. — Новосибирск, 2012. — 141 с. — Текст: непосредственный.
67. Харламова Т. А. Измерение полной и парциальной 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 имени Г.И. Будкера СО РАН. — Новосибирск, 2019. — 125 с. — Текст: непосредственный.

68. Garfield, recent developments / R. Veenhof. — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 1998. — Vol. 419, nr. 2-3. — P. 726–730. URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(98\)00851-1](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00851-1) . — Дата публикации: 21.12.1998.
69. 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. — 1993. — Vol. 327, nr. 1. — P. 193–198. URL: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(93\)91440-X](https://doi.org/10.1016/0168-9002(93)91440-X) . — Дата публикации: 20.03.1993.
70. Пелеганчук С. В. Энергетическое разрешение электромагнитного калориметра на основе жидкого криптона : специальность 01.04.16 «Физика ядра и элементарных частиц» : диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук / Пелеганчук Сергей Владимирович ; Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН. — Новосибирск, 1999. — 110 с. — Текст: непосредственный.
71. Пространственное разрешение калориметра на жидком криптоне детектора КЕДР / В. М. Аульченко, Е. М. Балдин, А. К. Барладян [и др.]. — Текст: электронный // Препринт ИЯФ 2004-29. — Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 2004. — С. 1–46. URL: https://inp.nsk.su/images/preprint/2004_029.pdf . — Дата обращения: 18.11.2025.
72. Поспелов Г. Э. Пространственное разрешение электромагнитного калориметра на основе жидкого криптона : специальность 01.04.16 «Физика атомного ядра и элементарных частиц» : диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук / Поспелов Геннадий Эллиевич ; Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН. — Новосибирск, 2004. — 98 с. — Текст: непосредственный.
73. 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. — 1996. — Vol. 379, nr. 3. — P. 502–504. URL: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(96\)00562-1](https://doi.org/10.1016/0168-9002(96)00562-1) . — Дата публикации: 21.09.1996.

74. Шварц Б. А. Создание калориметров на основе кристаллов CsI и их применение в экспериментах на встречных пучках : специальность 01.04.16 «Физика атомного ядра и элементарных частиц» : диссертация на соискание учёной степени доктора физико-математических наук / Шварц Борис Альбертович ; Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН. — Новосибирск, 2004. — 230 с. — Текст: непосредственный.
75. Пивоваров С. Г. Сверхпроводящая магнитная система и жидкокриптоновый калориметр детектора КЕДР : специальность 01.04.16 «Физика ядра и элементарных частиц» : диссертация на соискание учёной степени кандидата технических наук / Пивоваров Сергей Григорьевич ; Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН. — Новосибирск, 2001. — 139 с. — Текст: непосредственный.
76. Мюонная система детектора КЕДР / В. М. Аульченко, Д. В. Бондарев, А. Е. Бондарь [и др.]. — Текст: электронный // Препринт ИЯФ 2000-48. — Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 2000. — С. 1–30. URL: https://inp.nsk.su/images/preprint/2000_048.pdf . — Дата обращения: 18.11.2025.
77. Сухарев А. М. Измерение произведения электронной ширины на вероятность распада в пару мюонов $\psi(2S)$ -мезона : специальность 01.04.16 «Физика атомного ядра и элементарных частиц» : диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук / Сухарев Андрей Михайлович ; Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН. — Новосибирск, 2018. — 117 с. — Текст: непосредственный.
78. Триггер детектора КЕДР / С. Е. Бару, А. А. Талышев, В. И. Тельнов [и др.]. — Текст: непосредственный // Приборы и техника эксперимента. — 2011. — Т. 3. — С. 46–61.
79. Служебные блоки системы данных КЛЮКВА / С. Е. Бару, В. С. Кириченко, Г. А. Савинов [и др.]. — Текст: электронный // Препринт ИЯФ 88-26. — Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 1988. — С. 1–17. URL: https://inp.nsk.su/images/preprint/1988_026.pdf . — Дата обращения: 18.11.2025.
80. Электроника новых детекторов ИЯФ / В. М. Аульченко, С. Е. Бару, Г. А. Савинов [и др.]. — Текст: электронный // Препринт ИЯФ 88-29.

- Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 1988. — С. 1–23. URL: https://www.inp.nsk.su/images/preprint/1988_029.pdf . — Дата обращения: 18.11.2025.
81. ГОСТ 26.201.2-94 Система КАМАК. Последовательная магистраль интерфейсной системы. — URL: <https://docs.cntd.ru/document/1200024118> . — Дата обращения: 18.11.2025.
82. Aerogels with high optical parameters for Cherenkov counters / A. Buzykaev, A. Danilyuk, S. Ganzhur [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 1996. — Vol. 379, nr. 3. — P. 465–467. URL: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(96\)00571-2](https://doi.org/10.1016/0168-9002(96)00571-2) . — Дата публикации: 21.09.1996.
83. Recent results on aerogel development for use in Cherenkov counters / A. F. Danilyuk, V. L. Kirillov, M. D. Savelieva [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 2002. — Vol. 494, nr. 1-3. — P. 491–494. URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01537-1](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01537-1) . — Дата публикации: 21.11.2002.
84. Results from R&D of Cherenkov detectors at Novosibirsk / A. Yu. Barnyakov, M. Yu. Barnyakov, K. I. Beloborodov [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 2007. — Vol. 581, nr. 1-2. — P. 410–414. URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.08.016> . — Дата публикации: 21.10.2007.
85. Development of aerogel Cherenkov counters for KEDR detector / A. I. Vorobiov, A. P. Onuchin, A. G. Shamov [et al.]. — Текст: электронный // World Scientific, Proceedings of the 5th International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics. — 1990. — P. 208–213. URL: <https://inspirehep.net/literature/311418> . — Дата публикации: 19.04.1990.
86. Бузыкаев А. Р. Разработка черенковских счётчиков АШИФ для детектора КЕДР : специальность 01.04.01 «Приборы и методы экспериментальной физики» : диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук / Бузыкаев Алексей Рафаилович; Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН. — Новосибирск, 2017. — 86 с. — Текст: непосредственный.

87. The aerogel Cherenkov counters with wavelength shifters and phototubes / A. Onuchin, A. Shamov, Yu. Skovpen [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 1992. — Vol. 315, nr. 1-3. — P. 517–520. URL: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(92\)90757-U](https://doi.org/10.1016/0168-9002(92)90757-U) . — Дата публикации: 01.05.1992.
88. Aerogel Cherenkov counters with wavelength shifters and micro-channel plate photo-tubes / A. R. Buzykaev, A. F. Danilyuk, S. F Ganzhur [et al.]. — Текст: электронный // Journal of Non-Crystalline Solids. — 1998. — Vol. 225. — P. 381–384. URL: [https://doi.org/10.1016/S0022-3093\(98\)00326-3](https://doi.org/10.1016/S0022-3093(98)00326-3) . — Дата публикации: 01.04.1998.
89. Development of aerogel Cherenkov counters with wavelength shifters and phototubes / М. Yu. Barnyakov, A. R. Buzykaev, A. F. Danilyuk [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 1998. — Vol. 419, nr. 2-3. — P. 584–589. URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(98\)00871-7](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00871-7) . — Дата публикации: 21.12.1998.
90. Aerogel Cherenkov counters for the KEDR detector / М. Yu. Barnyakov, V. S. Bobrovnikov, A. R. Buzykaev [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 2000. — Vol. 453, nr. 1-2. — P. 326–330. URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(00\)00653-7](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(00)00653-7) . — Дата публикации: 1.10.2000.
91. Threshold aerogel Cherenkov counters of the KEDR detector / А. Yu. Barnyakov, М. Yu Barnyakov, V. S. Bobrovnikov [et al.]. — Текст: электронный // Journal of Instrumentation. — 2014. — Vol. 9 C09005. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/9/09/C09005> . — Дата публикации: 03.09.2014.
92. R&D of microchannel plate phototubes / А. Yu. Barnyakov, М. Yu. Barnyakov, V. S. Bobrovnikov [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 2006. — Vol. 567, nr. 1. — P. 17–20. URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.05.051> . — Дата публикации: 1.11.2006.
93. Investigation and development of microchannel plate phototubes / А. Yu. Barnyakov, М. Yu. Barnyakov, V. V. Barutkin [et al.]. — Текст:

- электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 2007. — Vol. 572, nr. 1. — P. 404–407. URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.10.276> . — Дата публикации: 1.03.2007.
94. Test of microchannel plates in magnetic fields up to 4.5 T / A. Yu. Barnyakov, M. Yu. Barnyakov, V. G. Prisekin [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 2017. — Vol. 845. — P. 588–590. URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.05.131> . — Дата публикации: 11.02.2017.
95. Operation and performance of the ASHIPH counters at the KEDR detector / A. Yu. Barnyakov, M. Yu Barnyakov, V. S. Bobrovnikov [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 2016. — Vol. 824. — P. 79–82. URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.10.105> . — Дата публикации: 11.07.2016.
96. Барняков А. Ю. Измерение основных параметров системы черенковских счетчиков АШИФ детектора КЕДР : специальность 01.04.16 «Физика атомного ядра и элементарных частиц» : диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук / Барняков Александр Юрьевич ; Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН. — Новосибирск, 2015. — 107 с. — Текст: непосредственный.
97. Influence of water on optical parameters of aerogel / A. Yu. Barnyakov, M. Yu. Barnyakov, V. V. Barutkin [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 2009. — Vol. 598, nr. 1. — P. 166–168. URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.08.089> . — Дата публикации: 1.01.2009.
98. A. J. Julin. Measurement of $D\bar{D}$ Decays from the $\psi(3770)$ Resonance : PhD Thesis / Andy Jarod Julin; University of Minnesota. — Minneapolis, 2017. — 192 с. — Текст: непосредственный. URL: <https://inspirehep.net/literature/1794583>.
99. Measurement of $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ cross sections at the $\psi(3770)$ resonance / M. Ablikim, M. N. Achasov, S. Ahmed [et al.]. — Текст: электронный // Chinese Physics C. — 2018. — Vol. 42, nr. 8. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1674-1137/42/8/083001> . — Дата публикации: 01.08.2018.

100. The Lund Monte Carlo for jet fragmentation and e^+e^- physics - jetset version 6.3 - an update / Т. Sjostrand, М. Bengtsson. — Текст: электронный // Computer Physics Communications. — 1987. — Vol. 43, nr. 3. — P. 367–379. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/0010465587900543> . — Дата публикации: 01.02.1987.
101. UNIMOD2 - универсальная программа моделирования экспериментов на встречных e^+e^- пучках / С. Е. Аввакумов, К. И. Белобородов, А. В. Бердюгин [и др.]. — Текст: электронный // Препринт ИЯФ 2006-038. — Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 2006. — С. 1–25. URL: https://inp.nsk.su/images/preprint/2006_038.pdf . — Дата обращения: 18.11.2025.
102. Radiative corrections to the cross section for single-photon annihilation of an e^+e^- pair at high energy Creators / Е. А. Кураев, V. S. Fadin // Sov. J. Nucl. Phys. — 1985. — Vol. 41, nr. 3. — P. 466–472. — Дата публикации: 01.03.1985.
103. PHOTOS - a universal Monte Carlo for QED radiative corrections: version 2.0 / Е. Barberio, Z. Was. — Текст: электронный // Computer Physics Communications. — 1994. — Vol. 79. — P. 291–308. URL: [https://doi.org/10.1016/0010-4655\(94\)90074-4](https://doi.org/10.1016/0010-4655(94)90074-4) . — Дата публикации: 01.04.1994.
104. Search for hadronic $b \rightarrow u$ decays / Н. Albrecht, R. Glaser, G. Harder [et al.]. — Текст: электронный // Physics Letters B. — 1990. — Vol. 241, nr. 2. — P. 278–282. URL: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(90\)91293-K](https://doi.org/10.1016/0370-2693(90)91293-K) . — Дата публикации: 10.05.1990.